유한차분 시간영역 해석법에 내부전원을 이용한 마이크로스트립 선로 해석에 관한 연구

A Study on the Analysis of the Microstrip Line by Using Inner Source at the FDTD Method

윤성현 · 정수길 · 손창수

Sung-Hyun Yun · Soo-Kil Jung · Chang-Soo Son

요 약

유한차분 시간영역 방법을 이용하여 연속 및 불연속 마이크로스트립을 해석할 때 흡수 경계조건은 Berenger의 완전 접합층(Perfectly Matched Layer:PML)을 3차원으로 적용하고, 전원의 인가는 기존의 마이크로스트립 전면(front face)에 인가하는 방법 대신 내부전원(Inner Source Technique:IST)을 이용하였다. 이 방법을 이용하면 dc성분의 왜곡이 개선되고, 에베네센트(evanescent) 및 복사 전자계가 존재하는 측면과 윗면의 계산영역을 줄이더라도 해석된 특성은 신뢰할 수 있는 결과를 얻을 수 있었다. 또한 내부전원의 위치를 조정함으로서 불완전한 경계조건에 의해서 발생되는 반사파의 영향을 효과적으로 제거할 수 있었다. 본 연구에서는 이러한 방법을 이용하여 마이크로스트립의 분산특성 및 특성임피던스를 계산하였다. 그리고 종단개방 마이크로스트립의 산란계수의 크기와 위상을 구하고 그 등가회로를 계산하였다.

Abstract

When continuous and discontinuous microstrip is analyzed with FDTD(Finite Difference Time Domain) method, we used Berenger's 3D-PML as absorbing boundary condition, and IST(Inner Source Technique) was used for source excitation instead of front excitation that is existing method. In the case using IST, we have observed that analyzed characteristic is not affected by the reduced computational domain of the side and top face in which evanescent field and radiation field is exist. Also, if we control the position of the inner source, we could effectively reject the influence of the reflective wave by mean of imperfective boundary condition. In this paper, by using IST, we have calculated dispersive characteristic and characteristic impedance of the microstrip. And we have calculated magnitude and phase of the scattering coefficient, and obtained equivalent circuit of the open microstrip end.

I. 서 론

유한차분 시간영역 해석법을 이용하여 연속[1], 불연속[2] 마이크로스트립과 같은 평면선로를 해석할 때, 시간영역에서는 작은 오차이지만 주파수 영역에서는 허용할 수 없을 정도의 큰 오차를 발생하므로 대단히 큰 계산영역을 요구한다. 이러한 문제

경남정보대학 전자정보통신과(Dept. of Electronic Information Communication, Kyung Nam Information College)

· 논 문 번 호 : 980302-028

· 수정완료일자 : 1998년 7월 27일

로 많은 사람들이 작은 계산영역을 사용하더라도 정밀한 주파수특성을 얻기위하여 다양한 흡수 경계조건[3]~[6]을 제시하였다. 그 중에서 최근 Berenger[6]가 제시한 완전 접합층(Perfectly Matched Layer:PML)은 전파 진행방향에 대해서는 기존의 어떤 흡수 경계조건 보다 매우 우수한 흡수능을 보이지만, 에베네센트 전자계가 존재하는 측면에 대해서는 비효과적이라고 제시하고 있다[7]. 따라서 정밀한 주파수특성을 얻기 위해서는 에베네센트 전자계의 영향을 무시할 수 있을 정도로 측면의 계산영역을 충분히 크게 해야 한다. 기존의 전원인가 방법은 마이크로스트립의 전면에[1,2] 전원을 인가했는데 이것은 유한차분 시간영역 해석법의 알고리즘 문제때문에 전원인가(source excitation)면 근처에 비물리적인 dc 자계를 유기시킨다. 그리고 불연속을 해석할 경우 불연속면에서 반사된 파가 전원인가면에 되돌아 왔을 때 경계면 처리에 문제점을 발생시킨다. 흡수 경계조건에서 발생되는 반사계수 혹은 불연속면에서 발생되는 산란계수를 계산하기 위해서는, 먼저 불연속이 존재하지 않는 대단히 큰 계산영역에서 기준 진행파를 구하고, 불연속이 존재하는 해석영역에서 반사파와 진행파의 합으로 된 전체파를 구하여 그 차로서 반사파를 구하므로 두 번의 계산과정이 필요하다. 그러나 반사파와 합성되지 않은 완전한 기준 진행파를 얻는 것이 대단히 어렵다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 Naishadham과 Lin은 시간파형의 관측점과 경계면의 위치를 조정하여 반사파의 영향이 최소화된 마이크로스트립 파라메타를 계산하고, 기준 진행파 없이도 반사계수와 불연속의 산란계수를 구하는 방법을 제시하였지만[8] 역시 두 번 계산해야 하는 단점이 있다. 또한, Mittra는 시간파형을 동일한 간격으로 떨어진 3점에서 측정하여, 기준 진행파없이 한번만의 계산으로 반사계수 및 반사파의 영향이 최소화된 마이크로스트립 파라메타를 계산하는 방법을 제시하였지만[9] dc 부근의 낮은 주파수에서는 개선된 주파수특성을 얻을 수가 없었다. 이러한 관점에서 본 연구에서는 전원을 마이크로스트립의 내부에 여기시키는 IST(Inner Source Technique) 방법을 이용하여 기준 입사파없이 한번만의 계산에 의해서 불완전한 흡수 경계조건 때문에 발생되는 마이크로스트립 파라메타의 오차를 관심의 전 주파수 영역에서 최소화하는 방법을 제시하였다. 그리고 가장 큰 반사파를 발생시키는 Mur의 1차 흡수 경계조건을 사용할 경우에 적용하여 그 타당성을 확인하고, 이것을 사용하여 종단개방 마이크로스트립을 해석하고 그 등가 회로를 얻고자 한다.

