

論文92-29A-7-4

시간 영역 유한 차분법을 이용한 마이크로스트립 구조의 풀-웨이브 해석

(Full-Wave Analysis of Microstrip Structures by Time-Domain Finite Difference(TDFD) Method)

金 東 旭,* 洪 聖 喆,** 李 貴 魯,**

(Dong Wook Kim, Song Cheol Hong, and Kwy Ro Lee)

要 約

본 논문에서는 시간영역 유한차분법을 이용하여 맥스웰 방정식의 초기치문제를 푸는 패키지를 개발하고 이를 여러가지 마이크로스트립 구조에 적용해 보았다. 이 결과를 이용하여 마이크로스트립 선로에서의 광대역 전자파의 진행 및 혼선을 시각적으로 보였으며, 또한 이 결과를 푸리에 변환하여 전송선로의 매개변수와 산란계수를 효율적으로 구할 수 있었다. 본 방법은 아래 세가지 경우에 성공적으로 적용되었으며 문헌에 보고된 다른 이론치나 실험치와도 아주 잘 맞고 있다. 1) 단일 마이크로스트립 선로에서의 광대역 전자파의 진행 2) 두 마이크로스트립 선로간의 혼선 3) 세개의 마이크로스트립 선로로 이루어진 측면 결합 필터. 이 방법은 초고주파 및 초고 집적 반도체 회로 설계에 매우 유용할 것으로 기대된다.

Abstract

In this paper, numerical analysis package using Time-Domain Finite Difference(TDFD)method is developed to solve the initial value problem of Maxwell's equation and applied to several microstrip structures. TDFD allows us to show graphically the evolution of the crosswalk between microstrip lines. Moreover, we can obtain transmission line parameters and scattering parameters through Fourier transform of TDFD results in easy and efficient ways. TDFD is successfully applied to :1) wide band electromagnetic wave propagation along the single microstrip line, 2) crosswalk analysis between two microstrip lines, and 3) three metal line side-coupled filter. Our results show much better agreement with other theoretical or experimental results reported in the literature. Thus we expect that TDFD is very useful to designing MMIC(Monolithic Microwave Integrated Circuit).

I. 서 론

1960년대초부터 시작된 마이크로스트립 불연속면에 대한 연구는 주로 주파수 영역에서 접근되었다. 그러나 광

대역 주파수에 대한 정보를 얻고자 할때 한번에 한 주파수에서의 결과를 계산하는 주파수영역 접근방식은 상당히 비효율적이다. 시스템의 펄스응답은 광대역정보를 포함하고 있기 때문에 시간영역의 펄스를 사용해서 마이크로스트립 구조를 여기하고 그 과도응답을 푸리에 변환하여 시스템의 주파수영역에서의 특성들을 추출해내는 것이 효율적이다. 이러한 시간영역 접근방식의 하나가 시간영역 유한차분법인데, 이는 1966년 K.S. Yee^[1]에 의해 제안되어 전자파 산란문제를 해석하는데 응용되어졌다.

*學生會員, **正會員,

韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科

(Dept. of Electrical Eng., KAIST)

接受日字: 1992年 2月 31日

그러나 최근 초고주파 반도체 집적회로(MMIC, Monolithic Microwave Integrated Circuit)에 대한 연구가 활발해지면서 그 구성요소가 되는 마이크로스트립 선로의 불연속면과 수동소자의 연구가 필요해졌고 이를 효율적으로 해석하기 위해 시간영역 유한차분법이 적용되고 있다. 현재까지 보고된 문헌에는 매질을 사이에 두고 수직으로 교차하는 마이크로스트립 선로의 혼산해석, coplanar 불연속면의 커패시턴스 계산, 나선형 사각 인덕터의 특성 분석 등과 같은 마이크로웨이브 도파관 해석과 예각으로 만나는 계단형 굴절률 광도파관의 간섭 및 스위칭 특성 분석에 적용된 사례가 있다. 본 논문에서도 이 방법을 사용하여 단일 마이크로스트립 선로의 매개변수를 구하고 측면결합 필터를 해석하여 보고된 결과와 비교, 분석하였다. 본 수치해석 방법은 초고주파 반도체 집적회로 설계나 초고집적 반도체 회로 설계에 매우 유용할 것으로 기대된다.

