

## 구형 마이크로 스트립 공진기의 해석

## (An Analysis of Rectangular Microstrip Resonator)

洪 義 錫\*

(Ui Seok Hong)

## 要 約

지금까지 소개된 마이크로 스트립 공진기의 공진주파수를 계산하는데 있어서 대부분의 경우 공진기 주변에 존재하는 stray field의 영향은 무시됐다. 그러므로 이러한 방법에 의해서 유도된 공진주파수 계산식은 너무 큰 오차를 나타낸다.

본 논문에서는 이러한 stray field를 고려해서 공진기의 effective dimension을 구하고 또 dynamic dielectric constant를 정의해서 보다 정확한 공진주파수 및 공진기의 Q값에 대한 공식을 유도했다. 새로운 계산식에 의한 이론치가 실험결과와 잘 일치함을 볼 수 있었다.

또한 스트립 라인과 공진기 사이와의 거리 및 결합각도가 공진모드에 미치는 영향도 고찰된다.

## Abstract

In calculating resonant frequencies of a microstrip resonator the effect of the stray field at resonator edges has been neglected in most publications. The formula for resonant frequencies therefore provided inaccurate results.

In the paper the effective dimension and the dynamic dielectric constant of a resonator are defined and obtained for more accurate resonant frequencies and quality factor by including the effect of stray fields.

Theoretical results obtained from the new formula show good agreement with experimental results.

In addition, the effect on resonant modes of the distance and coupling angle between the microstrip line and the resonator is also observed.

## I. 서 론

마이크로 스트립라인 제작기술의 진보는 마이크로 웨이브 집적회로(MIC, microwave integrated circuits) 시대를 도래케 했다.

이러한 MIC에서 마이크로 웨이브용 전송선로 및 능수동 회로소자들은 마이크로 스트립라인의 substrate

평면에 놓이게 된다. 이것은 컴퓨터를 이용한 회로설계나 제작을 가능하게 하며 이를 위한 컴퓨터 알고리즘이 지난 수년간 많은 발전을 거듭해 왔다. 몇가지 예를 들면 Kowalski와 Pregla는 유한 두께의 차폐된 마이크로 스트립라인의 dispersion 특성에 대해서 해석했으며<sup>1)</sup> Wolff는 스트립라인의 전력분배에 대한 CAD를 개발했고<sup>2)</sup> Kompa와 Mehran은 마이크로 스트립 컴퍼넌트의 계산을 위한 planar waveguide model을 만들었다.<sup>3)</sup>

이러한 해석을 기초로 해서 그동안 많은 사람들이 microstrip resonator에 대해서 연구해 왔으며 실제로 마이크로 웨이브 집적회로에 이런 종류의 공진기들이 많이 사용되고 있다. 그러나 대부분의 경우 이러한 마

\*正會員, 光六大學校 電子通信工學科

(Dept. of Telecomm. Eng., Kwangwoon Univ.)

接受日字: 1987年 4月 29日

(※ 본 연구는 1985년도 전반기 한국과학재단 연구비 지원에 의해서 이루어진 것임.)

이므로 스트립 공진기의 기본 공진모드에 대해서만 관심을 가져왔고 스트립라인과 공진기와 의 결합문제에 대해서는 거의 연구되지 않았다. 스트립라인과 공진기와의 거리 및 결합각도에 따른 여기되는 공진모드에 대한 연구는 이러한 새로운 공진기를 보다 광범위한 마이크로 웨이브 집적회로에 사용하기 위해서 절대 필요한 것이다.

마이크로 스트립 공진기의 고유 공진주파수는 공진기 구조에 따른 고유치 방정식을 세워서 이것을 풀면 그 해가 찾고자 하는 공진주파수가 된다.

본 논문에서는 공간적으로 차폐된 구형 마이크로 스트립 공진기(rectangular microstrip resonator)에 대한 새로운 해석 방법인 평행판 모델방법을 도입해서 보다 정확한 공진 주파수를 구하고자 한다.

II. 마이크로 스트립 구형공진기

마이크로 스트립 공진기를 분류하는 방법에는 스트립 라인과의 결합형태에 따라서 transmission type, reaction type 및 reflection type으로 구분하는 방법과 공진기의 외형에 따라서 구형(rectangular), 원형(circular) 및 환형(ring) 공진기로 나누는 방법 등이 있다. 본 논문에서는 공진기가 스트립라인과 직렬로 놓여 있는 transmission type 중 구형 스트립 공진기를 해석하고자 한다.