Ⅱ. 본 론

2-1 흡수 경계조건(Absorbing boundary condition: ABC)

그림 1은 전형적인 개방형 마이크로스트립 선로를 보인 것이다. 이것은 개방형 구조이므로 유한차분 시간영역 방법으로 해석하기 위해서는 앞뒤, 좌우, 상하를 유한한 영역으로 절단하고 절단면에는 흡수 경계조건을 사용해야 한다. 6개의 경계면중에 접지면은 완전도체로 가정하고 스트립의 중심에서 좌우 대칭이면 대칭면을 자계벽(magnetic wall)으로 두면 계산 영역을 반으로 줄일 수 있다. 따라서 4개의 경계면에 흡수 경계조건을 사용해야 한다. 70~80년대에 주로 사용된 흡수 경계조건으로는 일차원 파동방정식을 경계면에 적용시킨 Mur[3]의 1차 흡수 경계조건이 주로 사용되었으나 단일 주파수에 대해서는 유용하지만 주파수의 천이가 증가함에 따라서 반사파가 증가한다. 그러므로 분산이 존재하는 마이크로스트립에 대해서는 부적당하다는 것으로 알려져있다. 이러한 관점에서 1992년 Bi-

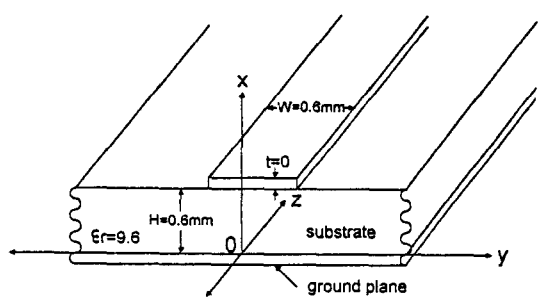


그림 1. 일반적인 마이크로스트립의 구조
Fig. 1. Construction of the general microstrip.

Wu[4]는 두개의 전파속도를 고려하여 Mur의 흡수 경계조건을 변형한 분산 경계조건(Dispersive Boundary Condition: DBC)을 제안하였는데, Mur의 흡수 경계조건 보다 매우 우수하고 분산이 존재하는 마이크로스트립에 대해서도 적당하지만, 10^{-3} 이하의 반사계수를 얻는 것이 대단히 어렵다고 알려져있다. 또한 Mei-Fang[5]은 경계면에서 발생되는 전계의 반사파와 자계의 반사파가 서로 연관이 있다는 점을 이용하여 반사파를 상쇄시키는 초(super) 흡수 경계조건을 제시하였는데, 분산 흡수 경계 조건과 비슷한 흡수능을 보이고 있다. 한편, 자유공간과 임의의 손실매질을 접합시킬 때 손실매질의 전기도전율 σ와 자기손실σ^* 가

$$\sigma_x/\varepsilon_0=\sigma_x^*/\mu_0 \tag{1}$$

의 관계식을 만족한다면 자유공간과 x방향의 손실매질 사이의 임피던스정합이 이루어져 경계면에 수직으로 입사되는 전자파는 경계면에 반사없이 손실매질로 전파하고, 손실매질을 통과하는 전자파는 감쇄를 일으킨다. 그러나 경계면에 입사되는 입사파가 비스듬하게 입사될 때는 식(1)이 만족되어도 경계면에서 많은 반사파가 발생되어 기존의 흡수 경계조건 정도의 흡수능을 가진다. 이러한 관점에서 Berenger[6]는 비스듬하게 입사되는 전자파도 경계면에서 반사없이 완벽하게 흡수하도록 E_x를 E_{xy}, E_{xz}와 같이 좌표축 성분으로 분할하고 이 손실매질을 완전 접합층(perfectly matched layer: PML)이라 하였다. 2차원인 경우 완전 접합층 매질속을 전파하는 어떤 성분의 전자파 Ψ를 Berenger는 다음과 같이 표시하였다.

$$\Psi=\Psi_0 e^{jw\left(t-\frac{x\cos\phi+y\sin\phi}{cG}\right)} e^{\frac{-\sigma_x\cos\phi}{\varepsilon_0 cG}x} e^{\frac{-\sigma_y\sin\phi}{\varepsilon_0 cG}y} \tag{2}$$

$$Z=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}/G \tag{3}$$

$$G=\sqrt{\omega_x\cos^2\phi+\omega_y\sin^2\phi} \tag{4}$$

$$\omega_x=\frac{1-j\sigma_x/\omega\varepsilon_0}{1-j\sigma_{x^*}/\omega\mu_0},\ \omega_y=\frac{1-j\sigma_y/\omega\varepsilon_0}{1-j\sigma_{y^*}/\omega\mu_0} \tag{5}$$

여기서 Z는 파동임피던스, c는 광속, ϕ는 자유공간과 완전 접합층 매질사이의 경계면에서 입사파의 입사각도를 나타낸다. $(\sigma_x,\ \sigma^*x)$와 $(\sigma,\ \sigma^*)$가 식(1)의 조건을 만족하면 w_x, w_y, G는 주파수와 입사각에 관계없이 항상 1이 되어서 파동임피던스가 자유공간에서와 같아서 자유공간과 완전 접합층의 경계면에서 반사파가 발생하지 않는다는 것을 의미한다. 그리고 식(2)에 의해서 완전 접합층 속에서의 전자파는 x, y 방향에 따라서 지수함수적으로 감소한다. 본 연구에서 사용한 마이크로스트립 선로의 제원은 ε_r=9.6, strip 높이 H=0.6 mm, 스트립 폭 W=0.6 mm이다. 이것은 모멘트법으로 해석한 Katehi[11]의 결과와 비교하기 위한 것이다. Courant 안정조건을 고려하여 $\Delta x=\Delta y=\Delta z=\Delta h$=0.06 mm, $\Delta t=1.106\times10^{-13}$sec로 선택하면 스트립 높이는 $x=10\Delta h$가 되고, 스트립 폭은 $W/2$를 사용함으로 $y=5\Delta h$가 된다. 또한 전파의 진행방향은 z 방향으로 하였다. 흡수 경계조건의 흡수능을 비교하기 위하여 다음과 같은 방법을 이용하였다. 전원은 유한차분법을 이용하여, 마이크로스트립의 고유모드 $E_x(x,y)$, $E_y(x,y)$의 근사치를 계산하고, 시간파형인 가우시안펄스 $E(t)$와 곱해진 형태인 $E_x(x,y)\cdot E(t)$와 $E_y(x,y)\cdot E(t)$를 전면에 인가하는 방법을 사용하였다. 계산영역을 N_x=40, N_y=100, N_z=200으로 하고 N_x=10, N_y=1, N_z=75 위치에서 기준 입사파의 시간파형을 구하였다. 그리고 N_x=30, N_y=100, N_z=80의 계산영역에 각각의 흡수 경계조건을 사용할 때의 시간파형은 N_x=10, N_y=1, N_z=75에서 구하였다. 그림 2는 기준 입사파와 각각

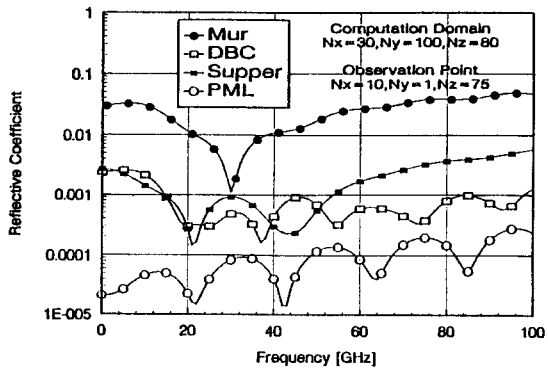


그림 2. 흡수 경계조건의 반사계수 비교

Fig. 2. Comparison of the absorbing boundary conditions.