II. 시간영역 유한차분법

1. 이산화(discretization)

3차원에서의 전자와 전파를 계산하기 위해 Yee는 전계와 자계가 각기 다른 절점(node)에서 계산되도록 그림 1과 같은 단위 격자를 설정하였다. 맥스웰의 curl방정식에 따라 자계의 각 성분은 주위 4개의 절점에서의 전계값을 사용해서 계산하고 전계의 각 성분에 대해서는 주위 4개 절점에서의 자계값을 사용해서 계산한다. 균일 매질내에서 맥스웰 방정식의 이산화는 식 (1) 과 같이 주어진다 (그림 1. 참조 바람).

$$\begin{aligned}
 E_x^{n+1}(i, j, k) &= E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i, j+1, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k)}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k+1) - H_z^{n+1/2}(i, j, k)}{\Delta z} \right] \\
 E_y^{n+1}(i, j, k) &= E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k+1) - H_z^{n+1/2}(i, j, k)}{\Delta z} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k)}{\Delta x} \right] \\
 E_z^{n+1}(i, j, k) &= E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i+1, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_y^{n+1/2}(i, j+1, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k)}{\Delta y} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+1/2}(i, j, k) &= H_x^{n-1/2}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i, j-1, k)}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_y^n(i, j, k) - E_y^n(i, j, k-1)}{\Delta z} \right] \\
 H_y^{n+1/2}(i, j, k) &= H_y^{n-1/2}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n(i, j, k) - E_x^n(i, j, k-1)}{\Delta z} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i-1, j, k)}{\Delta x} \right] \\
 H_z^{n+1/2}(i, j, k) &= H_z^{n-1/2}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i, j, k) - E_y^n(i-1, j, k)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_x^n(i, j, k) - E_x^n(i, j-1, k)}{\Delta y} \right] \quad (1)
 \end{aligned}$$

여기서 전계절점과 자계절점은 시간, 공간적으로 반단위씩 서로에 대해 엇갈려 있으며 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 는 x,y,z 방향의 공간 이산화 간격이며, Δt 는 시간 이산화 간격이다. $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 와 Δt 는 식 (2)의 안정 조건(stability condition)^[2]에 맞게 선택되어야 한다.

$$v_{max} \Delta t \leq \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{-1/2} \quad (2)$$

식 (2)에 따라 공간 이산화 간격과 시간 이산화 간격을 택할 때 공간 이산화 간격은 해석하고자 하는 구조의 가장 작은 부분을 효과적으로 설명할 수 있도록 작게 선택

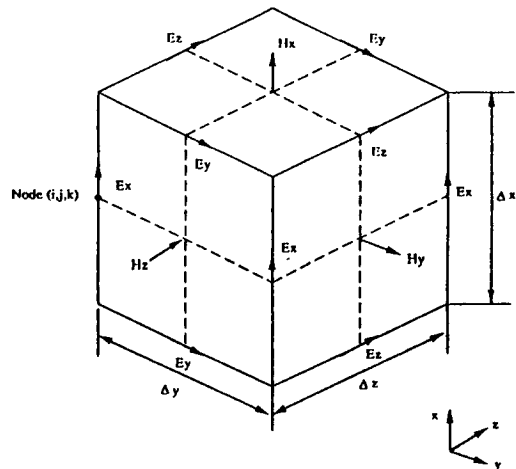


그림 1. Yee의 단위 격자[1]
Fig. 1. Yee's mesh[1].

해야 하며 시간 이산화 간격은 주파수 영역 결과의 해상도와 반복 계산시간을 고려하여 적절히 선택하여야 한다.

2. 경계 조건

개방 구조(open structure)를 수치 계산하고자 할때 컴퓨터의 처리속도와 메모리의 한정때문에 계산영역을 제한하고 제한된 구조의 경계조건을 적절히 부가함으로써 개방구조를 해석하는 것과 똑같이 할 수 있다. 경계면은 6개의 외각 경계와 1개의 매질 접합부가 있다. 매질 접합부에서의 장(field)을 계산할 때는 유전율을 두 매질의 유전율을 평균한 값을 사용하는 것이 효율적임이 알려져 있다.^[3]

6개의 외각 경계조건은 아래와 같다.

