

論文2002-39SD-8-8

ADI-FDTD 방법을 이용한 3차원 인터커넥트 모델링

(Modeling of 3-D Interconnect Line Using ADI-FDTD Method)

崔翼俊*, 金演泰*, 元太映*

(Ikjoon Choi, Yountae Kim, and Taeyoung Won)

요 약

본 논문에서는 3차원 인터커넥트(3-D interconnect) 구조를 해석하기 위하여 ADI-유한차분시간영역(ADI-FDTD, Alternating Direction Implicit Finite Difference Time Domain)방법으로 맥스웰 회전 방정식(Maxwell's curl equation)을 계산하는 수치 해석 모델을 개발하였다. 3차원 인터커넥트 모델내의 전자기파 문제를 해석하기 위하여 맥스웰 회전 방정식을 ADI-유한차분시간영역방법으로 이산화 하였으며, ADI-유한차분시간영역의 경계에서 발생하는 반사파를 해결하기 위하여 흡수 경계 조건인 완전 정합 층 방법(PML, Perfectly Matched Layer)을 도입하였다. 개발한 ADI-유한차분시간영역방법 및 완전 정합 층의 수치 모델을 검증하기 위하여 3차원 마이크로스트립 전송선(microstrip transmission line) 구조를 3차원 그리드(grid) 구조로 모델링한 후, 시간영역에서 전계 분포를 컴퓨터로 모의 실험하였다. 그리고 본 논문에서 제안한 ADI-유한차분시간영역방법과 종래의 스탠다드 유한차분시간영역방법의 수치적 성능을 정량적으로 비교, 분석하였다.

Abstract

In this paper, we developed a numerical analysis model by using ADI-FDTD method to analyze three-dimensional interconnect structure. We discretized maxwell's curl equation by using ADI-FDTD. We introduced PML(Perfectly Matched Layer) absorbing boundary condition to solve the effect of the reflected wave at the interface. Evaluating the numerical model of PML and ADI-FDTD, we simulated the electric field distribution in time domain. We compare standard FDTD with ADI-FDTD, and analysis the result.

Key Words : FDTD, ADI-FDTD, PML

I. 서 론

최근 기술의 발전으로 IC(Integrated Circuit)들이 고 밀도, 고집적화 되어 가는 추세이다. 따라서 IC를 구성 하는 인터커넥트 라인들도 복잡한 구조를 가지게 되고 높은 주파수에서 구동할 경우 접속 선로의 불연속에

의한 신호의 반사, 인접한 선로와 교차된 선로 사이의 누화(crosstalk), 전송 선로의 전파 지연과 분산, 그리고 서로 다른 회로 요소들 사이에서 발생하는 결합, 복사 등과 같은 전자기 현상들이 발생하게 된다. 이러한 전 자기 현상들이 칩 전체에 큰 영향을 주기 때문에 전자기 현상을 분석, 예측할 수 있는 풀-웨이브(full-wave) 해석방법이 필요하게 되었다. 풀-웨이브 해석방법 중 유한차분시간영역방법은 시간 영역에서 맥스웰 방정식의 해를 직접 구하는 것으로서, 대상 회로에 필스를 인 가한 후 한 번의 계산으로 광대역의 주파수 특성을 얻

* 正會員, 仁荷大學校 電子電氣工學部

(School of Electrical Engineering, Inha University)

接受日字:2001年8月20日, 수정완료일:2002年6月17日

을 수 있고, 복잡한 구조의 해석이 용이한 장점이 있다.^[1]

일반적으로 한 사이클(최소 파장 λ_{\min} 과 주기 T_{\min}) 내에 10~20 개 정도의 샘플이 들어가도록 설정하기 때문에, 10 GHz 주파수 대역에서의 유한 차분 시간 영역방법은 1 ~ 3 mm 정도의 공간 증분이 요구된다. 그러나, 고집적회로의 3차원 인터커넥트 구조와 같이 주파수대역은 10 GHz 이하이고, 인터커넥트 라인의 선 폭은 수 μm 정도이면 이러한 법칙을 따르기 곤란하므로, 컴퓨터 모의 실험하고자 하는 대상의 최소 선 폭을 기준으로 공간 증분의 크기를 정해야 한다. 그러므로 인터커넥트 라인의 선 폭이 수 μm 이하이므로 해당하는 공간 증분의 크기는 방향에 따라 약간의 차이는 있겠지만, μm 단위가 될 것이다. 이와 같은 공간 증분의 크기는 쿠란 안정 조건에 만족해야 하므로 시간 증분의 크기가 1 ~ 5 fs(10^{-15} sec) 단위가 되며, 100 ps 정도의 상승 시간을 갖는 신호를 컴퓨터 모의 실험하기 위해 수만 번의 반복 계산이 필요하므로 매우 많은 시간이 소요되는 것을 알 수 있다.