의 경계조건을 사용했을 때의 시간파형의 차를 주파수 변환한 반사계수를 보인 것이다. 완전 접합층이 다른 경계조건보다 관심의 전 주파수영역에서 매우 우수한 흡수능을 가진다는 것을 알 수 있다.

2-2 내부전원(Inner Source Technique:IST)

2-2-1 연속적인 마이크로스트립 선로 해석

앞절에서 취급한 전원을 마이크로스트립에 인가하는 기존의 방법은 마이크로스트립의 전면(front face)을 전계벽(electric wall)으로 간주하고 스트립 아래에 인가하였다. 이러한 방법을 이용할 경우 유한차분 시간영역 해석법의 알고리즘 문제때문에 전원 인가면 근처에 비물리적인 dc 자계성분이 유기되어 펄스의 형태를 왜곡시킨다. 또한, 마이크로스트립의 불연속을 해석할 경우 불연속면에서 반사된 반사파가 전원 인가면에 되돌아 올 때까지 입사파가 완전히 인가되지 않으면 입사파와 반사파를 구분할 수가 없다. 따라서 전원 인가면과 불연속면 사이의 거리를 충분히 길게하여 전원이 완전히 여기된 후에 반사파가 되돌아오게 하고, 반사파가 전원 인가면에 도달하기전에 전원 인가면에 흡수 경계조건을 사용해야 한다. 그러나 입사면 근처에 유기된 dc 자계성분 때문에 어느 위치에 흡수 경계조건을 사용하는가를 결정하는데 문제점이 있다. 또한 불연속면을 가지는 마이크로스트립에 연속적인 신호를 여기 시킬 때 입사면에서 입사파와 반사파를 구분하는데 문제가 생긴다. 따라서 전원을 계산영역 내부에서 인가하고 처음부터 전면에 흡수 경계조건을 사용하는 것이 요구된다. 따라서 본 연구에서는 전원을 인가해 주는 위치를 $z=k_p$로 하고, 유한차분 시간영역 해석법의 방정식에 전원을 포함시킨 식 (6), 식 (7)를 사용하였다.

$$E_x^{n+1}(i,j,k_p)=E_x^n(i,j,k_p)+\frac{\Delta t}{\varepsilon}\left[\frac{H_z^{n+1/2}(i,j+1,k_p)-H_z^{n+1/2}(i,j,k_p)}{\Delta y}-\frac{H_y^{n+1/2}(i,j,k_p+1)-H_z^{n+1/2}(i,j,k_p)}{\Delta z}\right]+E_{xs}^n(i,j)\cdot E(t) \quad (6)$$

$$E_y^{n+1}(i,j,k_p)=E_y^n(i,j,k_p)+\frac{\Delta t}{\varepsilon}\left[\frac{H_x^{n+1/2}(i,j,k_p+1)-H_x^{n+1/2}(i,j,k_p)}{\Delta z}-\frac{H_z^{n+1/2}(i+1,j,k_p)-H_z^{n+1/2}(i,j,k_p)}{\Delta x}\right]+E_{ys}^n(i,j)\cdot E(t) \quad (7)$$

여기서, $E_{xs}(i,j)$, $E_{ys}(i,j)$는 유한차분법으로 계산된 마이크로스트립의 고유모드를 나타내고, $E(t)$는 시간영역의 가우시안펄스를 의미한다. 즉 전면을 전계벽으로 하는 대신 완전 접합층의 경계조건을 사용하고 계산영역 내부의 임의의 위치 k_p의 접지면부터 스트립까지 식 (6), 식 (7)을 사용하고 그 외의 전영역에는 원래의 유한차분 시간영역 해석법의 방정식을 사용하였다. 그림 3, 그림 4는 $N_x=30$, $N_y=60$, $N_z=100$의 계산 영역에서 기존의 전원인가 방법인 전계벽(electric wall)인 경우($z=0$ 위치에 전원인가)와 내부전원인 경우($z=10$ dh 위치에 전원인가)의 H_y 성분을 $700\Delta t$일 때 $N_x=10$의 위치에서 $y-z$평면에서의 측정한 공간파형을 보인 것이다. 전계벽을 사용한 그림 3의 경우, 전면에 비물리적인 H_y의 dc 성분이 유기되는 것을 알 수 있다. 그러나 내부전원을 이용한 그림 4를 보면, dc 자계성분이 사라진 것을 알 수 있다. 또한 그림 3과 그림 4의 H_y 펄스의 진폭을 비교해 보면 약 0.005와 0.02로서 약 4배의 차이가 나타나는데 이것은 두 가지의 이유로 설명된다. 첫째로 가우시안펄스의 주파수 스펙트럼은 dc에서 최대진폭을 가지고, 주파수가

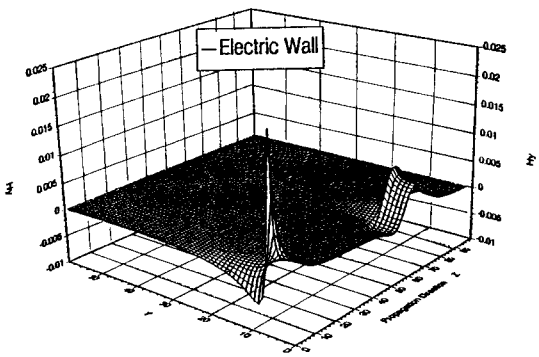


그림 3. 전계벽인 경우의 H_y 성분의 공간파

Fig. 3. Space wave of the H_y component in the case of electric wall.

