

論文2000-37TC-6-5

FDTD 법과 Padé 근사법을 이용한 마이크로 스트립 기판 위의 유전체 공진기 해석

(Analysis of a Microstrip Substrate-Mounted Dielectric Resonator using FDTD Method and Padé Approximation)

吳淳洙*, 尹中漢**, 李承模***, 朴孝達**

(Soon-Soo Oh, Joong-Han Yoon, Seung-Mo Lee, and Hyo-Dal Park)

요약

두 개의 마이크로 스트립 선로를 이용하여 결합한 유전체 공진기를 유한 차분 시간 영역(FDTD)법을 적용하여 3차원 해석을 하였다. 유전체 공진기의 표면은 곡면으로서, Noriaki model을 이용하여 정확하게 모델링 하였다. 일반적인 FFT에 의해 106.46 MHz의 주파수 해상도를 얻었지만 공진 주파수를 결정할 수가 없다. 따라서 1.00 MHz의 높은 주파수 분해능을 갖기 위해서 Padé 근사법과 Stoer-Bulirsch법을 적용하고 측정치와 비교하였다. 그 결과 Padé 근사법을 통하여 매우 정확한 공진주파수를 얻었다. 그리고 정현파를 인가하여 전자계 분포를 도시하였으며, 공진 모드가 $TE_{01\delta}$ 모드임을 알 수 있었다.

Abstract

Three-Dimensional FDTD method is applied to analyze the dielectric resonator coupled with two microstrip lines. We model accurately the curved surface using Noriaki model. The frequency resolution is 106.46 MHz by the conventional FFT. However it is not sufficient for determining its resonant frequency. So we introduce the Padé approximation and Stoer-Bulirsch method in order to have the high frequency resolution degree, 1.00 MHz. All results are compared with the measured data. As a result, we acquire the very precise result through the Padé approximation. And sinusoidal wave is applied. From the plot of the electric and magnetic field distribution, it is shown that the resonant mode is $TE_{01\delta}$ mode.

I. 머리말

위성 통신 및 이동 통신 시장의 급속한 성장과 더불어 RF 부품의 수요가 증가함에 따라 소형화, 신뢰화,

집적성이 요구되고 있다. 이러한 요구에 발맞춰 유전체 공진기에 대한 많은 연구가 이루어지고 있다^[1]. 유전체 공진기는 높은 양호도(quality factor) 값을 가지고 있고 소형이면서 온도변화에 따른 주파수 안정도가 뛰어나 통신 부품으로 많이 사용되고 있다. 특히 도파관 필터는 차지하는 부피가 크고, 주파수 선택도가 유전체 공진기를 이용한 필터보다 상대적으로 떨어진다는 단점을 갖고 있어 유전체 공진기를 선호하고 있다. 또한 MIC에서 다른 소자와의 연결성이 뛰어나다는 장점을 갖고 있다^[1]. 이러한 유전체 공진기를 해석 할 때, 무엇보다 중요한 것은 정확한 공진 주파수를 찾는 것이다. 아울러 해당 공진 주파수에서 형성되는 공진 모드를

* 學生會員, 高麗大學校 電波工學科

(Dept. Radio and Sciences Eng., Korea Univ.)

** 正會員, 仁何大學校 電子工學科

(Dept. Electronic Eng., Inha Univ.)

*** 學生會員, (주) 웨이브테크

(Wave Tech. Corp.)

接受日字:1999年11月4日, 수정완료일:2000年5月24日

이는 것 또한 중요하다. 공진 모드를 알면, 여러 개의 유전체 공진기를 사용하는 유전체 필터를 설계할 때 각 단 간의 결합(coupling)에 활용할 수 있다.

본 논문에서는 이러한 유전체 공진기를 이용한 공진기를 유한 차분 시간 영역(Finite Difference Time Domain: FDTD)법을 이용하여 해석을 하였다. FDTD 법은 Yee에 의해 처음 제안되었다^[2]. 그 후 안테나, 전자파 산란, 마이크로웨이브 수동소자, 능동소자 등 많은 분야에서 응용이 되고 있다. 이렇게 널리 사용되는 이유는 구현하기가 쉽고, 한 번의 시간영역 계산으로 주파수 응답을 구할 수 있기 때문이다. 아울러 어떤 구조물이라도 세밀한 부분까지 3차원으로 표현할 수 있다는 장점을 갖고 있다. 따라서 유전체 공진기와 같이 크기가 작은 고주파 소자를 해석하기에 아주 적합한 기술이다. 하지만 일반적인 직각 격자를 이용하여 공진기의 굽은 곡면을 모델링 하기 위해서는 추가 과정이 필요하다. 그래서 본 논문에서는 Noriaki 모델을 도입하였다.