마이크로 스트립 공진기는 그자신이 개방(open)되어 있기 때문에 공진주파수 계산시 무한공간 전체를 공진기의 체적으로 간주해야 한다.

환언하면 임의의 주파수에 대해서 전계 및 자계가 만족하여야 할 Maxwell eq.은 항상 0이 아닌 하나의 해를 갖게 된다.<sup>(4)</sup> 그러므로 공진기의 고유치 문제에 대한 정확한 해는 개방 공진기에 대해서는 얻기가 어려우므로 여기서는 공진기를 차폐시켜서 해석한다.

지금까지 발표된 대부분의 논문에서는 스트립 공진기 주위에 존재하는 stray field를 고려하지 않았으나 평행판 모델에서는 이러한 stray field를 고려해서 실제 스트립 공진기의 dimension 보다 큰 effective dimension을 얻는다. 또한 스트립라인 substrate 위의 공기층에 분포되어 있는 stray field는 substrate material의 비유전상수 보다 작은 실효 비유전 상수  $\epsilon_{re,eff}$ 의 결과를 가져 온다. 만일 이러한 stray field의 영향을 무시하고 공진주파수를 계산하면 이론치와 측정치간의 오차는 수%~수십%에 달한다.<sup>(5,6)</sup>

그러므로 본 논문에서는 stray field를 고려 effective dimension과 dynamic effective dielectric constant  $\epsilon_{dyn}$ 를 정의해서 마이크로 스트립라인 공진기의 정확한 공진주파수 및 공진모드를 계산하고자 한다.

III. 공진기의 공진주파수 및 공진모드

그림 1 (a)가 해석 하고자 하는 마이크로 스트립 구형공진기이다. 이러한 공진기의 공진주파수를 근사적으로 계산하기 위한 방법은 전계 및 자계가 그림 1 (b)에서처럼 공진기의 금속면 아래에만 존재한다고 생각하고, 또 공진기의 금속면 및 스트립라인의 밑면(ground plate)은 이상도체로 가정해서 모델을 세우는 것이다. 이 경우 공진기의 측면은 이상적인 magnetic wall로 그리고 공진기의 체적은 비유전 상수가  $\epsilon_r$ 인 유전체로 채워졌다고 가정한다. 이러한 방법으로 얻은 공진기의 공진주파수의 근사식은 아래와 같으며 공진기의 윗면 및 스트립라인의 밑면이 이상적인 도체이고  $h \ll \lambda$ 라는 조건하에서 여기될 수 있는 공진모드는  $TE_{mon}^y$  모드(이하 간단히  $TE_{mon}$  모드라 한다)이다.

$$f_r = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{w}\right)^2 + \left(\frac{n}{l}\right)^2}, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

여기서  $c_0$ 는 광속,  $\epsilon_r$ 은 비유전 상수, 그리고  $w$  및  $l$ 은 스트립 공진기의 폭 및 길이를 각각 의미한다. 이제 이러한 스트립 공진기의 보다 정확한 공진주파수식을 유도하기 위해서 공기로 채워진 스트립라인의 실효 폭(effective width)을 구할 때와 마찬가지로 공진기의 effective dimension을 구한다.<sup>(7)</sup>

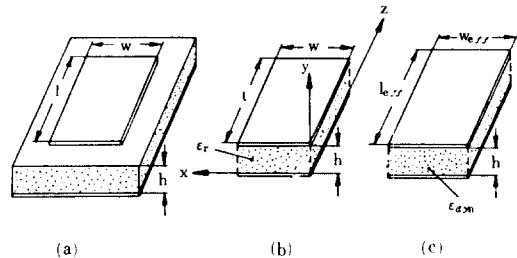


그림 1. 마이크로 스트립 구형공진기  
Fig. 1. Microstrip Rectangular Resonator.

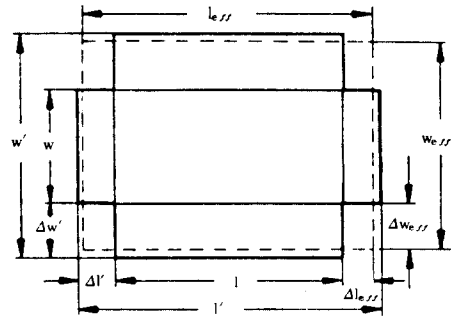


그림 2. 공진기의 Effective Dimension  
Fig. 2. Effective Dimension of a Microstrip Resonator.