증가함에 따라서 스펙트럼의 진폭이 지수함수적으로 감소하는 형태를 가진다. 따라서 전계벽을 사용할 경우 가우시안펄스의 dc 성분의 대부분이 마이크로스트립 선로를 따라서 진행하지 못하고 전면에 남아있기 때문에 내부전원을 사용한 경우보다도 진폭이 작아진다. 또다른 이유는 전계벽을 이용할 경우 전원을 식 (6), 식 (7)처럼 시간영역 유한차분 알고리즘에 $E_{xs}(i, j) \cdot E(t)$, $E_{ys}(i, j) \cdot E(t)$을 더하는 방법을 사용하는 대신에 $E_{xs}(i, j) \cdot E(t)$, $E_{ys}(i, j) \cdot E(t)$를 전면에 인가하고 원래의 시간영역 유한차분 알고리즘을 이용하여 자계와 전계를 구하기 때문이라고 생각된다. 전면에 유기되는 비물리적인 자계 dc 성분의 소멸을 확인하기 위하여 전계벽인 (z=0 위치에 전원인가) 경우와 내부전원인(z=10 dh 위치에 전원인가) 경우에 대해서 N_x=10, N_y=1, N_z=5의 위치에서 1로 정규화된 $E_x(t)$, $E_y(t)$, $E_z(t)$와 $H_x(t)$, $H_y(t)$, $H_z(t)$의 시간파형을 측정한 것을 그림 5, 그림 6에 나타내었다. 그림 5와 그림 6에서 전계성분은 전면전원 혹은 내부전원 두 경우에서 일정한 시간이 경과후 수렴이 되어 안정화가 되지만, 전면에서 인가한 경우가 더 빨리 안정화가 된다는 것을 알 수 있다. 그러나 자계성분은 전면전원을 이용할 경우, 일정한 시간이 지나도 0으로 수렴되지 않고 어떤 값을 유지한다는 것을 알 수 있다. 이것은 물리적 관점에서 보더라도 비물리적 현상이라는 것을 알 수 있다. 따라서 유한차분 시간영역을 이용하여 평면선로를 해석할 경우 내부전원을 이용하면 보다 정밀한 해석이 될 것이라 생각된다. 그림 7은 연속적인 마이크로스트립의 측면 및 윗면에서 의도적으로 반사파가 발생되도록, N_x=20, N_y=20, N_z=80의 작은 계산영역에 전계벽 조건과 내부전원 조건을 사용한 경우(전원의 위치는 앞과 동일), 정규화시킨 E_x의 시간파형을 N_x=10, N_y=1, N_z=75에서 나타낸 것이다. 전원을 전면에 여기시키는 경우보다, 내부에서 여기시키는 경우가 반사파의 영향이 작다는 것을 알 수 있다. 이것은 전면에 전원을 입사하는 경우는 전면을 전계벽으로 하기 때문에 윗면, 옆면에서 반사된 파가 전면으로 되돌아올 때 전면에서 전반사하여 계산영역으로 되돌아온다. 그러나 내부전원을 이용할 경우 이러한 반사파들이 전면의 완전 접합층에 의해서 흡수되기 때문이라고 생각된다. 따라서 내부전원을 이용하면 전면에서 유기되는 비물리적인 자계의 dc 성분을 제거함으로서 펄스의 왜곡을 개선할 수 있으며, 경계면에서 반사파가 발생되어도 그 일부가 다시 전면에서 재흡수된다. 또한 내부전원을 이용하면 연속적인 전원을 사용하거나, 불연속면을 해석할 때도 유용한 방법이라고 생각된다.

한편, 전면 근처의 계산영역 내부에 전원을 인가하고, 종단 근처의 임의의 두 점에서 전압 시간파형 $V(t, z_1)$, $V(t, z_2)$를 주파수 변환하면 다음과 같다.

$$V(w, z_1)=V_i(w, z_1)(1+\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}) \quad (8)$$

$$V(w, z_2)=V_i(w, z_2)(1+\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_2}) \quad (9)$$

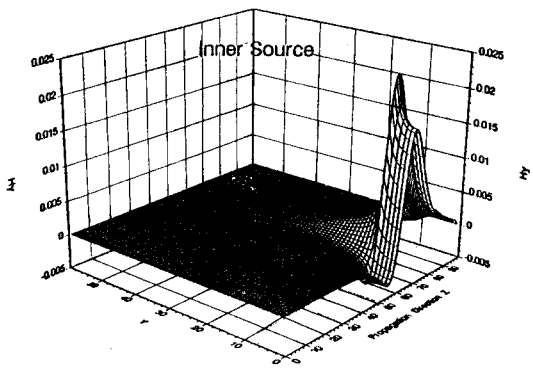


그림 4. 내부 전원인 경우의 H_y 성분의 공간파

Fig. 4. Space wave of the H_y component in the case of inner source.

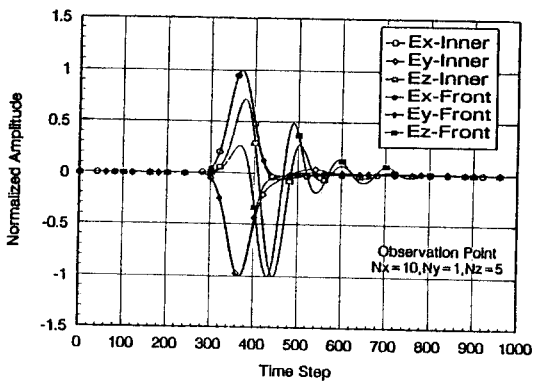


그림 5. 내부전원과 전계벽인 경우 전계의 비교

Fig. 5. Comparison of the electric field in the case electric wall and inner source.

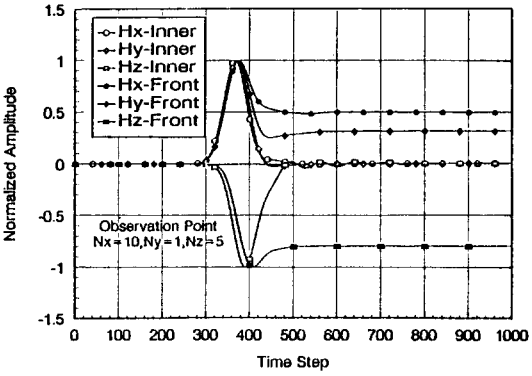


그림 6. 내부전원과 전계벽인 경우 자계의 비교

Fig. 6. Comparison of the magnetic field in the case electric wall and inner source.