그리고 FDTD 해석법은 높은 주파수 분해능을 갖기 위해서 많은 계산 시간이 요구된다. 이 단점을 극복하기 위한 여러 가지 방법들이 사용되고 있는데, 본 논문에서는 근사 이론의 하나인 Padé 근사법^[3]과 내삽법의 일종인 Stoer-Bulirsch법^[4]을 이용하여 공진 주파수를 찾고, 본 실험의 측정치와 비교, 분석하였다. 그 결과 Padé 근사법이 높은 정확성을 보이는 반면, Stoer-Bulirsch법은 부정확함을 알 수 있었다. 그리고 해당 주파수에 대한 공진 모드를 결정하기 위해서 정현파를 인가하고 전자계 분포를 도출하였다. 그 결과 TE_{01δ} 모드가 형성되는 것을 보였다.

II. FDTD 해석

1966년 Yee의 제안 후 유한 차분 시간 영역법은 다양한 분야와 소자에 적용이 되고 있다. 그런데 소자를 해석할 때 가장 먼저 결정해야 하는 것이 격자(lattice)의 모양이다. 그림 1은 본 논문에서 수치 해석한 유전체 공진기의 구조이다. 이 원통 공진기를 모델링하기 위해 원통좌표계의 셀을 도입할 수 있겠지만, 마이크로 스트립라인을 고려하여 Yee 격자라고 불리는 직각 좌표계의 셀^[2]을 이용한다.

그림 1의 유전체 공진기의 주 모드는 TE_{01δ} 모드이므로 본 논문에서는 이 모드에 대해서만 해석을 하겠다.

시간 간격은 Courant 안정조건을 만족하도록 설정하였다^[2].

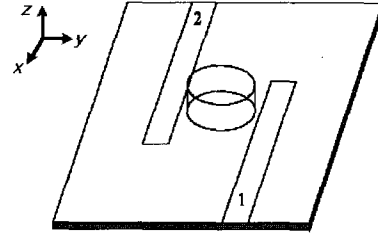


그림 1. 두 개의 마이크로스트립 선로를 사용하여 결합한 마이크로스트립 기판 위의 유전체 공진기 구조

Fig. 1. The structure of a microstrip substrate-mounted dielectric resonator with two microstrip lines.

$$dt \leq \frac{1}{\nu_{\max} \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (1)$$

여기에서 ν_{\max} 는 해석 매질 내에서 전자파의 최대 위상속도이다.

전계를 인가하는 방법으로서, 본 논문에서는 스트립 선로1의 아래 셀 부분에 그 값이 Gaussian 분포를 갖는 전계 Ez 성분을 인가하였다. 즉 스트립 종단 부분에서 10개 셀 크기만큼 떨어진 면에 다음과 같은 유한 차분식을 사용하였다^[5].

$$\begin{aligned} E_z^{n+1}(i, j, k) = & E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta x} (H_y^{n+1/2}(i+1, j, k) \\ & - H_y^{n+1/2}(i, j, k)) - \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta y} (H_x^{n+1/2}(i, j+1, k) \\ & - H_x^{n+1/2}(i, j, k)) + E_{z, excite}(i, j, k) \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 $E_{z, excite}(i, j, k)$ 는 인가 전계이다.

이 방법은 전기벽이나 자기벽 경계조건과는 달리 한 개의 전계 성분 Ez 만을 수정하면 된다. 그 외 다른 전자계 성분들은 일반적인 유한 차분식으로 계산한다. 따라서 이 방법은 구현하기가 쉽다. 그리고 전계 인가면(source plane)을 스트립 선로의 불연속면 가까이 설정해도 매우 정확한 결과를 얻을 수 있다.

이렇게 인가한 신호는 스트립 선로의 양쪽 방향으로 진행하다가 양쪽 끝에서 Berenger의 완전 접합층(PML)^[6]에 의해 흡수된다. 본 논문에서는 마이크로 스트립 기판의 금속 접지면을 제외하고, 5개의 외부 면에

모두 PML을 적용하였다. 일반적으로 경계면에서 발생하는 작은 오차는 시간영역에서 큰 차이가 없지만, FFT등을 이용해 주파수 영역의 값으로 바꾸면 차이가 커진다. 특히 유전체 공진기의 경우 단일 주파수에서 공진하도록 설계하므로 공진 주파수의 의미가 크다. 따라서 좋은 흡수능을 가지는 경계조건을 사용해야 한다.

마이크로 스트립 기판 위의 유전체 공진기 표면은 곡면이다. 기존의 몇몇 논문들은 이 곡면을 2차원으로 해석을 하였다^[7]. 하지만 본 논문처럼 마이크로 스트립으로 급전된 구조의 경우에는 실제 구조가 비대칭이므로 2차원으로 해석을 할 수가 없고 3차원으로 해석해야 한다^[7]. 3차원 모델링의 방법 중 현재까지 가장 간단한 방법이 계단모양 근사법 (staircase approximation)인데 정확도가 낮다는 단점을 갖고 있다. 그 외에도 CFDTD법, FVTD법과 비직교 FDTD법이 제안되었지만 복잡한 과정이 필요하고 많은 시간과 메모리를 차지한다. 그래서 본 논문에서는 1997년 Noriaki Kaneda가 제안한 방법^[7]을 도입하였다.