1) 접지면 : 접선방향 성분 전계와 수직방향 성분 자계를 영으로 둔다.

2) 신호 여기면 : 마이크로스트립 아래에 에너지가 많이 모여 있는 실제의 경우처럼 유전체와 공기의 접합면에 수직한 전계성분만 마이크로스트립 폭만큼 마이크로스트립 아래에서 접지면까지 균일하게 여기하고 나머지 장은 영으로 두는 전기벽(electric wall) 가정을 사용한다. 그러나 전자와 진행방향에 존재하는 불연속면에서 반사되는 파가 부가된 전기벽면에서 다시 반사하지 못하게 하기 위해 신호여기가 끝나고 반사파가 여기면에 도달하기 전에 신호여기면에 Absorbing Boundary Condition (ABC)^[4,5]을 적용한다. ABC는 해석영역의 경계면으로부터 전자파의 반사를 최소화하는데 사용되는 인공적인 경계이다. 여기서 ABC를 적용할때 전기벽 가정에 의해 신호 여기면과 근처에 유기된 국부적인 자장에 의해 수치 오차가 증폭되지 않도록 신호 여기면에서 계산영역 안쪽으로 조금 이동해서 경계조건을 적용해야 한다. 본 논문의 경우 참고 문헌[4,5]에서 제안한 여러가지 ABC중에서 1차 ABC를 사용하였다(식 (3) 참조).

3) 양 측면 : 측면에는 1차 ABC를 적용한다. 1차 ABC를 적용할 경우 45도로 입사하는 파에 대해서 17% 정도의 반사가 일어난다고 알려져 있지만^[4], 측면이 마이크로스트립으로부터 충분히 멀리 떨어져 있을 경우 측면에서의 장의 세기가 상대적으로 아주 작아 영향을 무시할 수 있다.

4) 윗면 : 윗면 역시 1차 ABC를 적용한다. 공기방향을의 장의 세기는 지수함수로 감쇄하기 때문에 경계면에서의 반사는 무시할 수 있다.

5) 출력면 : 출력면에는 Zhang과 Mei가 사용한 "local cancellation of leading order errors"을 적용한다.^[3] 그러나 그들이 사용한 방법은 추가 메모리를 요구하므로 약간 변형된 형식을 사용하였다. 먼저 1차 ABC를 출력 경계면에 적용하여 접선방향 전계를 구하고 그 값을 사용

하여 한 절점 앞의 자계를 구한다. 두번째는 출력 경계면에 1차 ABC를 적용하지 않고 한 절점 앞의 접선방향 자계에 대하여 직접 1차 ABC를 적용한다. 이렇게 두가지 방식으로 구해진 자계를 가중치를 주어서 평균하면 경계면 반사에 의해 일어나는 수치오차를 더 줄일 수 있다.

각 면에 적용된 1차 ABC는 반사면에서 아래의 관계를 갖는다.

$$\Psi_0^{n+1} - \Psi_1^n = \frac{v\Delta t - \Delta h}{v\Delta t + \Delta h} (\Psi_1^{n+1} - \Psi_0^n) \quad (3)$$

여기서 Ψ_0 는 반사면에서의 장의 접선성분이고 Ψ_1 는 반사면에서 계산영역으로 한 절점 안에 있는 장의 접선 성분이며 윗 첨자는 반복 계산 횟수를 나타내며 Δh 는 반사면 법선 방향의 공간 간격을 나타낸다.