이와 같이 유한차분시간영역방법은 수치적 산란 오차를 최소화하고 수치적 정확도를 높이기 위하여 공간 증분($\Delta x, \Delta y, \Delta z$)과 시간 증분(Δt)의 크기를 결정하는데 반드시 쿠란 안정 조건(CFL, Courant-Friedrich-Levy stability condition)을 만족해야 하므로 많은 시간을 필요로 한다.^[2] 따라서, 고속 고집적 회로의 3차원 인터커넥트 모델링과 같이 주파수에 비해 선 폭이 매우 작은 경우, 종래의 스탠다드 유한차분시간영역방법보다는 안정성을 확보하면서도 컴퓨터 모의 실험 시간을 크게 단축시킬 수 있는 방법이 필요하다.

ADI-유한차분시간영역방법^[3]은 종전에 이전시간 단계에서의 전계, 자계를 이용하여 현시간 단계의 전계, 자계를 계산하는 외삽법(explicit)을 이용하는 유한차분시간영역방법과는 달리 계산하고자 하는 시간 단계에서의 구해진 전계를 수식에 대입하여 계산하는 내삽법(implicit)을 이용하여 시간의 간격에 대한 오차에 크게 영향을 받지 않아 유한차분시간영역방법보다 좀더 넓은 시간 간격으로의 계산이 가능하다. ADI-유한차분시간영역방법은 수치 해석적으로 ADI-유한차분시간영역방법이 가지는 무조건 안정 특성을 활용한 유한차분방정식으로 시간 증분의 크기에 관계없이 무조건 안정(Unconditionally Stable)인 특성을 갖는다.^[4,5] 따라서, 본 논문에서는 시간의 간격에 대한 오차에 크게 영향

을 받지 않아 계산시간의 감소를 줄 수 있는 ADI-유한차분시간영역방법에 대해 연구했다.

II. 맥스웰 회전 방정식의 이산화

맥스웰 방정식을 이용한 풀-웨이브 해석 방법은 계산 영역 전체의 전계와 자계를 직접 구하는 방법으로 시간 변화에 따른 전계 및 자계 변화를 해석 할 수 있다. 유한차분시간영역방법은 임의의 3차원 구조에 대한 순간적인 전자기파의 상호작용 또는 사인곡선 모델링에 대한 계산에 대해 효율적으로 접근할 수 있고 기본이 되는 맥스웰 회전 방정식(Maxwell's curl equations)을 통해 수식적으로 나타낸다. 맥스웰 회전 방정식은 아래와 같이 전계와 자계에 대한 6개의 성분으로 표현된다.

$$\epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (1)$$

$$\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2)$$

$$\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3)$$

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} + \sigma^* H_x = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (4)$$

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} + \sigma^* H_y = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (5)$$

$$\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (6)$$

윗식에서 ϵ 과 μ 는 각각 매질의 유전율과 투자율이다. 그리고 σ 와 σ^* 는 각각 전기전도도와 등가자기 손실도이다.

공간상에서 전계와 자계는 공간 증분을 가지게 되는데 그림 1과 같은 공간적으로 어긋난 별개의 전자계 성분으로 존재한다. 그림 1에서 전계의 성분은 단위 격자 구조의 모서리 중앙에 위치하며 자계의 성분은 단위 격자 구조의 면 중심에 위치하게 된다. 각 성분들은 서로 직교하는 방향으로 하나의 자계 성분을 네 개의 전계 성분이 감싸고 있는 형태, 하나의 전계 성분을 네 개의 자계 성분이 감싸는 형태를 보인다.

기존의 유한차분시간영역방법은 시간 n 단계에서 시간 n+1 단계로 진행될 때 전체 영역에 대하여 시간 n+1/2 단계에서 전계를 계산하게 되고 구해진 전계를 이용하여 n+1 단계의 자계를 계산하게 된다. ADI-유한차분시간영역방법은 시간 n 단계에서 시간 n+1/2 단계

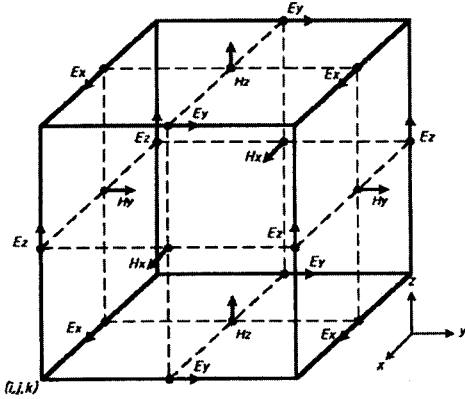


그림 1. Yee grid 형태의 공간적 모형
Fig. 1. Yee grid form for the space model.

로 진행될 때 전계와 자계를 구하기 위해 초기 반복이 요구되고, 시간 $n+1/2$ 단계에서 시간 $n+1$ 단계로 진행될 때 두 번째 반복이 요구된다. 각각의 반복에 대하여 각 전계의 요소들은 현시간 단계에서의 계산되어 나온 값들을 이용하는 내삽법으로 업데이트 되고 자계의 요소들은 이전시간 단계의 값들을 이용하여 계산하는 외삽법으로 업데이트 하게 된다.