그림 2는 이와 같은 방법에 의해서 얻은 모델의 실효길이  $l'$  과 실효폭  $w'$  을 보여 주고 있다. 공진기의 실효면적은 그림에서 굵은 실선으로 표시된 부분으로서 아래와 같다.

$$F_1 = l' \cdot w + l \cdot w' - w \cdot l \quad (2)$$

여기서  $l' = l + 2\Delta l'$  및  $w' = w + 2\Delta w'$  이다.

면적  $F_1$ 과 같은 크기(그림에서 점선으로 이루어지는)가 되도록 만드는 새로운 등가 실효길이  $l_{eff}$  및 등가 실효폭  $w_{eff}$ 를 정의하면

$$F_2 = l_{eff} \cdot w_{eff} = F_1 \quad (3)$$

이 된다. 만일  $w$ ,  $l$ ,  $w'$  그리고  $l'$  값이 주어지면 이러한 값에 의해서  $\Delta l_{eff}$  및  $\Delta w_{eff}$ 를 아래와 같이 구할 수 있다.

$$\Delta l_{eff} = -\frac{1}{4} \left( \frac{w \Delta l'}{\Delta w'} + l \right) + \sqrt{\frac{1}{2} \left( \Delta l' \cdot l + \frac{\Delta l'^2}{\Delta w'} \cdot w \right) + \left( \frac{w \cdot \Delta l'}{\Delta w'} + \frac{1}{2} l \right)^2} \quad (4)$$

$$\Delta w_{eff} = \frac{\Delta w'}{\Delta l'} \Delta l_{eff} \quad (5)$$

또한 여기서 관계식

$$\begin{aligned} l_{eff} &= l + 2 \cdot \Delta l_{eff} \\ w_{eff} &= w + 2 \cdot \Delta w_{eff} \end{aligned} \quad (6)$$

를 이용하면 쉽게  $l_{eff}$  및  $w_{eff}$ 를 구할 수 있다.

다음에는 공기 및 substrate 유전체 내에서의 stray field와 공진기 내부에서 field의 비균일 분포를 고려하기 위한 새로운 동적 비유전 상수(dynamic dielectric constant)  $\epsilon_{dyn}$ 을 정의한다. 이러한 이론은 static capacitance에 반대되는 Fisher의 새로운 dynamic capacitance 정의<sup>8)</sup>에 근거를 두고 있다.

Dynamic capacitance는 공진기에 축적된 에너지로부터 계산할 수 있는데 이 축적에너지는 공진기 금속면 바로 밑에 축적된 것과 stray field 영역에 축적된 것으로 나눌 수 있다. Substrate 유전체 상에서의 공진기 dynamic capacitance와 공기로 채워진 공진기의 dynamic capacitance 비에 의해서 동적 비유전 상수  $\epsilon_{dyn}$ 가 아래와 같이 정의된다.

$$\epsilon_{dyn} = \frac{C_{dyn}(\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r)}{C_{dyn}(\epsilon = \epsilon_0)} \quad (7)$$

마이크로 스트립 구형공진기의 TE<sub>mon</sub> 공진모드에 대한 공진주파수 식은 아래와 같다.

$$f_0 = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon_{dyn}}} \sqrt{\left( \frac{m}{w_{eff}} \right)^2 + \left( \frac{n}{l_{eff}} \right)^2} \quad (8)$$

공진기의 모든 측면이 magnetic wall이라는 가정하에 유도해 낸 공진주파수 계산식(1)과 stray field를 고려한 공진주파수 계산식(8)에 의한 결과를 마이크로 스트립 substrate의 비유전율이 비교적 낮은 경우(예로서 polyguide,  $\epsilon_r = 2.315$ ,  $h = 0.156$ cm)에 대해서 비교해 보면 항상  $f_r > f_0$ 임을 알 수 있다. 비교적 높은 비유전율을 갖는 substrate의 경우(예로서 ceramic,  $\epsilon_r = 10.4$ ,  $h = 0.068$ cm) 또 공진기의 폭이 좁은 경우( $w/l < 0.5$ )에는 그 결과가 역시  $f_r > f_0$ 임을 알 수 있다.  $w/l$ 의 비가 어떤 일정한 한 값에서는 두 모델(그림 1(b)와 1(c))의 공진주파수는 서로 같으며 비교적 폭이 넓은 공진기의 경우는  $f_r < f_0$ 이 된다. 이러한 관계는 식(1)과 (8)을 비교해 봄으로서 쉽게 알 수 있다.