3. 매개 변수 계산

마이크로스트립의 분산특성을 나타내는 유효 유전율 $\epsilon_{\text{reff}}(\omega)$ 는 진행방향 상에서 위치가 다른 두 지점사이의 위상변화를 통해 구해진다. 두 지점이 L 만큼 떨어져 있다고 하면

$$E_x(\omega, z=\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} E_x(t, z=\alpha) e^{i\omega t} dt \quad (4)$$

$$E_x(\omega, z=\alpha+L) = \int_{-\infty}^{\infty} E_x(t, z=\alpha+L) e^{i\omega t} dt \quad (5)$$

이 되고, 식 (4)와 식 (5)의 비를 이용하면

$$e^{-\gamma(\omega)L} = \frac{E_x(\omega, z=\alpha+L)}{E_x(\omega, z=\alpha)} \quad (6)$$

여기서 $\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + i\beta(\omega)$ 이다. 그러므로 $\epsilon_{\text{reff}}(\omega)$ 는 $\beta(\omega)$ 을 통해 다음과 같이 구해진다.

$$\epsilon_{\text{reff}}(\omega) = \frac{\beta^2(\omega)}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0} \quad (7)$$

주파수에 따른 특성 임피던스의 변화는 $V(\omega)/I(\omega)$ 를 통해 얻어질 수 있다. 여기서 $I(\omega)$ 는 마이크로스트립 주위의 자계를 폐곡선 적분하여 구한 값을 푸리에 변환한 값이고, $V(\omega)$ 는 마이크로스트립에서 접지면까지 전계를 선적분한 값을 푸리에 변환한 값이다. 또한 산란계수는 다음과 같이 계산한다.

$$S_{11} = \frac{F[V_{\text{ref}}(t)]}{F[V_{\text{inc}}(t)]} \quad (8)$$

$$S_{21} = \frac{\sqrt{Z_{01}}}{\sqrt{Z_{02}}} \frac{F[V_{trans}(t)]}{F[V_{inc}(t)]} \quad (9)$$

III. 시뮬레이션 결과

여기서는 두 가지 구조에 대한 결과를 제공하기로 한다. 두 가지 구조에 공통된 매개변수는 $\Delta = 0.212\text{mm}$, $H=W=6\Delta$ ($W/H=1$), $\Delta x=\Delta y=\Delta z=\Delta$, $\Delta t=0.176\text{psec}$ 이고 입력 펄스신호는 아래와 같은 함수를 사용하였으며 계산은 SUN sparcl에서 수행되었다.

$$\begin{aligned} E_x(t) &= 1 - \cos(2\pi f t) \quad 0 < t \leq 1/f, \\ &= 0 \quad t > 1/f. \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 $f = 25\text{ GHz}$

1. 단일 마이크로스트립 선로

시간영역 유한차분법은 3차원내의 모든 점에서 시간에 따른 장의 분포를 계산하고 그 결과를 이용하여 전송선로 매개변수를 구해낸다. 먼저 반사로 생기는 오차를 줄이고 마이크로스트립의 분산특성을 보기 위해 그림 2의 구조를 선택하였다. 그림 2의 각 크기는 뒤의 측면 결합 필터의 해석을 위해 정해졌다. 그림 3은 마이크로스트립의 한 절점 아래에서 진행방향으로 위치가 다른 여러 지점에서 시간에 따른 전기장의 변화를 나타낸 것이다. 펄스가 신호여 기면에 진행되어 나감에 따라 분산되는 것을 알수있으며 또한 출력면에서 약간의 반사가 일어남을 알 수가 있다. 그림 4는 마이크로스트립 구조의 단면에서 X 방향 전계분포의 상대적 크기를 나타낸것이다. 마이크로스트립 가장자리에서 장의 세기가 상대적으로 큰 값이 되며 장의 분포가 처음 인가해 준 비 실제적 분포에서 파가 어느 정도 진행하고 난 후 도파모드를 형성함을 알 수 있다. 이러

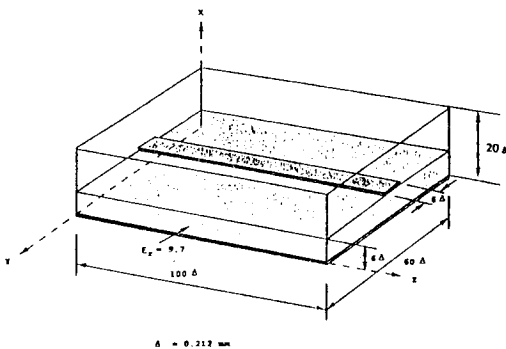


그림 2. 단일 마이크로스트립 선로
Fig. 2. Single microstrip line.