초기 반복에서의 전계를 계산하는 방법인 내삽법을 적용시키기 위해 맥스웰 컬 방정식을 정리하면, 우선 식 (1)을 전계는 시간에 대해서 중앙 차분법을 적용하고, 자계는 위치에 대해서 중앙 차분법을 적용하여 정리하면 식 (7)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \epsilon_{i+1/2,j,k} & \left(\frac{E_{x \ i+1/2,j,k}^{n+1/2} - E_{x \ i+1/2,j,k}^n}{\Delta t/2} \right) \\ & + \sigma_{i+1/2,j,k} \left(\frac{E_{x \ i+1/2,j,k}^{n+1/2} + E_{x \ i+1/2,j,k}^n}{2} \right) \\ & = \left(\frac{H_{z \ i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_{z \ i+1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \\ & - \left(\frac{H_{y \ i+1/2,j,k+1/2}^n - H_{y \ i+1/2,j,k-1/2}^n}{\Delta z} \right) \quad (7) \end{aligned}$$

여기서 아래 첨자는 공간적 위치를 나타내고, 위 첨자는 시간 단계를 나타낸다. 시간 n 단계에서의 6개의 전자계는 초기 입력 값으로 알고 있는 값이고, 시간 $n+1/2$ 단계의 6개의 계는 아직 알지 못한 값이다. 그러므로 식 (7)에서의 시간 $n+1/2$ 단계의 E_x 는 알지 못하는 값이고, 시간 n 단계의 E_x 는 알고 있는 값이다. 또 시간 $n+1/2$ 단계의 $\partial H_z / \partial y$ 의 값은 알지 못한 값이고, 시간 n 단계의 $\partial H_y / \partial z$ 는 알고 있는 값이다. 이 식에서 미지수 값인 시간 $n+1/2$ 단계의 H_z 값을 계산하기

위하여 식 (6)의 자계와 전계를 시간과 위치에 대해 중앙 차분법을 적용하면

$$\begin{aligned} \mu_{i+1/2,j+1/2,k} & \left(\frac{H_{z \ i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_{z \ i+1/2,j+1/2,k}^n}{\Delta t/2} \right) \\ & + \sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \left(\frac{H_{z \ i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} + H_{z \ i+1/2,j+1/2,k}^n}{2} \right) \\ & = \left(\frac{E_{x \ i+1/2,j+1,k}^{n+1/2} - E_{x \ i+1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \\ & - \left(\frac{E_{y \ i+1,j+1/2,k}^n - E_{y \ i,j+1/2,k}^n}{\Delta x} \right) \quad (8) \end{aligned}$$

식 (8)이 된다. 식 (8)에서 아직 값을 모르는 시간 $n+1/2$ 단계의 H_z 에 대해 정리하여 위의 식 (7)에 대입하여 정리하면 아래와 같이 시간 $n+1$ 단계의 E_x 에 대해 정리할 수 있다.

$$\begin{aligned} C_{a \ i+1/2,j,k} E_{x \ i+1/2,j,k}^{n+1/2} & - C_{b \ i+1/2,j,k} E_{x \ i+1/2,j+1,k}^{n+1/2} \\ & - C_{c \ i+1/2,j,k} E_{x \ i+1/2,j-1,k}^{n+1/2} = C_{d \ i+1/2,j,k} E_{x \ i+1/2,j,k}^n \\ & + C_{e \ i+1/2,j,k} H_{z \ i+1/2,j+1/2,k}^n - C_{f \ i+1/2,j,k} H_{z \ i+1/2,j-1/2,k}^n \\ & - C_{g \ i+1/2,j,k} (H_{y \ i+1/2,j,k+1/2}^n - H_{y \ i+1/2,j,k-1/2}^n) \\ & - C_{h \ i+1/2,j,k} (E_{y \ i+1,j+1/2,k}^n - E_{y \ i,j+1/2,k}^n) \\ & + C_{i \ i+1/2,j,k} (E_{y \ i+1,j-1/2,k}^n - E_{y \ i,j-1/2,k}^n) \quad (9) \end{aligned}$$

$$C_{a \ i+1/2,j,k} = \left\{ 1 + \frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t)} + \frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j-1/2,k}^* \Delta t)} \right\} \quad (10)$$

$$C_{b \ i+1/2,j,k} = \left(\frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t)} \right) \quad (11)$$

$$C_{c \ i+1/2,j,k} = \left(\frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j-1/2,k}^* \Delta t)} \right) \quad (12)$$

$$C_{d \ i+1/2,j,k} = (\alpha_{i+1/2,j,k} (4\epsilon_{i+1/2,j,k} - \sigma_{i+1/2,j,k} \Delta t)) \quad (13)$$

$$C_{e \ i+1/2,j,k} = \left(\frac{2\alpha_{i+1/2,j,k} \Delta t (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} - \sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t)}{\Delta y (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t)} \right) \quad (14)$$

$$C_{f \ i+1/2,j,k} = \left(\frac{2\alpha_{i+1/2,j,k} \Delta t (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} - \sigma_{i+1/2,j-1/2,k}^* \Delta t)}{\Delta y (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j-1/2,k}^* \Delta t)} \right) \quad (15)$$

$$C_{g \ i+1/2,j,k} = \frac{2\alpha_{i+1/2,j,k} \Delta t}{\Delta z} \quad (16)$$

$$C_{h_{i+1/2,j,k}} = \left(\frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{\Delta x \Delta y (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t)} \right) \quad (17)$$

$$C_{i_{i+1/2,j,k}} = \left(\frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{\Delta x \Delta y (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} + \sigma_{i+1/2,j-1/2,k}^* \Delta t)} \right) \quad (18)$$