$\epsilon_{dyn}$  및  $w_{eff}$ 는 마이크로 스트립라인의 폭  $w$  및 길이  $l$ 에 의해서 결정되고  $\epsilon_{dyn}$ 는 항상 제한된 범위내의 값을 취하며 특히  $\epsilon_r$ 이 작을 때는  $\sqrt{\epsilon_{dyn}}$ 의 값이 거의  $\sqrt{\epsilon_r}$  값과 같은 크기인데 반해서  $\epsilon_r$  값이 클 때는  $\sqrt{\epsilon_{dyn}}$  값이  $\sqrt{\epsilon_r}$  보다 작게 된다.

마이크로 스트립라인의 폭이 좁고  $w \ll l$ 일 때는  $w$ 가 공진주파수에 미치는 영향이 절대적이다. 왜냐하면  $w$ 의 값이 무한히 작아지면 식(1)의 제곱근 값이 무한대로 커지고 또  $w_{eff} \gg w$ 이 되므로  $f_0$ 는  $f_r$ 보다 훨씬 작아진다. 스트립 라인 폭  $w$ 가 클 경우는  $w$ 는 거의  $w_{eff}$ 의 값과 같으며 그 결과 큰 비유전 상수 값에 대해서  $\epsilon_{dyn}$ 의 영향은 중요해진다. 그러므로  $\sqrt{\epsilon_{dyn}}$ 와  $\sqrt{\epsilon_r}$ 의 차이가 클 때는  $f_0$ 가  $f_r$ 보다 커질 수가 있다.

#### IV. 공진기의 손실 및 Q값

공진기의 공진주파수 다음으로 중요한 것은 아래식으로 정의되는 그의 quality factor  $Q_0$  값이다.

$$Q_0 = \frac{2\pi f_0 w}{p} \quad (9)$$

여기서  $w$ 는 공진기에 축적된 에너지를, 그리고  $p$ 는 소모전력을 의미한다.

Q-factor의 역수를 loss factor  $d$ 로 정의하고, 이것은 loss tangent,  $\tan \delta$ 와 같다.

$$\frac{1}{Q} = d = \tan \delta \quad (10)$$

마이크로 스트립 공진기에서 나타나는 중요 손실 요인은 유전체인 substrate의 dielectric loss, 공진기 및 ground plate 금속체내에서의 conduction loss 그리고 에너지 복사로 인한 radiation loss 등이다. 그러므로 이러한 손실로 인한 Q값을 각각  $Q_D$ ,  $Q_C$  및  $Q_R$ 이라고 하면 공진기의  $Q_0$ 는 아래와 같이 표시된다.

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_D} + \frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_R} \tag{11}$$

위의 여러가지 손실로 인한 공진기의 Q값들을 살펴 보면 아래와 같다.

1) 유전체로 인한 손실

공진기의 전체손실에서 유전손실로 인한 비중은 그리 크지 않았기 때문에 대부분의 경우 이러한 유전손실은 무시되어 왔다. 본 논문에서 사용한 공진기의 substrate 경우 그의 loss tangent는  $\tan \delta \approx 10^{-3}$ 이며 이러한 공진기의  $Q_D$ 를 정확히 계산하기 위해서는 무한장의 긴 마이크로 스트립라인에서 전체 전사계에 축적된 에너지  $w$ 와 substrate(유전체)내에 축적된 에너지  $w_0$ 의 비로 정의되는 에너지 fill factor  $p$ 를 먼저 도입하여야 한다.<sup>19,10)</sup>

$$p = \frac{w_D}{w} = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{eff}} \cdot \frac{\partial \epsilon_{eff}}{\partial \epsilon_r} \tag{12}$$

여기서  $\epsilon_{eff}$ 는 마이크로 스트립라인의 실효 비유전 상수이다. 다음으로 이러한 결과를 구형마이크로 스트립 공진기에 적용하기 위해서는 추가로  $z=0$  및  $z=l$ 의 모서리에서 발생하는 stray field의 영향을 고려하여야 한다. 이 경우 fill factor  $p$ 는 substrate의 비유전 상수  $\epsilon_r$ , 공진기의 크기, 그리고 공진모드의 함수로서  $p = \epsilon_{dyn}/\epsilon_r \cdot \partial \epsilon_r / \partial \epsilon_{dyn}$ 이 되며 그의 크기는 항상 1보다는 작다. 공진기의 유전손실로 인한 Q값  $Q_0$ 는 아래와 같이 표시된다.