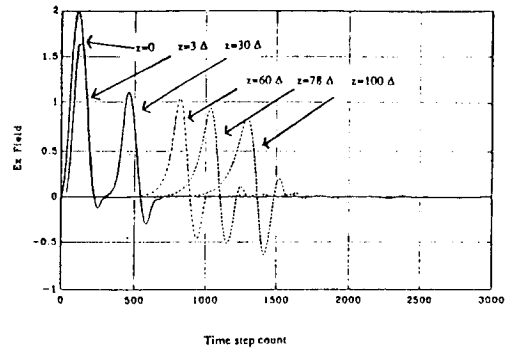


그림3. 단일 마이크로스트립의 중심선 한 절점 아래 $z=0, 3, 30, 60, 78, 100\Delta$ 에서 E_x (임의의 단위)의 시간에 따른 변화(단위 시간 $= \Delta t = 0.176\text{psec}$)
Fig. 3. Time Variations of E_x (arbitrary unit) at $z=0, 3, 30, 60, 78, 100\Delta$ of one node below center line of single microstrip (unit time step is $\Delta t = 0.176\text{psec}$).

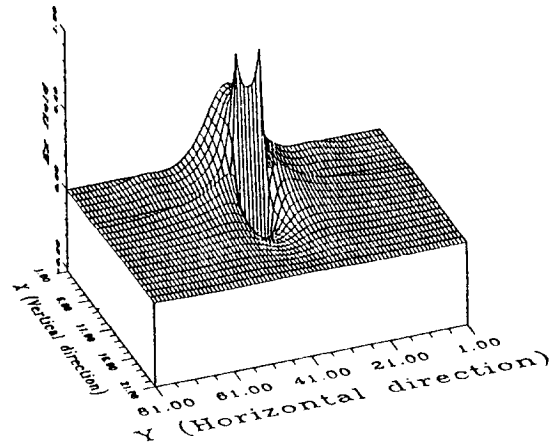


그림 4. $z=30\Delta$ $t=500\Delta t$ 에서 E_x 의 단면 분포
Fig. 4. Cross-sectional view of E_x at $z=30\Delta$.

한 시간영역 결과로부터 구해진 매개변수를 그림 5와 그림 6에 나타냈으며 그 결과를 Preglar 와 Kowalski^[6,7]가 Variational Method로 계산한 결과와 비교하였다. 그림에서도 알 수 있는 바와 같이 서로 잘 맞고 있음을 알 수 있다.

2. 측면 결합 필터

그림 7에 나타난 구조는 Shibata와 Hayashi 그리고 Kimura가 Bergeron method라는 등가모델 방식을 사용해서 해석하고 FEM(Finite Element Method)과 실험

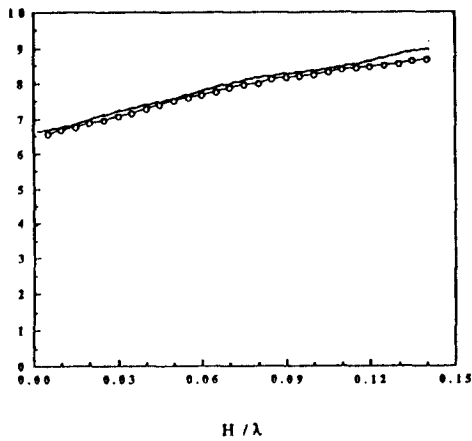


그림 5. 정규파장(H/λ)에 대한 유효 유전율의 변화
(원표시 그래프는 참고문헌 [6,7]의 결과이고 실
선 그래프는 본 연구의 결과를 나타낸 것이다.)