먼저 그림 2처럼 공진기 표면의 단위 셀을 유한한 수의 단면으로 나눈다. 본 논문에서는 정확성을 높이기 위해 10000개의 단면으로 나누었다.

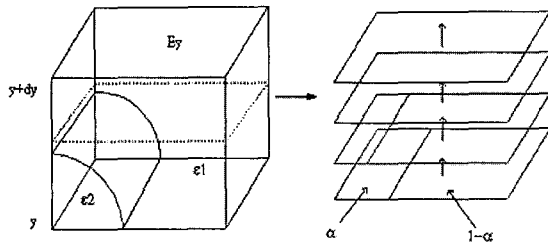


그림 2. 유한한 수의 단면으로 나뉘어진 단위 셀
Fig. 2. Unit cell divided by finite different planes.

유도 과정은 Ampere의 법칙에서 출발한다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{D} \cdot d\vec{A} = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad (3)$$

위 식을 그림 2의 각 단면에서 이산화 시키면 다음 식(4)과 같다.

$$\left(\frac{D_y|_{i,j,k}^{n+1} - D_y|_{i,j,k}^n}{\Delta t} \right) \cdot \Delta x \Delta z = (H_x|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}) \Delta x - H_z|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_z|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} \Delta z \quad (4)$$

두 개의 다른 매질의 경계에 대하여 평행한 전계 성분은 각 단면에서 연속이므로, y방향으로 전속밀도 D_y 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$D_y = (\epsilon_2 \alpha(y) + \epsilon_1 (1 - \alpha(y))) \cdot E_y \quad (5)$$

여기서 α 는 한 단면에서 유전 상수가 ϵ_2 인 매질의 비율이다. 한편 서로 다른 매질의 경계면에서 전계의 수직 성분은 연속이 아니므로, 다른 평면에서 E_y 는 다른 값을 가진다. 따라서 축 방향으로 전계의 평균을 구하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} E_y^{n+1} dy = \frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} E_y^n dy + \frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} \Delta E_y^n dy \quad (6)$$

세 번째 항은 시간이 $n\Delta t$ 에서 $(n+1)\Delta t$ 로 변할 때, 각 단면의 전계 변화량을 모든 단면에 걸쳐 적분한 후 Δy 로 나눈 변화량의 평균값이다. 이 항을 식(4)와 (5)를 이용하여 정리하면 식 (6)은 식(7)로 다시 쓸 수 있다.

$$\frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} E_y^{n+1} dy = \frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} E_y^n dy + \frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} \frac{1}{\epsilon_2 \alpha(y) + \epsilon_1 (1 - \alpha(y))} dy \cdot \left((H_x|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta z} - (H_z|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_z|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta x} \right) \quad (7)$$

그리고 식(7)에 다음 관계식을 적용할 수 있다.

$$\frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} E_y^{n+1} dy \rightarrow E_y|_{i,j,k}^{n+1} \quad (8)$$

그리고 나서 Maxwell의 curl 방정식과 비교해보면, 모두 동일하고 유전 상수부분만 다르다는 것을 알 수 있다. 따라서 y축 방향의 유효 유전 상수는 다음과 같다.

$$\epsilon_y^{eff} = \left[\frac{1}{\Delta y} \int_y^{y+\Delta y} \frac{1}{\epsilon_2 \alpha(y) + \epsilon_1 (1 - \alpha(y))} dy \right]^{-1} \quad (9)$$

위 과정을 x축 방향에 대해 적용하면 x축 방향의 유효 유전 상수는 식(10)과 같이 구할 수 있다.

$$\epsilon_x^{eff} = \left[\frac{1}{\Delta x} \int_x^{x+\Delta x} \frac{1}{\epsilon_2 \alpha(x) + \epsilon_1 (1 - \alpha(x))} dx \right]^{-1} \quad (10)$$

이 기법을 이용하면 FDTD 해석시 설정한 직각 격자

와 공진기의 곡면이 일치하지 않더라도 격자의 크기나 모양을 바꾸지 않아도 된다. 따라서 일반적인 FDTD법의 안정조건을 그대로 사용할 수 있다. 만일 격자의 크기를 작게 하면, 더 많은 계산시간과 메모리 용량이 필요하다.

시간 영역의 전체 반복 계산이 끝나면 식 (11), (12)^[8]를 이용하여 S_{11} , S_{21} 을 주파수 영역에서 표현할 수 있다.

$$S_{11}(f) = \frac{V_{1,ref}(f)}{V_{1,enter}(f)} \quad (11)$$

$$S_{21}(f) = \frac{\frac{V_{2,trans}(f)}{\sqrt{Z_{o2}(f)}}}{\frac{V_{1,enter}(f)}{\sqrt{Z_{o1}(f)}}} \quad (12)$$

여기서 $V_{1,enter}(f)$ 는 port1의 스트립 선로의 기준면에서 입사하는 전압이고, $V_{1,ref}(f)$ 는 동일 면에서 반사 전압이다. $V_{2,trans}(f)$ 는 port 2의 스트립 선로의 기준면으로 투과하는 전압이다. $Z_{o1}(f)$ 와 $Z_{o2}(f)$ 는 각 스트립 선로의 특성임피던스이다.