$$Q_0 = \frac{1}{p \tan \delta} \tag{13}$$

2) 금속체로 인한 손실

공진기 및 ground plate의 유한 도전율로 인해서 전계 및 자계는 금속체내를 뚫고 들어가게 되며 이러한 전자계는 도체내부에 전류를 유지시킨다. 도체내부의 이러한 유전전류로 인해서 에너지의 일부가 열 에너지로 소모된다. 이러한 손실을 정확히 계산하기 위해서는 잘 알려진 magnetic wall model의 전류분포 및 도체의 skin effect를 고려하여야 한다.

참고문헌(11)에 의하면 손실이 그리 크지 않을 경우에 스트립라인 공진기의 Q값은 스트립라인 자신의 attenuation 및 phase constant로부터 아래와 같이 계산할 수 있다.

$$Q = \frac{\beta}{2\alpha} \tag{14}$$

만일 스트립라인의 specific surface resistance를  $\rho'$ 이라 하고 wave impedance를  $Z_L$ 이라고 하면 비균일 전류분포를 갖는 스트립라인의 attenuation constant

$\alpha$ 는 아래와 같다.<sup>12)</sup>

$$\alpha = \frac{4.34 \rho' M}{\pi h Z_L} \tag{15}$$

여기서 M은 스트립라인 단면적의 기하학적 크기에 의해서 결정되는 상수이고 h는 공진기의 높이이다. 식(15)를 식(14)에 대입하면 금속체 내에서의 손실로 인한 공진기의 Q값  $Q_C$ 는 아래와 같다.

$$Q_C = \frac{0.659 f_0 Z_L h}{\rho' M} \tag{16}$$

여기서  $f_0$ 는 공진기의 공진주파수이다.

3) Radiation으로 인한 손실

마이크로 스트립공진기가 개방(open)되어 있을 때 그의 전계 및 자계에 대한 정확한 표현식은 아직까지 발견되지 않고 있으므로 공진기의 에너지 복사로 인한 손실은 정확히 계산할 수가 없다. 그러므로 개방된 wave guide에서의 전자파의 복사를 Huygens의 원리에 의해서 근사적으로 구할 수 있었던 것 처럼<sup>11)</sup> 여기서도 이러한 Huygens의 원리를 이용 근사적으로 TE<sub>mon</sub> 모드에 대한 공진기로부터 복사되는 전력을 아래와 같이 계산할 수 있다.

$$P_R = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{2A^2 k_a^2 h^2}{z_0 \pi^2 \delta \eta} D \sin \theta d\theta d\phi \tag{17}$$

여기서

$$k_a = 2\pi f_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad \delta = \begin{cases} 1, & (m=0 \text{일 때}) \\ 2, & (m \neq 0 \text{일 때}), \end{cases}$$

$$\eta = \begin{cases} 1, & (n=0 \text{일 때}) \\ 2, & (n \neq 0 \text{일 때}) \end{cases}$$

이고 A는 파의 진폭이다.

또한 D는  $w_{eff}, l_{eff}, f_0$  및 공진모드 그리고  $\theta$  및  $\phi$ 로 표시되는 함수이다.

공진기에 축적된 에너지  $w$ 는 이경우

$$w = \frac{A^2 \epsilon_0 \epsilon_{dyn} h w_{eff} l_{eff}}{2 \delta \eta} \tag{18}$$

이고 에너지 복사로 인한 공진기의 Q값  $Q_R$ 은

$$Q_R = \frac{\epsilon_{dyn} w_{eff} l_{eff}}{32 \pi c^3 f_0^3} \tag{19}$$

이 된다.

V. 마이크로 스트립공진기의 제작 및 측정

그림 3 과 같은 마이크로 스트립 구형공진기들을 설계 제작하고 그의 공진주파수를 측정하여 이론치와 비교하였다. 또한 이러한 공진기들을 여기서시키기 위한 스트립라인과 공진기 사이의 거리 및 결합각도가 공진

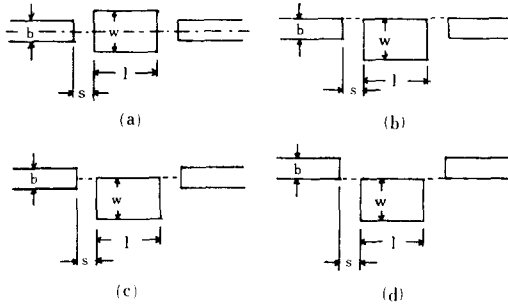


그림 3. 구형스트립 공진기와 스트립라인과의 결합  
 Fig. 3. Coupling Between a Rectangular Strip Resonator and a Stripline.