식(9)에서 $\alpha_{i+1/2,j,k}$ 는 식(19)으로 구할 수 있다.

$$\alpha_{i+1/2,j,k} = \frac{1}{4\epsilon_{i+1/2,j,k} + \sigma_{i+1/2,j,k}^* \Delta t} \quad (19)$$

식 (9)에서 Y축 방향으로 놓여진 시간 n+1/2 단계의 E_x 값들은 삼중대각 시스템(tri-diagonal system)을 이용하여 각 j좌표에 대해서 시간 n+1/2 단계에서의 E_x 를 계산 할 수 있다. 구해진 시간 n+1/2 단계의 E_x 를 이용하여 시간 n+1/2 단계의 H_z 를 식 (20)에 대입하여 구할 수 있다.

$$H_{z_{i+1/2,j+1/2,k}}^{n+1/2} = D_{a_{i+1/2,j+1/2,k}} H_{z_{i+1/2,j+1/2,k}}^n + D_{b_{i+1/2,j+1/2,k}} \left(\frac{E_{x_{i+1/2,j+1,k}}^{n+1/2} - E_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{E_{y_{i+1,j+1/2,k}}^n - E_{y_{i,j+1/2,k}}^n}{\Delta x} \right) \quad (20)$$

$$D_{a_{i+1/2,j+1/2,k}} = \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t}{4\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}}{1 + \frac{\sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t}{4\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}} \right) \quad (21)$$

$$D_{b_{i+1/2,j+1/2,k}} = \left(\frac{\frac{\Delta t}{2\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}}{1 + \frac{\sigma_{i+1/2,j+1/2,k}^* \Delta t}{4\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}} \right) \quad (22)$$

마찬가지로 시간 n+1 단계의 E_y 와 E_z 는 식 (2)과 식 (4)을 이용하여 Z축 방향으로 시간 n+1/2 단계에서의 E_y 를 구할 수 있고, 식 (3)과 식 (5)을 이용하여 X축 방향으로 시간 n+1/2 단계의 E_z 를 구할 수 있다. 구해진 시간 n+1/2 단계의 전계값을 이용하여 시간 n+1/2 단계의 자계값을 계산한다.

두 번째 반복으로 시간 n+1/2 단계에서 시간 n+1 단계로 진행된 6개의 전자계 성분을 계산하면 초기 반복과 마찬가지로 전계는 시간에 대해서 중앙 차분법을 적용하고, 자계에 대해서는 위치에 대해서 중앙 차분법을 적용하여 전개하면,

$$\epsilon_{i+1/2,j,k} \left(\frac{E_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1} - E_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2}}{\Delta t/2} \right) +$$

$$= \left(\frac{H_{z_{i+1/2,j+1/2,k}}^{n+1/2} - H_{z_{i+1/2,j-1/2,k}}^{n+1/2}}{\Delta y} - \left(\frac{H_{y_{i+1/2,j,k+1/2}}^{n+1} - H_{y_{i+1/2,j,k-1/2}}^{n+1}}{\Delta z} \right) \right) \quad (23)$$

식 (23)이 된다. 식 (23)은 시간에 대하여 n+1/2와 n+1로 분리된 전계와 위치적으로 Y축과 Z축에 대해 분리된 자계로 표현된다. 식 (23)에서 시간 n+1 단계의 E_x 와 H_y 는 아직 계산되지 않은 미지수 값이고, 시간 n+1/2 단계의 E_x 와 H_z 는 초기 반복을 통해 계산되어 알고 있는 값들이다. 수식에 미지수 값이 두 개가 존재하기 때문에 시간 n+1 단계의 H_y 를 소거하여 시간 n+1 단계의 E_x 만 남게 정리한다. 식 (5)을 자계에 대해서는 시간에 대해서 중앙 차분법을 적용하고, 전계에 대해서는 위치에 대해서 중앙 차분법을 적용하여 시간 n+1 단계의 H_y 에 대해 정리하면,

$$H_{y_{i+1/2,j,k+1/2}}^{n+1} = \left(\frac{4\mu_{i+1/2,j,k+1/2} - \sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t}{4\mu_{i+1/2,j,k+1/2} + \sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t} \right) H_{y_{i+1/2,j,k+1/2}}^{n+1/2} + \frac{2\Delta t}{\Delta x (4\mu_{i+1/2,j,k+1/2} + \sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t)} E_{z_{i+1,j,k+1/2}}^{n+1/2} - \frac{2\Delta t}{\Delta x (4\mu_{i+1/2,j,k+1/2} + \sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t)} E_{z_{i,j,k+1/2}}^{n+1/2} - \frac{2\Delta t}{\Delta z (4\mu_{i+1/2,j,k+1/2} + \sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t)} E_{x_{i+1,j,k+1}}^{n+1} + \frac{2\Delta t}{\Delta z (4\mu_{i+1/2,j,k+1/2} + \sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t)} E_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1} \quad (24)$$