이 과정에서 FFT(Fast Fourier Transform)를 이용하여 시간 영역 응답을 주파수 영역 응답으로 바꾼다. 이것은 유한 요소법이나 모멘트법과 같은 주파수 영역의 수치 해석법과 달리 한번의 과정으로 손쉽게 넓은 영역의 주파수 응답 특성을 얻을 수 있다. 하지만 공진기와 같이 높은 주파수 해상도가 필요한 경우에는 매우 긴 시뮬레이션 시간이 필요하다. 따라서 이런 단점을 보완하기 위해서 본 논문에서는 Padé 근사법과 Stoer-Bulirsch법을 도입하였다.

III. Padé 근사법, Stoer-Bulirsch법으로 구한 공진 주파수와 공진 모드

Padé 근사법은 식(13)과 같은 유리 함수(rational function)를 이용한다.

$$R(x) = \frac{p(x)}{q(x)} = \frac{p_0 + p_1x + \dots + p_nx^n}{q_0 + q_1x + \dots + q_mx^m} \quad (13)$$

여기서 유리 함수 $R(x)$ 는 차수가 $N=n+m$ 이고, $p(x)$ 와 $q(x)$ 는 각각 n, m 차수를 갖는 다항식이다. 일반적으로 n 을 m 보다 크게 하거나 같게 한다. 본 논문에서 해석하고자 하는 구조의 주파수는 GHz 대역이다. 그런데 이 근사법의 변수가 $0 \leq x \leq 1$ 일 때 오차가 가

장 적으므로 식 (14)를 이용하여 크기를 조정한다.

$$x_i = \frac{f_i - f_{min}}{f_{max} - f_{min}} \quad (14)$$

여기서 f_i 는 주파수 영역에서 관심이 있는 주파수의 집합이다. f_{min} 는 그 집합의 최소값, f_{max} 는 최대값이다.

식(13)에서 미지의 계수는 총 $N+1(=m+n+1)$ 개이므로, 이 수 만큼의 방정식이 필요하다. 먼저 $a_0=1$ 이라고 가정할 수 있다. 왜냐하면 $x=0$ 일 때 식이 성립하기 위해서는 당연히 $a_0 \neq 0$ 이기 때문이다. 실령 $a_0=1$ 이 아니라도 하더라도 모든 항을 a_0 로 나누면 분모의 최저차 항의 계수는 1이 된다. 이제 N 개의 계수 $b_0, b_1, \dots, b_n, a_1, \dots, a_m$ 의 값을 결정하기 위해 N 개의 방정식이 필요하다. 이는 식(15)의 x 와 $R(x)$ 에 FFT로부터 얻은 N 개의 주파수 값과 응답의 크기를 대입하여 얻는다.

$$R(x) * (1 + a_1x + \dots + a_mx^m) - (b_0 + b_1x + \dots + b_nx^n) = 0 \quad (15)$$

모든 계수를 구하면 식(13)은 독립 변수 x 만의 유리함수가 된다. 그러므로 임의의 x 에 대한 $R(x)$ 를 구할 수 있다. 이 때의 x 를 식(14)를 이용하여 실제 주파수로 재조정한다.

Stoer-Bulirsch법은 Neville 알고리즘을 유리함수를 사용하는 Padé 근사법에 적용한 것으로서, 그 알고리즘은 그림 3에 도시하였다.

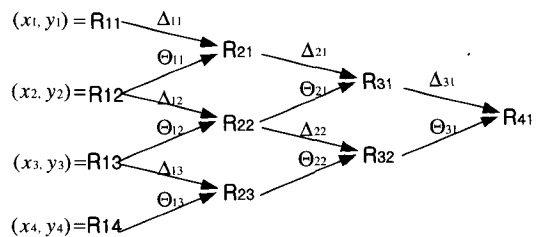


그림 3. Stoer-Bulirsch 알고리즘
Fig. 3. Stoer-Bulirsch Algorithm.

여기서 $(x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3, y_3), (x_4, y_4)$ 는 FFT로부터 구한 주파수 값과 그 크기이다.