Fig. 5. Effective dielectric constant vs. normalized
wavelength (H/λ).
(Open circle : from Ref. [6,7] : solid line :
this work)

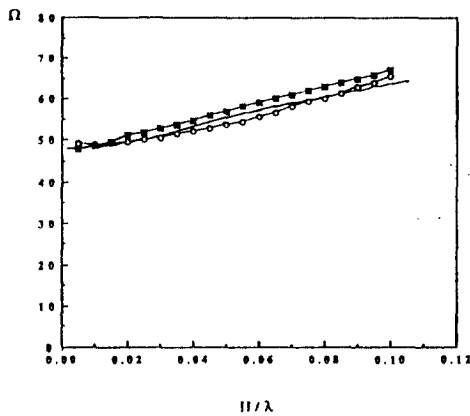


그림 6. 정규파장(H/λ)에 대한 특성 임피던스의 변화
(원표시 그래프는 임피던스의 전력-전류 정의로부터 구해진 결과이고, 사각표시 그래프는 전압-전류 정의로부터 얻어진 결과이다 [6,7]. 실선 그래프는 본 연구로 구해진 결과이다.)

Fig. 6. Characteristic impedance vs. normalized wavelength (H/λ).
(Open circles are the characteristic impedances from power-current definition and open squares are those from voltage-current definition. (see ref. [6,7]) Solid line is the result of this work)

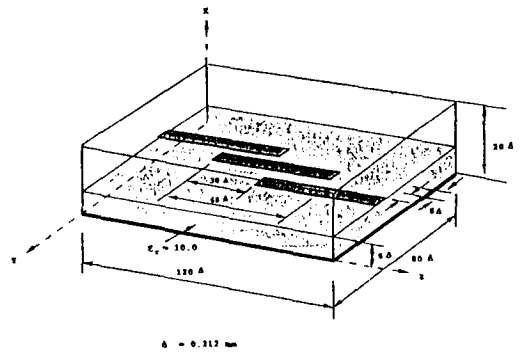
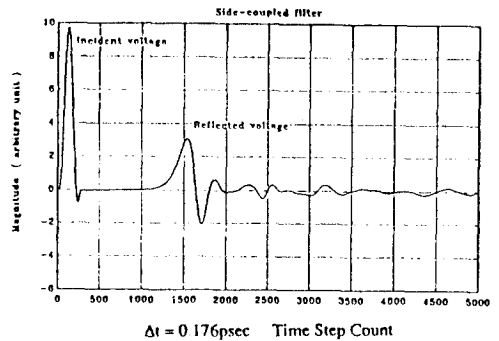
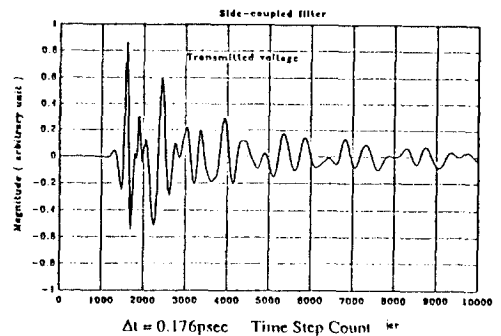


그림 7. 측면 결합 필터
Fig. 7. Side-coupled filter



(a)



(b)

그림 8. 시간에 따른 전압 변화
(a) 입사파, 반사파 (b) 전달파

Fig. 8. Time variations of voltage.
(a) incident and reflected wave,
(b) transmitted wave.

치로 비교, 검토한 것이다.^[8] 그림 7의 입력쪽에 가해진 펄스는 혼선을 통해 중앙에 있는 마이크로스트립으로 전달되고 양 개방단에서의 반사를 통해 공진을 일으켜 세번째 마이크로스트립으로 전달된다. 입사파와 반사파 그리고 전달파를 각각 그림 8에 나타내었으며 대표적으로 몇 시점에서 E_x 의 공간에 따른 분포를 그림 9에 나타내었다. 시간영역 결과를 푸리에 변환하여 산란계수를 구하고, 이를 그림 10에 표시하였다. 시간영역 유한차분법을 이용하여 계산한 결과는 4,8,12GHz에서 공진을 잘 표현하고 있

지만 Bergeron method는 8GHz 근처의 공진을 잘 나타내지 못하고 있다. 전체적으로 본 연구 결과가 실험 결과와 훨씬 잘 일치함을 알 수 있다. 그러나 시간영역 유한차분법에서는 경계면에서의 반사때문에 $|S_{21}|$ 의 작은 값에 대해서는 리플(ripple)이 생기고 또한 여기에다가 수치해석상 및 푸리에 변환시의 오차등의 이유로 아주 작은 값에 대해서는 해석적인 방법에 비해 상대적 오차가 비교적 크다는 결점이 있다.