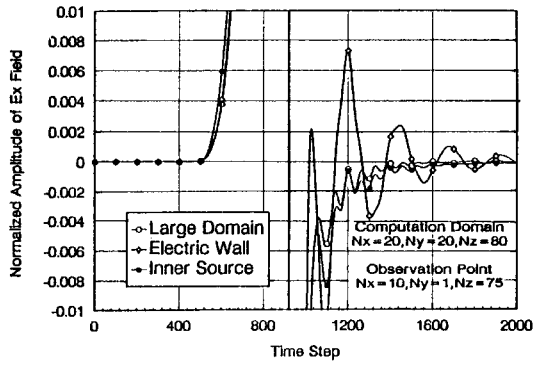


그림 7. 전계벽인 경우와 내부 전원인 경우의 E_x의 시간 파형

Fig. 7. Time wave of the E_x in case of electric wall and inner source.

여기서 $V_t(w, z_1)$, $V_t(w, z_2)$는 순수한 전압 입사파, $\Gamma_e(w)$는 종단의 경계면 에서의 반사계수, ℓ_1, ℓ_2는 종단에서 관측점까지의 거리, $\gamma(w)$는 전파상수를 의미한다. 즉, 유한차분 시간영역 해석법 계산영역 임의점에서 얻은 시간파형, $V(t, z_1)$, $V(t, z_2)$는 불완전한 경계조건 때문에 반사파와 합성되지만, 기존의 방법은 반사파의 영향을 무시하고 식 (8), 식 (9)을 이용하여 마이크로스트립의 분산특성을 해석하였다. 그러나 만약에 $\Gamma_e(w)=0$이거나 $\ell_1=\ell_2$를 만족하면 반사계수에 영향이 없는 정밀한 주파수특성을 얻을 수 있을 것이다. 그러나 $\Gamma_e(w)=0$를 만족하는 흡수 경계조건은 불가능하므로, 본 연구에서는 그림 8-a 같이 전원을 중심에서 인가하고, $V(t, z_1)$, $V(t, z_2)$의 측정지점을 전원의 앞뒤로 하고 경계면에서 관측점의 거리 L_1, L_2를 같게 하였다. 이와 같이 전원과 관측점의 위치를 설정하면, 식 (8),식 (9)의 $V(w, z_1)$, $V(w, z_2)$의 비를 계산하더라도 $V_t(w, z_1)$, $V_t(w, z_2)$의 비가 계산되므로 정밀한 주파수특성을 얻을 수 있다. 즉,

$$e^{-\gamma(w)\Delta z}=\frac{V(w, z_1)}{V(w, z_2)} \tag{10}$$

여기서 $\Delta z=|z_2-z_1|$, $\gamma(w)=\alpha(w)+j\beta(w)$이다.

따라서 마이크로스트립의 실효유전율은 다음과 같다.

$$\varepsilon_{eff}(w)=\frac{\beta^2(w)}{w^2\varepsilon_0\mu_0} \tag{11}$$

또한, z_3 위치에서 측정한 시간파형의 주파수변환은 다음과 같다.

$$V(w, z_3)=V_t(w, z_3)(1+\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_3}) \tag{12}$$

식 (12)는 관측점이 전원으로부터 떨어진 거리가 $z_1=z_3$ 이므로 $V_t(w, z_1)=V_t(w, z_3)$이지만 경계면으로부터 거리가 $\Delta\ell=|\ell_3-\ell_1|$만큼 차이가 난다. 따라서 앞에서 구한 $\gamma(w)$을 이용하면, $V(w, z_1)$, $V(w, z_3)$의 비로 경계조건의 반사계수를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\Gamma_e(w)=\frac{R(w)-1}{e^{-2\gamma(w)\ell_3}-R(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}} \tag{13}$$

여기서 $R(w)=V(w, z_3)/V(w, z_1)$이다.

그리고 z_1 위치에서 전류를 계산하면 다음과 같다.

$$I(w, z_1)=I_t(w, z_1)(1-\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}) \tag{14}$$

여기서 $I_t(w, z_1)$은 반사파가 없는 순수한 전류파를 의미한다. 전압파와 비교하면 반사파의 부호가 반대이다. 그러므로 $Z(w)=V(w)/I(w)$에 의해서 계산된 마이크로스트립의 특성임피던스 오차가 상쇄되지 않으므로 다음과 같이 계산해야 한다.

$$Z_o(w)=\frac{V_t(w,z_1)}{I_t(w,z_1)}$$

$$=\frac{V(w,z_1)}{I(w,z_1)}\ \frac{1-\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}}{1+\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}} \qquad (15)$$

따라서, 정밀한 $\gamma(w)$, $Z_o(w)$가 계산되면, 마이크로스트립 파라메타 R, L, G, C는 다음과 같이 계산된다.

$$R(w)+jwL(w)=\gamma(w)Z_o(w)$$
$$G(w)+jwC(w)=\gamma(w)/Z_o(w) \qquad (16)$$

마이크로스트립 파라메타인 전파상수, 실효유전율, 특성임피던스를 유한차분 시간영역 해석법으로 계산할 때 전원의 위치와 관측점의 위치를 그림 8 (a)와 같이 하면 정밀한 기준 입사파를 구할 필요없이 단 한번의 계산으로 불완전한 흡수 경계조건에 의한 반사파의 영향을 최소화하여 매우 정밀한 값을 얻을 수 있다. 그림 9는, 본 논문에서 제시한 반사파 제거 알고리즘을 Mur의 1차 흡수 경계조건에 적용하여 그 타당성을 확인한 것이다. 즉, 완전 접합층 경계조건을 이용한 경우와, Mittra[9]의 오차상쇄 방법을 이용한 경우와, Kobayashi[10]의 empirical 공식을 이용한 경우의 실효유전율을 비교한 것이다. 여기서 전면 근처의 내부전원에 의한 유한차분 시간영역 해석법을 I-FDTD(계산영역 :N_x=30, N_y=60, N_z=100, 전원위치 N_x=10, N_y=1, N_z=10, 관측점:N_x=10, N_y=1, N_z=90), 중심전원을 이용한 유한차분 시간영역 해석법을 C-FDTD(계산영역:N_x=30, N_y=60, N_z=200, 전원위치:N_x=10, N_y=1, N_z=100 관측점 1: N_x=10, N_y=1, N_{z1}=10, 관측점 2: N_x=10, N_y=1, N_{z2}=191)로 표시하였다. 즉, Mur의 1차 흡수 경계조건을 이용할 경우 내부전원을 이용하여도, 반사파의 영향에 의해서 신뢰할 수 없는 실효유전율이 얻어진다. 그러나 본 연구에서 제시한 오차제거 알고리즘인 C-FDTD를 이용하면 반사파에 의한 영향을 제거하여 완전 접합층을 이용한 경우와 비슷한 정도의 정밀한 주파수 특성을 얻을 수 있다는 것을 알 수 있다. 한편, Mur의 1차 흡수 경계조건을 이용한 Mittra의 반사파 상쇄 알고리즘인 경우 관심의 전 주파수 영역에서 정밀한 주파수 특성이 얻어지지만 dc 근처의 낮은 주파수영역에서는 신뢰할 수 없는 결과가 제시되고 있다. 또한, 그림 10은 식 (15)을 이용하여 특성임피던스를 구한 것으로(계산영역:N_x=30, N_y=60, N_z=199, 전원위치: N_x=10, N_y=1, N_z=100 관측점 1:N_x=10, N_y=1, N_{a1}=10, 관측점 3: N_x=10, N_y=1, N_{z3}=190) 반사파의 영향이 제거된 것을 알 수 있다. 그림 11은 Mur의 1차 흡수 경계조건의 반사계수를, 기존의방법인 기준파