그리고 Δ 와 Θ 는 식(9),(10)을 이용하여 구하는데, 회귀 관계(recursion relation)를 갖는다.

$$\Delta_{(m+1)s} = \frac{\frac{(x-x_s)}{(x-x_{m+s+1})} \Theta_{ms} (\Delta_{m(s+1)} - \Theta_{ms})}{\frac{(x-x_s)}{(x-x_{m+s+1})} \Theta_{ms} - \Delta_{m(s+1)}} \quad (16)$$

$$\Theta_{(m+1)s} = \frac{\frac{(\Delta_{m(s+1)} - \Theta_{ms}) \Delta_{m(s+1)}}{(x-x_s)}}{\frac{(x-x_{m+s+1})}{\Theta_{ms} - \Delta_{m(s+1)}}} \quad (17)$$

위 식들은 $\Delta_{0s} = \Theta_{0s} = y_s (s=1, 2, 3)$ 라는 조건으로부터 출발한다. 그리고 임의의 x 에 대하여 각 단계마다 식 (16)과 (17)을 계산하고, R_{ms} 에 합하여 다음 단계의 $R_{(m+1)s}$ 를 구한다. 최종적으로 구한 R_{11} 이 x 에 대하여 Stoer-Bulirsch 법을 적용한 값이다.

위 과정으로 찾아낸 주파수에서 공진기는 어떤 모드로 공진 하는지 알고 싶을 때 한 번 더 모의실험을 해야한다. 왜냐하면 주파수 응답을 얻을 때 사용한 gaussian 분포를 가지는 파를 인가할 경우, 광대역의 주파수를 포괄하므로 여러 모드가 동시에 발생한다. 그러므로 전자계 분포를 관찰하더라도 어떤 모드가 어떤 주파수에서 공진 하는지 결정할 수가 없다.

따라서 공진 주파수를 잡은 후, 인가면(source incident plane)에서 식 (18)과 같은 sine 파형을 인가한다.

$$E_z^n(i, j, k) = -\sin(2 * \pi * f_0 * dt) / \Delta z \quad (18)$$

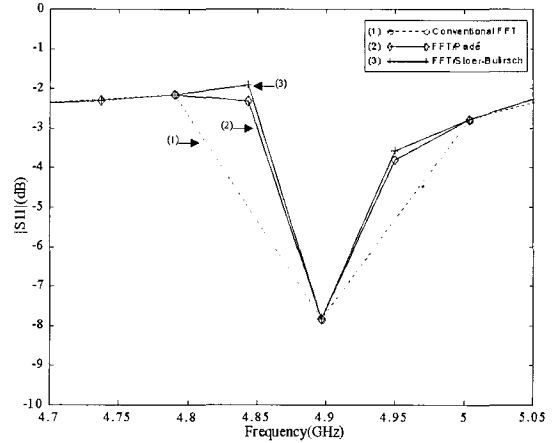
여기서 f_0 는 공진 주파수이다. 이제 전자계 값을 저장하고 전자계 분포를 살펴보면 공진 모드를 결정할 수 있다.

IV. 수치 계산 결과와 측정치

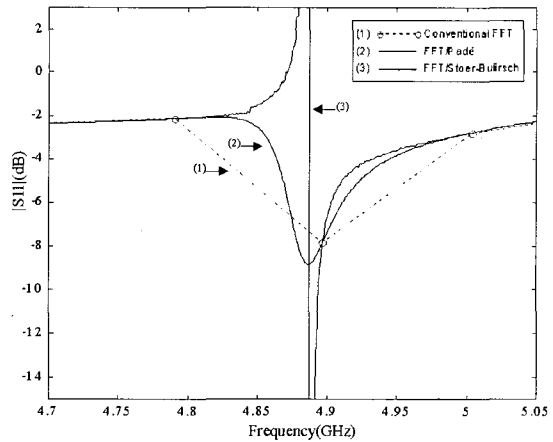
그림 1의 구조에서, 유전체 공진기의 반경은 5.79 mm, 높이는 5.22 mm, 유전율은 38이다. 테프론 기판의 유전율은 2.2, 높이는 0.7874 mm이다. 스트립 선로의 폭은 중심 주파수 4.8 GHz에서 특성 임피던스가 50 [Ω] 이 되도록 하기 위하여 2.5 mm로 설계하였다. 셀 크기는 $\Delta x = \Delta y = 0.321667$ mm로 설정하였고, Δz 는 기판에서는 0.29 mm, 공진기와 공기 중에서는 0.262467 mm로 잡았다. 이렇게 Δz 의 크기를 다르게 잡는 이유는 기판의 높이에 의해 공진 주파수의 변화가 생기기 때문에 기판의 높이를 정확하게 모델링 하기 위해서이다.

시간 간격은 Courant 안정조건에 의해 $dt = 0.573356$

ps이다. 그리고 전체 반복 횟수는 2^{14} 즉 16384로 잡았다. 이때 FFT를 취하면 주파수 간격 $\Delta f = 106.46$ MHz이다. 이 값은 공진기에서 공진주파수를 결정하기에는 매우 큰 값이다. 따라서 주파수 간격을 좁게 하기 위해 Padé 근사법과 Stoer-Bulirsch법을 적용하였다. 그림 4(a)는 그림 1의 구조에 대한 $|S_{11}|$ 의 시간영역응답에



(a)



(b)