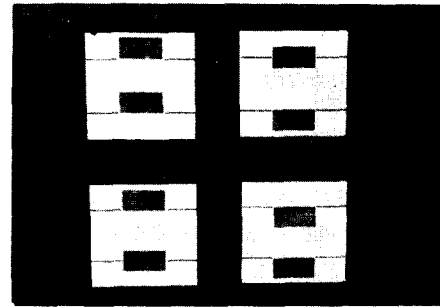


그림 4. 구형 마이크로 스트립 공진기  
 Fig. 4. Rectangular Microstrip Resonators.

주파수 및 공진모드에 어떠한 영향을 미치나에 대한 것도 조사됐다.

그림 4 및 그림 5 는 마이크로 스트립 구형공진기 및 공진주파수를 측정하기 위한 측정장치를 보여주고 있다. 사용된 마이크로 스트립라인의 폭은  $b=0.64\text{mm}$  이고 substrate는  $\epsilon_r=9.7$ 인  $\text{Al}_2\text{O}_3$ 였으며 이 경우 line impedance는  $50\ \Omega$ 이다. 마이크로 스트립라인과 공진기 사이의 거리는 각각  $s=0.5\text{mm}$  및  $s=1\text{mm}$  두가지 경우를 그리고 결합각도는 그림 3 (a)에서 3 (d) 까지의 4 가지 경우를 조사하였다. 공진기의 크기는 폭  $w=10\text{mm}$ , 길이  $l=20\text{mm}$ 가 되도록 취했으며 그의 기본 공진 모드는  $\text{TE}_{001}$ 이고 공진주파수는  $f=2.41\text{GHz}$ 이다.

공진주파수를 측정하기 위해서 그림 5 에서 보는 것처럼 network analyzer를 이용, 주로 공진기의 transmission coefficient를 측정하므로써 공진주파수를 판별했다. 그러나 경우에 따라서는 공진기의 reflection coefficient를 측정하므로써 보다 정확한 결과를 얻고자 했다. 그 이유는 공진기의 shield box 자신의 공진 현상이 나타날 수 있으므로 두가지 계수를 다 비교하므로써 이러한 영향을 제거토록 했다.

그림 5 는 X-band에서 그림 4 공진기들의 transmission coefficient를 보여 주고 있다. 그림 5 (a) 및 5 (b) 는 그림 3 (a)에서  $s=0.5\text{mm}$  및  $s=1\text{mm}$ 일 때의 transmission coefficient curve이다. 그림 5 (a) 및 표 1 에서 공진주파수 9.45 및 11.7GHz에 해당하는 공진점 (사진에서 커브가 들출된 부분)을 관찰할 수 있었으나 그림 5 (b)에서는 공진주파수 10.5GHz에 해당하는 또 다른 공진모드가 여기됨을 볼 수 있다. 그림 5 (c) 및 5 (d)는 그림 3 (b)에서  $s=0.5\text{mm}$  및  $s=1\text{mm}$ 일 때의 커브이다. 그림 5 (c) 및 표 1 에서 볼 수 있듯이 이 경우 5 개의 공진모드들을 관찰할 수가 있었으나  $s=1\text{mm}$ 인 그림 5 (d)의 경우는 2 개의 공진모드 밖에 관찰할 수가 없었다. 이것은  $s=1\text{mm}$ 의 거리가 5 (c) 에서