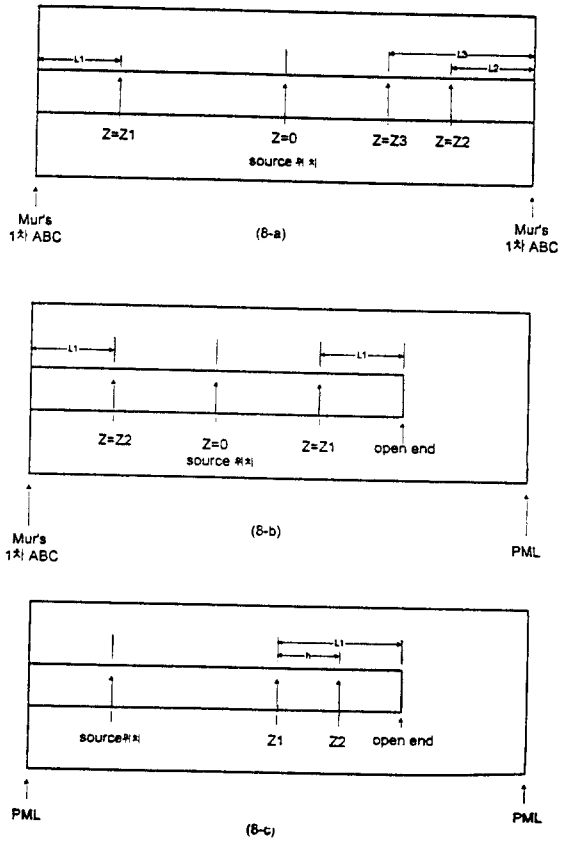


그림 8. a) 연속적인 선로해석을 위한 관측점 및 전원위치
b) S_{11}을 해석하기 위한 관측점 및 전원위치
c) S_{11}을 해석하기 위한 관측점 및 전원위치

Fig. 8. a) Observation point and source position for analysis of continuous line
b) Observation point and source position for analysis of S_{11}
c) Observation point and source position for analysis of S_{11}

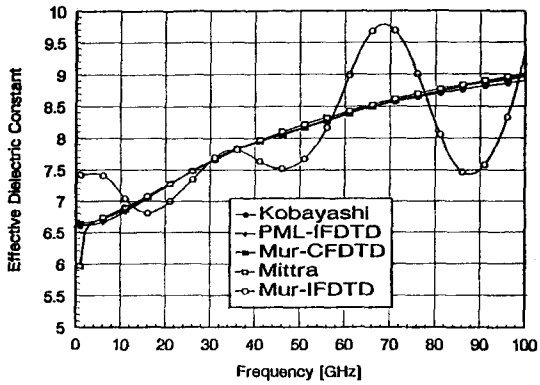


그림 9. 실효 유전율의 비교

Fig. 9. Comparison of the effective dielectric constant.

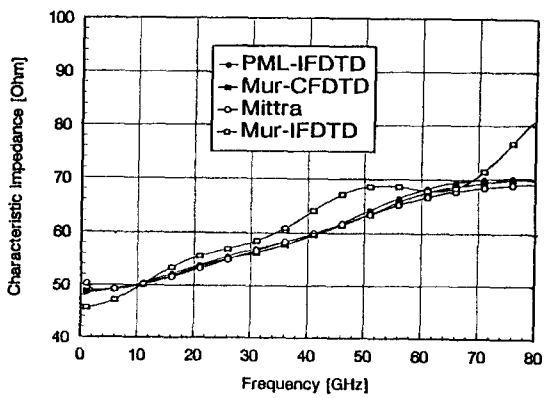


그림 10. 특성 임피던스의 비교

Fig. 10. Comparison of the characteristic impedance.

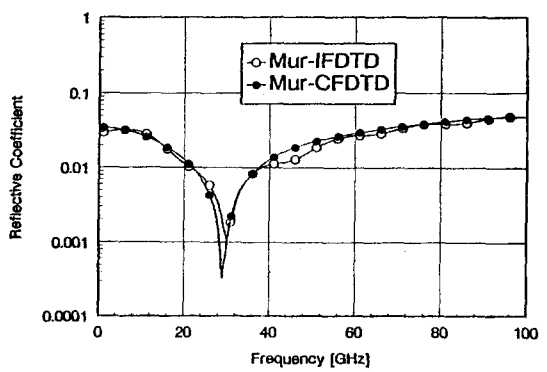


그림 11. 반사 계수의 비교

Fig. 11. Comparison of the reflective coefficient.

형을 이용한 것과, 기준파형 없이 식 (13)을 이용한 경우를 나타낸 것인데, 잘 일치함을 알 수 있다.