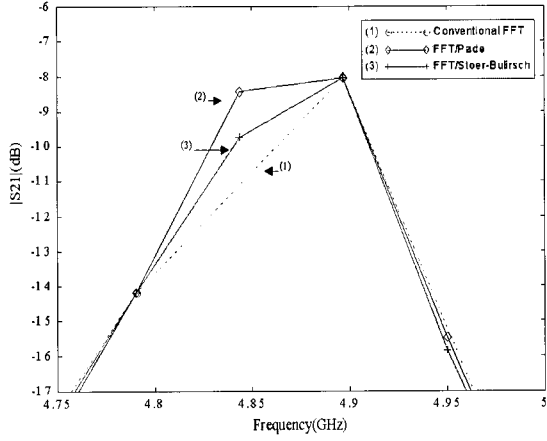
그림 4. FDTD 법에 의한 $|S_{11}|$ (a) $\Delta f = 53.23$ MHz, (b) $\Delta f = 1.00$ MHz

Fig. 4. $|S_{11}|$ using FDTD method. (a) $\Delta f = 53.23$ MHz, (b) $\Delta f = 1.00$ MHz.

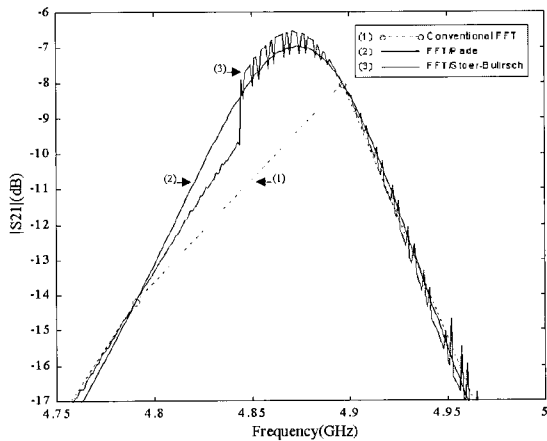
대하여 기존의 FFT만을 적용한 결과와 $\Delta f = 53.23$ MHz가 되도록 Padé 근사법을 추가로 적용한 결과, 그리고 FFT와 Stoer-Bulirsch 법을 함께 사용한 결과이다.

그리고 $\Delta f = 1.00$ MHz가 되도록 위 두 가지 방법을 적용한 결과, 그림 4(b)에서 볼 수 있듯이 Padé 근사법

과는 달리 Stoer-Bulirsch법은 왜곡현상을 보인다. $|S_{21}|$ 에 대하여서도 적용한 결과, 그림 5(a),(b)와 같이 동일한 현상을 살필 수 있었다.



(a)



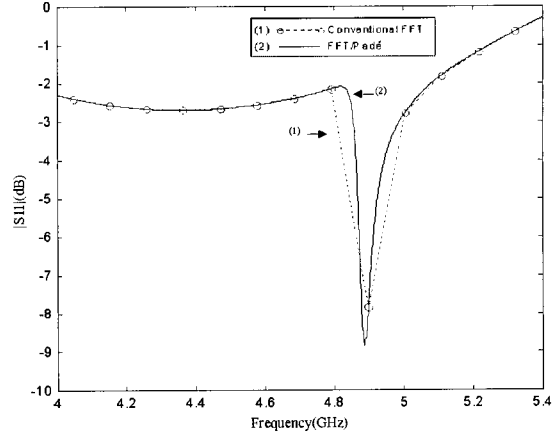
(b)

그림 5. FDTD 법에 의한 $|S_{21}|$ (a) $\Delta f=53.23$ MHz, (b) $\Delta f=1.00$ MHz

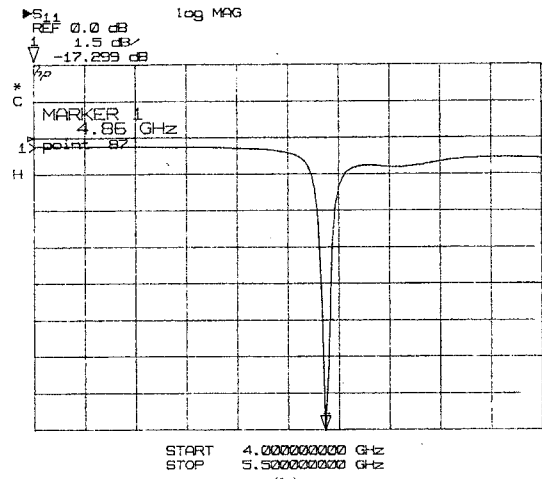
Fig. 5. $|S_{21}|$ using FDTD method. (a) $\Delta f=53.23$ MHz, (b) $\Delta f=1.00$ MHz.

결국 높은 해상도를 갖기 위해서는 Padé 근사법이 적합하고, Stoer-Bulirsch법은 부적합함을 알 수 있다.

그림 6(a),(b)와 그림 7(a),(b)는 넓은 주파수 대역에서 FDTD법과 Padé 근사법을 적용한 결과와 직접 제작하여 실험한 측정치이다. 대체적으로 잘 일치함을 볼 수 있다.