시간 n+1 단계의 H_y 에 대해 정리된 식 (24)을 얻을 수 있다. 식 (24)을 아직 계산되지 않은 시간 n+1 단계의 E_x 와 H_y 로 구성된 식 (23)에 대입하여 시간 n+1 단계의 E_x 만으로 표현할 수 있다. E_x 에 대해 정리하면 식 (25)을 구할 수 있다.

$$C_{a_{i+1/2,j,k}} E_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1} - C_{b_{i+1/2,j,k}} E_{x_{i+1/2,j,k+1}}^{n+1} - C_{c_{i+1/2,j,k}} E_{x_{i+1/2,j,k-1}}^{n+1} = C_{d_{i+1/2,j,k}} E_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2} + C_{e_{i+1/2,j,k}} H_{y_{i+1/2,j,k+1/2}}^{n+1/2} - C_{f_{i+1/2,j,k}} H_{y_{i+1/2,j,k-1/2}}^{n+1/2} - C_{g_{i+1/2,j,k}} (H_{z_{i+1/2,j+1/2,k}}^{n+1/2} - H_{z_{i+1/2,j-1/2,k}}^{n+1/2}) - C_{h_{i+1/2,j,k}} (E_{z_{i+1,j,k+1/2}}^{n+1/2} - E_{z_{i,j,k+1/2}}^{n+1/2}) + C_{i_{i+1/2,j,k}} (E_{z_{i+1,j,k-1/2}}^{n+1/2} - E_{z_{i,j,k-1/2}}^{n+1/2}) \quad (25)$$

식 (25)을 이용하여 공간격자를 통한 Z축 방향으로 각 k좌표에 대해서 시간 n+1 단계에서의 E_x 를 구할 수 있다. Z축의 변화에 따른 3개의 시간 n+1 단계에서의 E_x 는 삼중대각 시스템을 사용하여 계산한다. 동일한 방법으로 식 (2)과 식 (6)을 이용하여 x축 방향으로 시간 n+1 단계에서의 E_y 를 구할 수 있고, 식 (3)과 식 (4)을 이용하여 y축 방향으로 시간 n+1 단계에서의 E_z 를 구할 수 있다. 계산되어 나온 시간 n+1 단계에서의 전기값과 알고 있는 시간 n+1/2 단계의 전자계 값을 식 (26)에 대입하여 시간 n+1 단계의 자계를 구할 수 있다.

$$H_y^{n+1}{}_{i+1/2,j,k+1/2} = D_a{}_{i+1/2,j,k+1/2} H_y^{n+1/2}{}_{i+1/2,j,k+1/2} + D_b{}_{i+1/2,j,k+1/2} \left(E_z^{n+1/2}{}_{i+1,j,k+1/2} - \frac{E_z^{n+1/2}{}_{i,j,k+1/2}}{\Delta x} - E_x^{n+1}{}_{i+1/2,j,k+1} - \frac{E_x^{n+1}{}_{i+1/2,j,k}}{\Delta z} \right) \quad (26)$$

$$D_a{}_{i+1/2,j,k+1/2} = \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t}{4\mu_{i+1/2,j,k+1/2}}}{1 + \frac{\sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t}{4\mu_{i+1/2,j,k+1/2}}} \right) \quad (27)$$

$$D_b{}_{i+1/2,j+1/2,k} = \left(\frac{\frac{\Delta t}{2\mu_{i+1/2,j,k+1/2}}}{1 + \frac{\sigma_{i+1/2,j,k+1/2}^* \Delta t}{4\mu_{i+1/2,j,k+1/2}}} \right) \quad (28)$$

이와 같은 계산을 시간의 범위 내에서 반복하여 시간 변화에 대한 인터커넥트 라인에서의 펄스 진행에 따른 전자기 현상에 대해 분석 할 수 있다.

III. 완전 정합 층에 대한 ADI-유한차분시간영역방법 적용

플-웨이브 모델링을 하다보면 유한차분시간영역방법으로 해석할 때, 무한 자유공간을 모두 계산하는 것은 불가능하기 때문에 경계조건에서 실제 상황과 동일한 환경에서 전자파가 계속 진행하고 있는 것과 같은 효과가 필요하다.^[6] 이를 위하여 계산 영역의 최외곽에서 진행파의 반사가 없도록 전자파의 정합 층이 필요하게 되는데, 이와 같은 정합 층으로 완전 정합 층을 적용하였다.^[7,8] 자유 공간과 접해 있는 층은 자유공간과 임피던스가 정합이 이루어진 층으로서 식 (29)으로 나타낸다. 자유 공간으로부터 수직 입사하는 전파는 완전 정합 층내에서 모두 흡수된다.

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (29)$$

정합 층을 적용시킬 때 모든 각도의 입사 파에 대하여 반사가 일어나지 않도록 하기 위해 완전 정합 층내의 모든 전자계 성분은 각각 2개의 성분으로 분리되고, 맥스웰 회전 방정식은 12개의 식으로 표현된다. 예로 E_x 는 E_{xy} 와 E_{xz} , H_z 는 H_{zx} 와 H_{zy} 로 분리되고, 맥스웰 회전 방정식은 아래 같이 표현된다.