2-2-2 종단개방 마이크로스트립 해석

본 연구에서는 마이크로스트립의 불연속 중에서 가장 일반적인 종단개방(open end)의 산란계수 $S_{11}(w)$를 기준파형 없이 구하고자 한다. 그림 8(b) 같이 전원과 관측점의 위치를 선택하면 관측점에서의 전압은 다음과 같다.

$$V(w, z_1)=V_i(w, z_1)(1+S_{11}(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}) \quad (17)$$

$$V(w, z_2)=V_i(w, z_2)(1+\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}) \quad (18)$$

여기서 $V_i(w, z_1)$, $V_i(w, z_2)$는 순수한 전압 입사파, $\Gamma_e(w)$는 전면의 경계면에서 사용한 흡수 경계조건의 반사계수이다. $V_i(w, z_1)$, $V_i(w, z_2)$ 이므로, $S_{11}(w)$는 다음과 같이 계산된다.

$$S_{11}(w)=\frac{1-P(w)+\Gamma_e(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}}{P(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}} \quad (19)$$

여기서 $P(w)=V(w, z_2)/V(w, z_1)$ 이다. 종단의 불연속면에서 발생된 반사파가 전면까지 와서 다시 재 반사된 파가 관측점에 되돌아 오기전 까지의 측정된 시간파형을 주파수변환하고 연속적인 마이크로스트립인 경우에 계산된 파라메타를 이용하면 기준파형 없이도 불연속의 산란계수를 구할 수 있다. 그림 8(b)에서는 전면에 Mur의 1차 흡수 경계조건을 사용하였으나 완전 접합층을 사용하면 $\Gamma_e(w)$를 대단히 작게할 수 있어서 $\Gamma_e(w)$를 무시하여도 된다. 또한 그림 8(c) 같이 전원과 관측점을 선택하여도 정밀하게 계산된 전파상수를 이용하면 기준파형 없이도 $S_{11}(w)$를 다음과 같이 구할 수 있다. 그림 8(c)에서

$$V(w, z_1)=V_i(w, z_1)(1+S_{11}(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}) \quad (20)$$

$$V(w, z_2)=V_i(w, z_1)(e^{-\gamma(w)h}+e^{-\gamma(w)h}S_{11}(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}) \quad (21)$$

$$S_{11}(w)=\frac{P(w)-e^{-\gamma(w)h}}{e^{-\gamma(w)h}e^{-2\gamma(w)\ell_2}-P(w)e^{-2\gamma(w)\ell_1}} \quad (23)$$

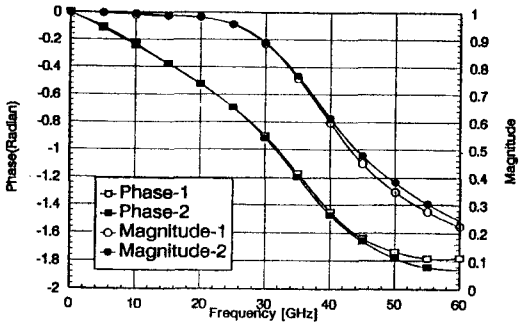


그림 12. 산란계수의 크기와 위상의 비교

Fig. 12. Comparison of the phase and magnitude of scattering coefficient.

여기서 $h=|z_1-z_2|$, $P(w)=V_2(w)/V_1(w)$를 의미한다. 그림 12는 앞의 두가지 방법을 이용했을 때 $S_{11}(w)$의 크기와 위상을 나타낸 것인데 높은 주파수에서 약간의 차이를 보이지만 대체로 비슷한 결과가 얻어진다는 것을 수 있었다. 그림 12에서 Phase-1 Magnitude-1은 전면에 Mur 의 1차 흡수 경계조건을 사용한 식 (19)를 이용한 것이고, Phase-2 Magnitude-2은 식 (22)를 이용한 것이다. 한편, 1-port 회로망에서의 $[S]$와 $[Y]$의 관계식은 다음과 같다.

$$Y(w)=\frac{1-S_{11}(w)}{1+S_{11}(w)}\frac{1}{Z_o(w)}=G(w)+jwC(w) \quad (23)$$

그림 13, 그림 14는 앞에서 언급한 마이크로스트립의 제원인 $\varepsilon_r=9.6$, strip 높이 $H=0.6$ mm, 스트립 폭 $W=0.6$ mm인 경우의 $G(f)$, $C(f)$를 보인 것이다. 여기서 $G(f)$는 불연속면에서의 누설 컨덕턴스(conductance)로서, 복사파(radiation wave), 표면파(surface wave), 누설파(leaky wave)에 의한 등가 전체손실을 의미하고, $C(f)$는 불연속면에서의 프린징(fringing) 전계에 의한 등가 커패시턴스(capacitance)를 의미한다. 그림 13, 그림 14에 의하면 dc 근처에서는 손실이 발생하지 않지만 주파수가 증가함에 따라 손실이 증가한다는 것을 의미한다. 프린징 전계는 주파수에 따라서 증가하다가 다시 감소한다는 것을 알 수 있다. 한편, 동일한 마이크로스트립의 제원에 대해 모멘트법에 의해

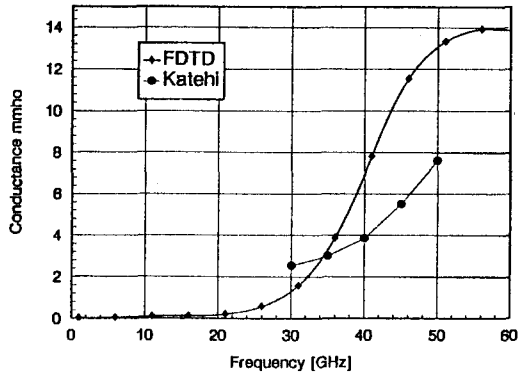


그림 13. 종단 개방 마이크로스트립의 컨덕턴스

Fig. 13. Conductance of the open end microstrip.

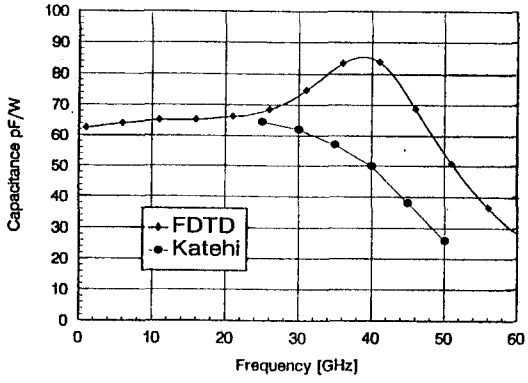


그림 14. 종단 개방 마이크로스트립의 커패시턴스

Fig. 14. Capacitance of the open end microstrip.