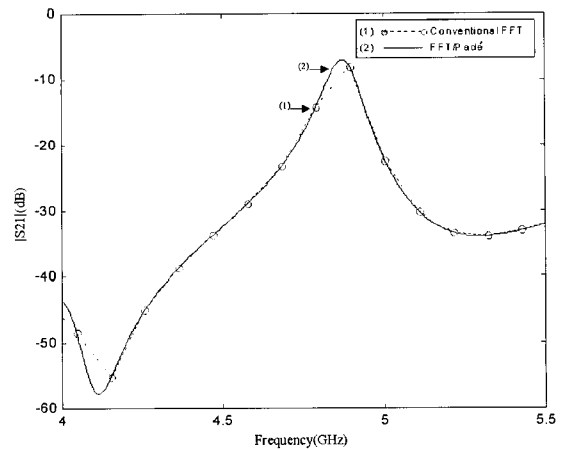
(a)



(b)

그림 6. $|S_{11}|$ 의 비교 (a) FDTD법/Padé 근사법 (b) 측정치

Fig. 6. Comparison of $|S_{11}|$. (a) FDTD method/Padé Approximation (b) measured data.



(a)

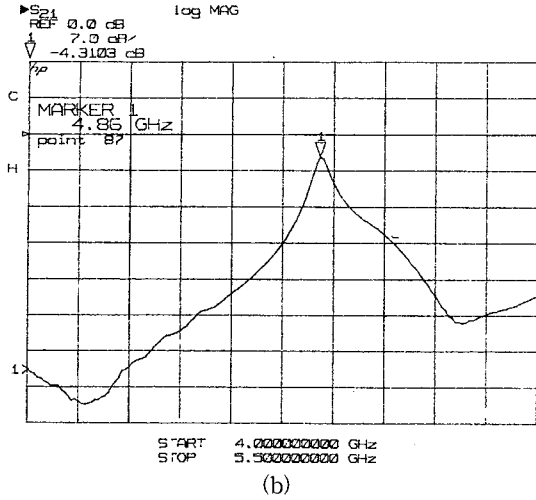


그림 7. $|S_{21}|$ 의 비교 (a) FDTD법/Padé 근사법 (b) 측정치

Fig. 7. Comparison of $|S_{21}|$. (a) FDTD method/Padé Approximation (b) measured data.

FDTD 모의 실험과 실제 제작에 의한 측정치의 공진 주파수를 표 1에 정리하였다. 표에서 알 수 있듯이 계산치는 측정치와 매우 잘 일치한다.

표 1. 모의 실험과 측정치의 공진 주파수 비교 [단위:GHz]

Table 1. Comparison of resonant frequencies between FDTD method results and measured data.

	Conventional FFT	FFT/Padé	측정치
공진 주파수	4.896	4.874	4.860

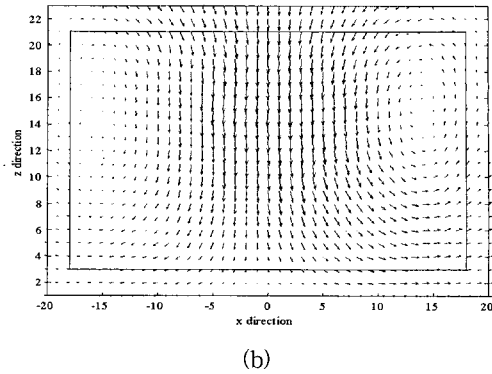
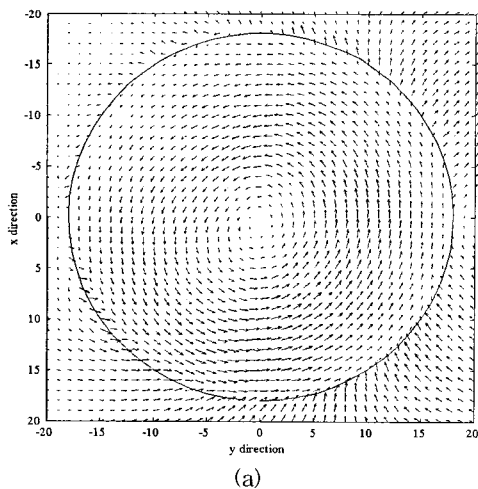


그림 8. (a) 전계 분포 ($TE_{01\delta}$ 모드) (b) 자계 분포 ($TE_{01\delta}$ 모드)
Fig. 8. (a) Electric-field distribution ($TE_{01\delta}$ mode) (b) Magnetic-field distribution ($TE_{01\delta}$ mode).

그림 8(a),(b)는 정현파를 인가하여 관찰한 전자계 분포로서, (a)는 전계 E를 공진기 위에서, (b)는 자계 H를 공진기 측면에서 도시한 그림이다.

그림 8(a)에서 전계 분포를 보면, 공진기의 중심에서는 크기가 작고 중간에서 최대값을 갖는다. 그리고 그림 8(b)에서 자계는 중심에서 최대값을 갖는다. 이로부터 $TE_{01\delta}$ 모드가 형성되고 있음을 알 수 있다.