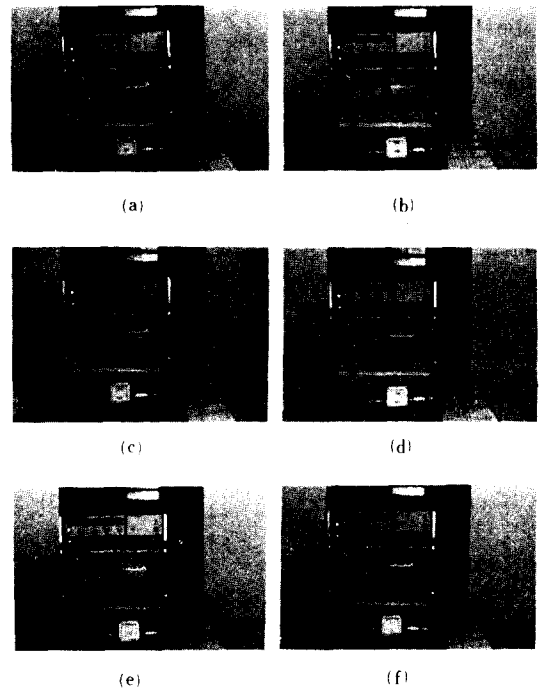


그림 5. 공진주파수 측정장치 및 공진곡선  
 Fig. 5. Measurement Equipment and Resonant Curves.

나타난 나머지 3 개의 공진모드를 여기서시키기에는 너무 크기 때문일 것이다. 끝으로 그림 5 (e) 및 5 (f) 는 그림 3 (c) 및 3 (d)에서  $s=0.5\text{mm}$ 일 때이다. 기대했듯이 이 경우 여기되는 공진모드의 수 및 공진주파수 들은 두 경우 별차이가 없었다.

VI. 공진주파수의 이론치 및 측정치 비교

아래의 표 1 에 주파수 범위 1~18GHz 사이에서의 그림 4 공진기들에 대한 공진모드 및 공진주파수의 이

론치 및 측정치가 수록되어 있다. 공진주파수의 이론치는 기본 공진모드로부터 나타날 수 있는 모든 공진모드를 순서대로 기입하였으며 측정치중 숫자열의 기호 \*는 매우 약하게 여기되는 모드를 의미한다. 또한 표 1에서  $s=1\text{mm}$ 일때 그림 3 (a) 및 3 (b)의 결합형태에서는 기본 공진모드를 확인할 수가 없었는데 이것은 스트립 라인과 공진기와의 거리가 너무 멀고 또 결합각도가 적당하지 않기 때문이다.

표 1. 공진주파수의 이론 및 측정치  
Table.1. Theoretical and Experimental Value of Resonant Frequencies.

결합거리 s	공진주파수의 계산치 (GHz)	공진주파수 측정치 (GHz)			
		그림 3 a	그림 3 b	그림 3 c	그림 3 d
0.5 mm	$f_{E_{001}} = 2.41$	2.41	2.41	2.41*	2.41*
	$f_{E_{100}} = 4.81$	4.80	4.80	4.80	4.80
	$f_{E_{110}} = 5.4$	7.15	5.3*	5.3*	5.4
	$f_{E_{102}} = 6.72$	8.8*	6.8	6.83*	6.83*
	$f_{E_{002}} = 7.23$	9.45	7.19	7.2	7.2
	$f_{E_{112}} = 8.64$	11.7	8.7	8.8	8.8
	$f_{E_{200}} = 9.64$		9.41	9.5	9.5
	$f_{E_{301}} = 9.9$		10.5	10.5	10.5*
	$f_{E_{104}} = 10.72$		10.8	10.8	10.8
	$f_{E_{006}} = 12.05$		11.7	11.8	11.8
	$f_{E_{202}} = 12.6$		13	13	13
	$f_{E_{008}} = 12.7$		15.18	15.2	15.2
	1 mm	$f_{E_{300}} = 14.46$	확인안됨	확인안됨	2.41
$f_{E_{301}} = 14.6$		4.81	4.81	4.8	4.8
$f_{E_{116}} = 15.12$		7.19	7.19	7.2	7.2
		9.5	9.5	9.5*	10.53
		10.5	11.8	10.5*	11.8
		11.8		11.8	

표 1로부터 이론치 및 측정치를 비교하므로써 다음과 같은 몇가지 중요한 사실을 확인할 수가 있었다.

① 본 논문에서 새로이 도입한 해석방법에 의하면 이론치와 실험치가 잘 일치하는 것을 볼 수가 있었다. 종래의 여러가지 해석방법에 의하면 실험치와의 오차가 수%~수십%에 달했던 것이 새로운 방법에 의하면 비록 공진모드들에 따라서 약간의 차이는 있지만 수% 이내였다.

② 그림 3 (b)로부터 3 (d)까지에서 볼 수 있듯이 스트립라인의 중심과 공진기의 중심이 서로 약간 어긋나면 보다 많은 공진모드들이 여기됨을 볼 수가 있었다. 그 이유는 이러한 결합에 의해서 공진기의 중심축에서 전계가 존재하지 않는 공진모드들 즉  $TE_{10n}$ ,  $TE_{30n}$ ... 등의 모드들도 이 경우에는 여기될 수 있기 때문이다.