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (30)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_z E_{xz} = - \frac{\partial (H_{yz} + H_{yx})}{\partial z} \quad (31)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = - \frac{\partial (E_{yx} + E_{yz})}{\partial x} \quad (32)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial (E_{xy} + E_{xz})}{\partial y} \quad (33)$$

완전 정합 층 내부의 전도도 값을 변화시켜 경계로 진행하는 파의 크기를 점진적으로 감소시킴으로써 진행파를 소멸시킨다. 이때 전도도 값은 완전 정합 층내의 각층에 따라서 증가하게 되는데, 정합 층의 시작 부분인 자유공간과의 경계면, 즉 $L=0$ 에서 이론적으로 0값을 가지며 정합 층으로 진행할수록 점점 증가하여 정합 층의 장 외곽에서는 최대의 값을 가지게 된다. 완전 정합 층의 장외곽에서의 최대 값은 식 (34)을 이용하여 구할 수 있다.

$$\sigma_m = - \frac{(n+1)\epsilon_0 c}{2\delta} \ln R(\theta) \quad (34)$$

여기서 δ 는 정합 층의 두께, n 은 전도도가 거리에 따라 변하는 분포를 나타내는 변수($n=0$: 상수, $n=1$: 선형, $n=2$: 포물선), c 는 광속, $R(\theta)$ 은 반사계수이다. 완전 정합 층은 $L=0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots, N$ 으로 변화되며 변화에 따른 각층에 대한 전도도 값의 변화를 계산해야 하는데, 그 계산 수식은 아래와 같다.

$$\sigma(L) = \sigma_m \left(\frac{L}{\delta} \right) \quad (35)$$

$$\sigma_n(0) = \frac{\sigma_m}{(n+1)2^{n+1}N^n} = - \frac{c\epsilon_0 \ln R(\theta)}{2^{n+2} \Delta x N^{n+1}} \quad (36)$$

$$\sigma_n(L>0) = \sigma_n(0)[(2L+1)^{n+1} - (2L-1)^{n+1}] \quad (37)$$

식 (35)은 완전 정합 층 내부에서의 전기 전도도 변화를 나타낸 식이고, 식 (36)은 $L=0$ 일 때 식 (37)은

L>0일 때의 계산식이다. 완전 정합 층 내로 진행할수록 전도도 값이 증가되어 피의 감소를 가져와 계산영역으로의 반사 파를 줄일 수 있다. 이때 계산영역을 둘러싸고 있는 완전 정합 층은 각 부분으로 나누어져 계산되는데, 면에 대한 부분과 모서리에 대한 부분, 꼭지점에 대한 부분으로 나누어서 계산하게 된다.

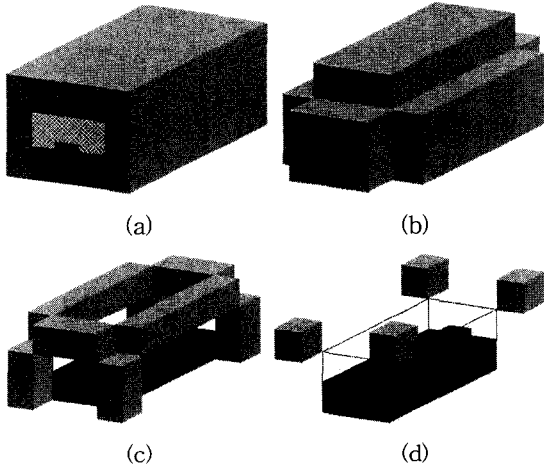


그림 2. 계산영역을 둘러싼 완전 정합 층을 각 계산영역에 따른 분류: (a) 계산영역 전체에 대한 완전 정합 층의 단면도 (b) 면에 대한 완전 정합 층 모형 (c) 모서리에 대한 완전 정합 층 모형 (d) 꼭지점에 대한 완전 정합 층 모형.

Fig. 2. PML is split a form into calculation region: (a) A cross section about PML (b) A plane about PML (c) A corner about PML (d) An apex about PML.

수식적 계산을 할 때 면에 대해서는 $(\sigma, \sigma^*, 0, 0, 0, 0)$ 과 같이 각 방향으로의 하나의 전도도 값만을 가지게되고, 모서리에 대해서 계산하게 될 때는 $(\sigma, \sigma^*, \sigma, \sigma^*, 0, 0)$ 두 방향으로의 전도도, 꼭지점에 대해서 계산하게 될 때는 $(\sigma, \sigma^*, \sigma, \sigma^*, \sigma, \sigma^*)$ 세 방향으로의 전도도를 가지게 된다.