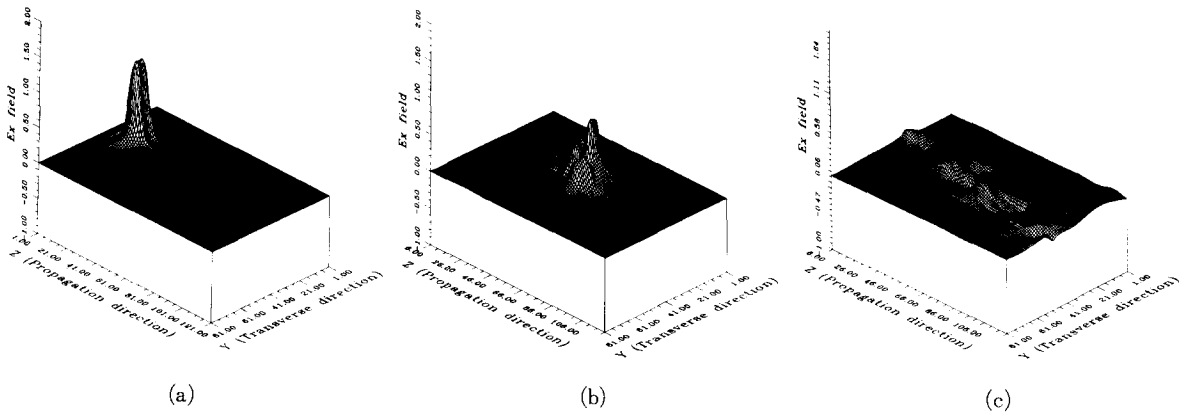


그림 9. $T=300(a)$, $900(b)$, $1800(c)$ Δt 일때 공기-유전체 접합면의 한 절점 아래에서의 E_x 의 분포
Fig. 9. E_x distribution at one node below air-dielectric interface when $T=300(a)$, $900(b)$, $1800(c)$ Δt .

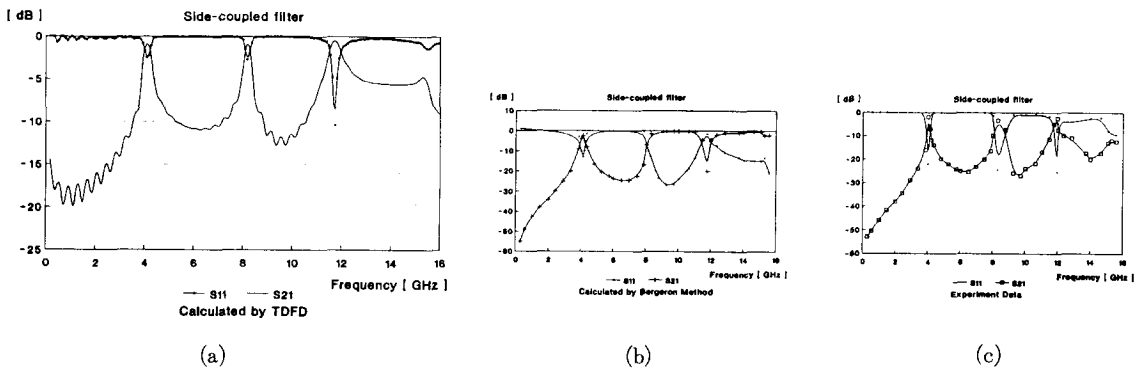


그림 10. 그림 7에 보인 측면 결합 필터의 산란계수

(a) 본 연구 결과
(b) Bergeron method [8] (c) 실험치 [8]

Fig. 10 Scattering parameter of side-coupled filter.
(a) this work,
(b) Bergeron method [8],
(c) experimental data[8].