③ 공진기와 스트립라인과의 결합거리 s가 짧을 때는 비교적 높은 주파수에서 transmission coefficient가 큼을 알 수가 있었다. 이것은 공진기와 스트립라인과의 결합등가회로에서 coupling factor의 capacitive reactance가 작아지기 때문이다.

④ 어느 정도 범위내에서는 결합거리 s가 커짐에 따라서 공진주파수의 측정치와 이론치가 보다 잘 일치함을 볼 수가 있는데 그 이유는 결합거리 s가 작으면 그만큼 공진기의 전계 및 자계분포에 영향을 주기 때문이다.

Ⅶ. 결 론

기존의 마이크로 웨이브 공진기 종류로서는 cavity resonator와 coaxial resonator가 주종을 이루어 왔다. 이러한 공진기들은 높은 Q값을 갖는 장점이 있기는 하지만 그의 부피 및 중량 그리고 제작단가 등이 문제가 되어 왔다. 특히 통신위성에서 마이크로 웨이브 필터에 필수적으로 사용되어온 위의 공진기들은 그의 무게나 부피가 너무 크기 때문에 새로운 대체품을 찾고자 했으며 이에 부응해서 나타난 것이 바로 마이크로 스트립공진기였다.

마이크로 스트립공진기의 공진주파수를 계산하기 위한 여러가지 방법이 시도되었고 실제로 이용가능한 오차범위를 갖는 계산방법 등이 여러 사람에게 의해서 제시되었다. 그러나 기존의 대부분 방법에서는 공진기가장자리에서 stray field의 영향을 무시하므로써 비교적 큰 오차를 가져왔다. 그러므로 본 논문에서는 이러한 stray field를 고려해서 공진기의 effective dimension 및 dynamic dielectric constant를 새로이 정의해서 보다 정확한 공진주파수를 계산하기 위한 공식을 유도해 냈다. 새로운 방법에 의한 오차는 만족할 만큼 작았으며 이 결과는 스트립공진기를 이용한 마이크로 웨이브용 필터 제작에 크게 기여하리라고 본다.

參 考 文 獻

[1] G. Kowalski and R. Pregla, "Dispersion characteristics of shielded microstrips with finite thickness", *AEU*, vol.25, pp.193-196, 1971.  
 [2] I. Wolff, "Computer aided design of microstrip power dividers", *Proc. European Microwave Conf. Brussel*, Session B4.1, 1973.  
 [3] G. Kompa and R. Mechran, "Planar waveguide model for calculating microstrip components," *Electronics Letters*, vol.11, pp.459-460, 1975.

- [4] U.S. Hong, "Zur Berechnung geschirmter diektrischer Resonatoren", *Ph.D. dissertation, RWTH Aachen*, Germany, 1982.
- [5] I. Wolff and N. Knoppik, "Rectangular and circular microstrip disk capacitors and resonators", *IEEE Trans. MTT*, vol.22, pp. 857-864, 1974.
- [6] T. Itoh and R. Mittra, "Analysis of a microstrip disk resonator", *AEU*, vol.27, pp.456-458, 1973.
- [7] H.A. Wheeler, "Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet", *IEEE Trans., MTT*, vol.13 pp.172-185, 1965.
- [8] J. Fischer, "Einfuehrung in die klassische Elektrodynamik", *Springer Verlag*, p.158, Berlin 1936.
- [9] M.V. Schneider, "Dielectric loss in integrated microwave circuits", *BSTJ*, vol.48, pp.2325-2332, 1969.
- [10] M.V. Schneider, "Dielectric loss in hybrid integrated circuits", *Proc. IEEE*, vol.57, pp.1206-1207, 1969.
- [11] H.Doring, "Hochfrequenztechnik I", *Vorlesungsumdruck TH Aachen*, 3. Auflage 1964.
- [12] R.A. Pucel, D.J. Masse and C.P. Hartwig, "Losses in microstrip", *IEEE Trans. MTT-16*, pp.342-350, 1968.
- [13] G.F. Koch, "Die vershiedenen Ansätze des Kirchhoffschen Prinzips und ihre Anwendung auf die Beugungsdiagramme bei elektromagnetischen Wellen", *AEU*, vol.14, pp.77-98, 132-153, 1960.