ADI를 적용한 완전 정합 층 내에서의 유한차분시간 영역방법의 수식정리는 다음과 같다. 우선 E_x 가 E_{xy} 와 E_{xz} 로 나누어지고, 시간 $n+1/2$ 단계에서는 E_{xz} 는 외삽법으로, E_{xy} 는 Y축에 대하여 내삽법으로 계산하게 된다. 그리고 시간 $n+1/2$ 단계의 H_{zx} , H_{zy} 는 계산영역내에서와 동일하게 외삽법을 이용하여 계산한다. 시간 $n+1/2$ 단계의 E_{xz} 를 계산하기 위해 식 (31)을 시간과 위치에 대해 중앙차분법을 이용하여 정리하면 식 (38)으로 표현

된다. 식 (38)에 시간 n 단계의 H_y 값들을 대입하여 계산한다. 시간 n 단계의 H_y 값은 초기 입력 값이다.

$$E_{xz}^{n+1/2} = C_{aa} E_{xz}^n + C_{bb} \left(\frac{H_{yz}^{n+1/2,j,k+1/2} - H_{yz}^{n+1/2,j,k-1/2}}{\Delta z} + \frac{H_{yx}^{n+1/2,j,k+1/2} - H_{yx}^{n+1/2,j,k-1/2}}{\Delta z} \right) \quad (38)$$

$$C_{aa} = \frac{1 - \frac{\sigma_z \Delta t}{4\epsilon}}{1 + \frac{\sigma_z \Delta t}{4\epsilon}} \quad (39)$$

$$C_{bb} = \frac{\frac{\Delta t}{2\epsilon}}{1 + \frac{\sigma_z \Delta t}{4\epsilon}} \quad (40)$$

시간 $n+1/2$ 단계의 E_{xy} 를 계산하기 위해 식 (30)를 계산영역의 초기 반복과 마찬가지로 정리하면 식 (41)으로 정리된다.

$$C_a E_{xy}^{n+1/2} - C_b E_{xy}^{n+1/2} - C_c E_{xy}^{n+1/2} = C_d E_{xy}^n + C_e H_{zy}^n - C_f H_{zy}^n + C_g (E_{yx}^n - E_{yx}^n) + C_h (E_{yx}^n - E_{yx}^n) - C_i (E_{yz}^n - E_{yz}^n) + C_j (E_{yz}^n - E_{yz}^n) + C_k (E_{xz}^{n+1/2} - E_{xz}^{n+1/2}) - C_l (E_{xz}^{n+1/2} - E_{xz}^{n+1/2}) \quad (41)$$

$$C_a = \left(1 + \frac{\alpha (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu + \sigma_y)} + \frac{\alpha (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu + \sigma_y)} \right) \quad (42)$$

$$C_b = \left(\frac{\alpha (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu + \sigma_y)} \right) \quad (43)$$

$$C_c = \left(\frac{\alpha (2\Delta t)^2}{(\Delta y)^2 (4\mu + \sigma_y)} \right) \quad (44)$$

$$C_d = (\alpha (4\epsilon - \sigma_y \Delta t)) \quad (45)$$

$$C_{e_u i+1/2,j,k} = \left(\frac{2\alpha_{i+1/2,j,k}\Delta t (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} - \sigma_{u i+1/2,j+1/2,k}\Delta t)}{\Delta y (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} + \sigma_{u i+1/2,j+1/2,k})} \right) \quad (46)$$

$$C_{f_u i+1/2,j,k} = \left(\frac{2\alpha_{i+1/2,j,k}\Delta t (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} - \sigma_{u i+1/2,j-1/2,k}\Delta t)}{\Delta y (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} + \sigma_{u i+1/2,j-1/2,k})} \right) \quad (47)$$

$$C_{g i+1/2,j,k} = \frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{\Delta x \Delta y (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} + \sigma_{x i+1/2,j+1/2,k})\Delta t} \quad (48)$$

$$C_{h i+1/2,j,k} = \frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{\Delta x \Delta y (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} + \sigma_{x i+1/2,j-1/2,k})\Delta t} \quad (49)$$

$$C_{i i+1/2,j,k} = \left(\frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{\Delta y^2 (4\mu_{i+1/2,j+1/2,k} + \sigma_{y i+1/2,j+1/2,k})} \right) \quad (50)$$

$$C_{j i+1/2,j,k} = \left(\frac{\alpha_{i+1/2,j,k} (2\Delta t)^2}{\Delta y^2 (4\mu_{i+1/2,j-1/2,k} + \sigma_{y i+1/2,j-1/2,k})} \right) \quad (51)$$

식 (41)에서의 $\alpha_{i+1/2,j,k}$ 는 식 (52)과 같다.

$$\alpha_{i+1/2,j,k} = \frac{1}{4\epsilon_{i+1/2,j,k} + \sigma_{y i+1/2,j,k}\Delta t} \quad (52)$$

시간 $n+1/2$ 단계의 Hz값들은 계산되어 나온 시간 $n+1/2$ 단계에서의 전계값들을 이용하여 식 (53), (54)을 이용하여 계산한다.