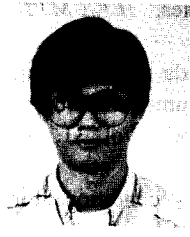
IV. 결 론

지금까지 시간영역 유한차분법을 마이크로스트립에 적용하여 얻은 결과를 보였다. 결과에서도 볼 수 있듯이 광대역 전자파의 진행 및 혼선을 시각적으로 관찰할 수 있고 이 결과를 푸리에 변환하여 구한 전송선로의 매개변수와 산란계수가 다른 문헌의 보고치나 실험치와도 아주 잘 맞고 있음을 알 수 있다. 또한 실제 파형을 입력 신호로 그대로 사용할 수 있으며 시스템의 광대역 정보를 얻고자 할때 한번에 한 주파수에서의 결과를 계산하는 주파수 영역 접근방식에 비해 아주 효율적이다. 또한 본 방법은 다층 유전체의 경우에도 적용이 되며 유한 차분법으로 단위 격자를 형성하기 힘든 경우만 아니면 임의의 구조에 대해서도 적용이 가능하다. 그러므로 현재 활발히 연구되고 있는 초고주파 반도체 집적회로에서 임피던스 정합회로를 구성하는 다양한 수동소자 그리고 수동소자와 수동소자, 수동소자와 능동소자를 연결하는 마이크로스트립 선로의 특성 임피던스와 산란계수를 구하는 데 효율적으로 사용될 수 있으며 초고집적 반도체 디지털 회로에서 디지털 펄스의 혼선을 분석하는 데에도 효과적으로 쓰일 수 있다.

參 考 文 獻

- [1] K.S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. antennas and Propagation*, Vol. AP-14, pp. 302-307, May 1966.
- [2] A. Taflov and Morris E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations," *IEEE MTT-23*, no. 8, Aug., 1975.
- [3] Xiaolei Zhang and Kenneth K. Mei, "Time-domain finite difference approach to calculation of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities," *IEEE MTT-36*, pp. 1775-1787, Dec 1988.
- [4] B. Engquist and A. Majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves," *Math. of Comp.*, vol. 31, no. 139, pp. 629-651, 1977.
- [5] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-fields equations," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-23, pp. 1073-1077, Nov 1981.
- [6] Kowalski, G; Pregla, R, "Dispersion characteristics of single and coupled microstrips" *Arch. Elektron. Ubertragungstechn.* vol. 26, pp. 276-280, 1972.
- [7] Pregla, R; Kowalski, G, "Simple formulas for the determination of the characteristic constants of microstrip," *AEU*, vol. 28, pp. 339-340, 1974.
- [8] T. Shibita and T. Hayashi, et al, "Analysis of microstrip circuits using three-dimensional full-wave electromagnetic field analysis in the time domain," *IEEE MTT-36*, pp. 1064-1070, June 1988.

著 者 紹 介



金 東 旭(學生會員)

1967年 10月 14日生. 1990年 2月 한양대학교 공과대학 전자통신공학과 졸업. 1992年 2月 한국과학기술원 전기및전자공학과 졸업. 1992年 3月 현재 한국과학기술원 전기및전자공학과 박사과정. 주관심분야는 초고주파 반도체소자의 모델링 및 초고주파 반

도체 집적회로 설계 등임.



李 貴 魯(正會員)

1952年 5月 20日生. 1976年 8月 서울대학교 공과대학 전자공학과 졸업. 1983年 8月 미국 미네소타대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학박사). 1983年 5月 - 1987年 2月 주) 금성반도체 기술부장. 1987年 1月 - 현재 한국과학기술원 전기및전자공학과 조

교수 및 부교수. 주관심분야는 초고집적, 초고속, 초고주파 반도체 소자연구 등임.

●



洪 聖 喆(正會員)

1959年 2月 19日生. 1984年 2月 서울대학교 공과대학 전자공학과 졸업(공학사, 공학석사). 1989年 2月 미국 미시간대학교 전기과 졸업(공학박사). 1989年 3월 현재 한국과학기술원 전기및전자공학과 조교수. 주관심분야는 광소자 및 초고주파 반도체

소자 연구 등임.