서 계산된 Katehi[11]의 결과와는 많은 차이를 나타내고있다. 우선 컨덕턴스는 dc 에서 0이 되어야 한다는 물리적 배경을 고려하면, 유한차분 시간영역 해석법에 의한 방법이 더 정확하다고 생각된다. 또한, 종단이 개방된 전송선로의 이론에 의하면 입력 임피던스는 다음과 같다.

$$Z_i=-jZ_0\cot(\beta\Delta\ell)=\frac{1}{jwC} \quad (24)$$

$$\Delta\ell=\arctan(wZ_0C)/\beta \quad (25)$$

여기서 C는 프린징 전자계에 상응하는 커패시턴스인데, 이것에 의해서 마이크로스트립의 길이가 $\Delta\ell$ 만큼 늘어나는 효과가 있다. 이러한 이유때문에 임

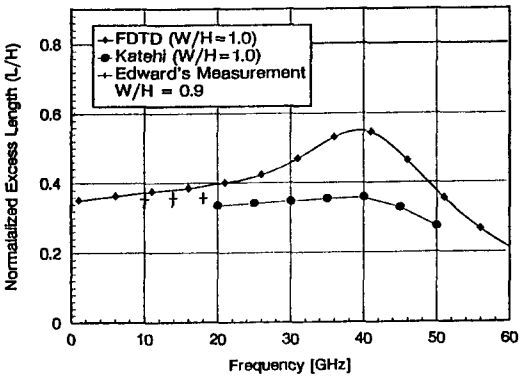


그림 15. $\Delta\ell$의 비교

Fig. 15. Comparison of the $\Delta\ell$.

피던스정합을 위하여 단일 스터브(stub)를 사용할 경우나, 마이크로스트립 공진기, 마이크로스트립 필터 등의 마이크로스트립 회로를 설계할 때 이론적인 계산 길이보다도 식 (25)에서 계산된 길이만큼 적게 해야 한다. 그림 15는 W/H=1 일 때 유한차분 시간영역 해석법으로 계산된 결과와 Katehi가 계산된 커패시턴스를 등가길이로 나타내고 W/H=0.9일 때 Edward가 실험적으로 측정한 결과를 비교한 것이다. Edward의 실험적 측정이 W/H=1 에서 이루어졌다면 스트립의 폭이 더 넓어져서 커패시턴스가 증가할 것이고 그것에의한 길이 $\Delta\ell$도 더 길어질 것이므로 커패시턴스의 값도 유한차분 시간영역 해석법으로 계산된 것이 더 정확하다고 생각된다.

Ⅲ. 결 론

본 논문에서는 유한차분 시간영역 해석법으로 연속 및 불연속 마이크로스트립의 특성을 해석할 때 전면을 전계벽으로 간주하고 전원을 전면에 여기한 기존의방법 대신 계산영역 속의 임의의 위치에서 여기시키는 내부전원 방법을 이용하였다. 그 결과 반사파의 영향을 최소화할 수 있었고 dc 영역부근의 부정확한 해석에 대한 문제를 해결할 수 있었다. 그리고 연속적인 전원을 인가할 때 발생되는 문제도 해결할 수 있다. 또한 전원을 해석영역의 중심에 위치시키고 관측점을 적절히 선택하면 비록 알고리즘이 간단하여 많은 반사파가 발생하는 Mur의 1차 흡수 경계조건을 사용하더라도 반사파의 영향이 최소화된 마이크로스트립 파라메타를 구할 수 있었다. 이러한 방법을 이용하여 종단개방 마이크로스트립의 산란계수 S_{11} (w)를 기준 입력파형없이 계산하였다. 기준파형을 이용한 기존의 방법과 비교할 때 잘 일치함을 알 수 있었다. 이러한 방법을 이용하여 기준 입사파없이 4단자망에서의 산란계수 및 등가회로를 구하는 것이 앞으로의 연구과제이다.

참 고 문 헌

[1] X. Zang, J. Fang, K. K. Mei and Y. Liu, "Calculation of the dispersive characteristics of microstrips by the time domain finite difference method," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-36, pp. 263-267, Feb. 1988.

[2] X. Zang and K. K. Mei, "Time-domain-finite-difference approach to the calculation of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, pp. 1775-1787, Dec. 1988.

[3] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagmetic field equations," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 23, pp. 377-382, Nov. 1981.

[4] Z. Bi, K. Wu C. Wu and J. Litva, "A dispersive boundary condition for microstrip component anaylsis using the FDTD method," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 40, pp. 774-777, April 1992.

[5] K. K. Mei and J.Fang, "Superabsorbion -A method to improve absorbing boundary conditions," *IEEE Trans Antennas Propaga.*, vol. 40, pp. 1001-1010, Sep. 1992.

[6] Jean-Pierre Berenger, "A perfectly mat-

ched layer for the absorption of electromagnetic wave," *J. Computaional Physics.*, vol. 114, pp. 185-200, 1994.

[7] Z. Wu and J. Fang, "Numerical implementation and performance of perfectly matched layer boundary condition for waveguide structures," *IEEE Trans. Micro wave Theory Tech.*, vol. 43, pp. 2676-2683, Dec. 1995.

[8] K. Naishadham and X. P. Lin, "Minimization of reflection error caused by absorbing boundary condition in the FDTD simulation of planar transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, pp. 41-46, Jan. 1996.

[9] M. A. Schamberger, S. Kosanovich and R. Mittra, "Parameter extraction and correction for transmission lines and discontinuities using the finite-differnce time-domain method," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, pp. 919-925, June 1996.

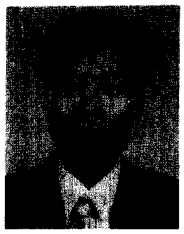
[10] M. Kobayashi, "A dispersion formula satisfying recent requirements in microstrip CAD," *IEEE trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, pp. 1246-1250, no.8, Aug. 1988.

[11] P. B. Katehi and N. G. Alexopoulos, "Frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuites in millimeter-wave integrated circuities," *IEEE trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 33 pp.1029-1035, no.10, Oct. 1985.

윤 성 현

1984년 2월 : 동아대학교 전자공학과 (공학사)
1986년 2월 : 동아대학교 대학원 전자공학과(공학석사)
1991년 2월 : 동아대학교 대학원 전자공학과(공학박사)
1998년 4월~현재 : 경남전문대학 전자정보통신과(부교수)
[주 관심분야] 마이크로파

정 수 길



1973년 2월 : 광운대학교 무선통신과 (공학사)
1980년 2월 : 동아대학교 대학원 전자공학과(공학석사)
1993년 4월~현재 : 경남전문대학 전자정보통신과(교수)
[주 관심분야] 신호처리

손 창 수

1974년 2월 : 경북대학교 공업교육과 (공학사)
1982년 2월 : 동아대학교 대학원 전자공학과(공학석사)
1998년 8월 : 동아대학교 대학원 전자공학과(공학박사)
1994년 4월~현재 : 경남전문대학 전자정보통신과(교수)
[주 관심분야] 수치 전자파 해석