V. 결론

본 논문에서는 마이크로 스트립 선로를 이용한 유전체 공진기를 FDTD법으로 해석을 하였다. 유전체 공진기의 표면 곡선은 Noriaki 모델을 적용하였다. 즉 공진기의 각 셀에 대해 유효 유전율을 구하고 이를 유효 차분식에 직접 대입하여 이용할 수 있는 방법을 사용하였다. 이 방법은 FDTD법 계산 도중에 분기(branch)가 존재하지 않으므로 수행속도가 빠르다. 그리고 주파수 분해도가 각각 53.32 MHz와 1.00 MHz를 갖도록 Padé 근사법과 Stoer-Bulirsch법을 적용하고, 직접 제작하여 실험한 측정치와 비교하였다. 그 결과 Padé 근사법은 두 경우에 대해 매끄러운 곡선을 그리면서, 정확한 공진 주파수를 찾았다. 반면, Stoer-Bulirsch법은 주파수 간격이 53.32 MHz인 경우에는 왜곡 현상이 없었으나 1.00 MHz인 경우 심한 왜곡현상을 보였다. 이로부터 Padé 근사법이 정확한 방법이라고 결론지을 수 있다. 그리고 전자계 분포를 도시하여 공진 모드가 $TE_{01\delta}$ 모드임을 결정하였다.

위의 연구 결과를 바탕으로 마이크로 스트립 기판의 유전체 필터나 도파관에 장착된 유전체 필터를 설계하고 해석할 때 적용할 수 있으며, 아울러 다양한 주파수 대역으로 확장할 수 있다.

참 고 문 헌

[1] R. K. MONGIA, "Resonant Frequency of Cylindrical Dielectric Resonator Placed in an MIC Environment," IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol. MTT-38,no.6 ,pp.302-304, June, 1990.
 [2] K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," IEEE Trans. Antennas Propagation, vol. AP-14, pp. 302-307, May 1966.
 [3] Richard L.Burden and J. Douglas Faires, Numerical Analysis, PWS Publishing Co., Boston, pp.469-473,1998.
 [4] S. S. M. Wong, Computational Methods in Physics & Engineering, Prentice Hall, pp. 77-88, 1992.

[5] An Ping Zhao and Antti V. Räsänen," Application of a Simple and Efficient Source Excitation Technique to the FDTD Analysis of Waveguide and Microstrip Circuits," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-44, no.9, pp.1535-1539, Set. 1996.
 [6] Jean-Pierre Berenger, "A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves," Journal of Computational Physics, vol.114, no. 2, pp.185-200, Oct. 1994.
 [7] Noriaki Kaneda, Bijan Houshmand, and Tatsuo Itoh, "FDTD Analysis of Dielectric Resonators with Curved Surfaces,"IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-45, no.9, pp.1645-1649, Set. 1997.
 [8] Xiaolei Zhang and Kenneth K. Mei, "Time-Domain Finite Difference Approach to the Calculation of the Frequency-Dependent Characteristics of Microstrip Discontinuities," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-36, no.12, pp. 1775 -1787

저 자 소 개



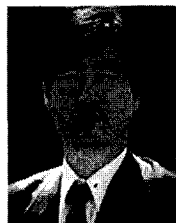
吳 淳 洙(學生會員)
 1998년 2월 : 인하대학교 전자공학과 공학사. 2000년 2월 : 인하대학교 전자공학과 공학석사. 2000년 3월~ 현재 : 고려대학교 전파공학과 박사과정. <주관심 분야> 안테나, 마이크로 웨이브 능동 및 수동 소자 모델링



尹 中 漢(正會員)
 1994년 2월 : 인하대학교 전자공학과 공학사. 1996년 8월 : 인하대학교 전자공학과 공학석사. 1999년 8월 : 인하대학교 전자공학과 박사과정 수료. <주관심 분야> 전자장 이론 및 산란, 평판 안테나.



朴 孝 達(正會員)
 1978년 2월 : 인하대학교 전자공학과 공학사. 1984년 6월 : 프랑스 국립항공우주대학 공학석사. 1987년 .7월 : 프랑스 국립항공우주대학 공학박사. 1992년 3월~현재 : 인하대학교 전자공학과 부교수. <주관심 분야> 항공 통신 시스템, 이동통신 시스템, 통신용 능동 및 수동 소자



李 承 慕(學生會員)
 1970년 5월 29일생. 1995년 경남대학교 전자공학과 졸업. 1995년 (주)에이스테크놀로지 근무(3년 4개월). 중계기 개발 및 기지국 부품개발. (RF DUPLEXER, BPF, COMBINER, POWER DIVIDER, DIRECTIONAL COUPLER). 1998년 인하대학원 석사과정 입학. 1998년 대하테크놀로지 실장근무(1년6개월). RF 부품 사업부 신설. 낮, KTF, STI 주거래 업체 등록. 1999년 (주) 웨이브 테크 법인설립. 1999년 (주) 웨이브 테크 대표이사