$$H_{zx}^{n+1/2} = D_{a_x i+1/2,j+1/2,k} H_{zx}^n + D_{b_x i+1/2,j+1/2,k} \left(\frac{E_{yx}^n - E_{yx}^{n+1/2,k}}{\Delta x} + \frac{E_{yz}^n - E_{yz}^{n+1/2,k}}{\Delta x} \right) \quad (53)$$

$$H_{zy}^{n+1/2} = D_{a_y i+1/2,j+1/2,k} H_{zy}^n - D_{b_y i+1/2,j+1/2,k} \left(\frac{E_{xy}^{n+1/2} - E_{xy}^{n+1/2,k}}{\Delta y} + \frac{E_{xz}^{n+1/2} - E_{xz}^{n+1/2,k}}{\Delta y} \right) \quad (54)$$

$$D_{a_u i+1/2,j+1/2,k} = \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{u i+1/2,j+1/2,k}\Delta t}{4\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}}{1 + \frac{\sigma_{u i+1/2,j+1/2,k}\Delta t}{4\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}} \right) \quad (55)$$

$$D_{b_u i+1/2,j+1/2,k} = \left(\frac{\frac{\Delta t}{2\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}}{1 + \frac{\sigma_{u i+1/2,j+1/2,k}\Delta t}{4\mu_{i+1/2,j+1/2,k}}} \right) \quad (56)$$

시간 $n+1$ 단계에서의 전계 값들과 자계 값들은 시간 $n+1/2$ 단계에서의 전계, 자계값을 계산하는 방법과 동일하지만 시간 $n+1/2$ 단계에서 외삽법으로 계산하던 E_{xz} 를 Z축에 대해 내삽법으로 계산하고, 시간 $n+1/2$ 단계에서 내삽법으로 계산하던 E_{xy} 를 시간 $n+1/2$ 단계에서의 Hz값을 이용하여 외삽법을 이용하여 계산한다. 그리고 시간 $n+1$ 단계에서의 자기장 값들은 시간 $n+1/2$ 단계와 마찬가지로 외삽법을 통해 계산하면 된다.

IV. 컴퓨터 모의 실험 및 결과

ADI-유한차분시간영역방법을 적용하여 개발한 수치 해석 모델을 이용하여 마이크로스트립 전송선 모델에 모의 실험을 해보았다.

첫 번째로 모의 실험 구조는 유전율 4.0, 도전율 5.0×10^{-4} S/m인 유전체 기판 위에 유전율 1.0, 도전율 5.8×10^7 S/m인 구리 배선을 놓고, 주변 영역은 유전율 1.0006, 도전율 0.0 S/m인 자유공간으로 설정하였다. 이 때 구리의 배선은 길이는 80 μm , 폭은 3 μm 이고 두께는 1 μm 로 주어졌다. 이와 같은 구조의 전송선을 ADI-유한차분시간영역방법으로 모의 실험하기 위하여 $80 \times 40 \times 40$ 크기의 셀을 이용하였다. 각 셀의 간격은 구리배선의 선 폭과 길이, 유전체 기판의 두께 등을 고려하여 dx, dy, dz 를 1 μm 로 결정하였다. 시간의 변화의 간격은 $\Delta t = 1.5 \times 10^{-15}$ sec로 정했다. 그리고 주변을 둘러싸고 있는 완전 정합 층은 완전한 흡수를 위하여 20층을 사용하였고, 계산영역이 계속적으로 진행되는 효과를 주기 위해 완전 정합 층 내까지 계산영역과 동일한 기판과 구리 배선을 연장하였다. 구성된 마이크로스트립 전송선에 여기 전파를 X축의 2.2 μm 위치의 바다에서 구리 배선 밑까지 가우시안 펄스를 인가했다. 인가되는 가우시안 펄스는 식 (57)을 통해 계산한다.

$$J_z \text{ source} = J_0 e^{-(t-t_0)^2/\tau^2} \quad (57)$$

여기서 τ 는 가우시안 펄스의 폭으로 모의실험에선 5×10^{-14} 를 대입하였고, t_0 는 펄스가 최대 값에 도달하는

시간으로 1.5×10^{-13} 으로 주었다. 일반적으로 가우시안 펄스는 진행방향의 전원평면에 존재하는 수직 전계 (E_z excite)에 의해 여기 된다. 전원 평면을 제외한 나머지 영역에 인위적으로 전기벽 조건(electric wall condition)을 적용하기 때문에 전원 평면 근처에서 DC의 접선 자계 성분이 발생된다.

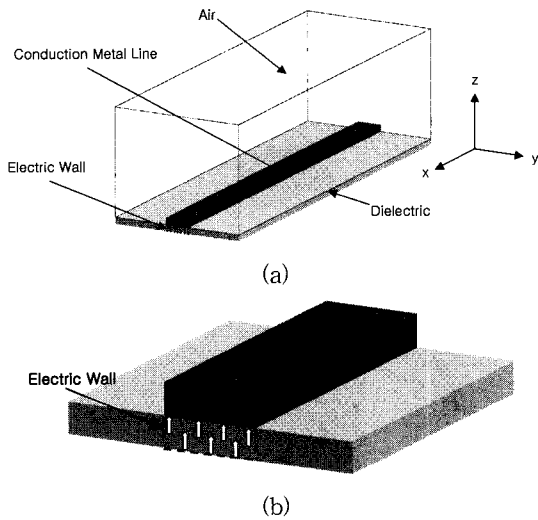


그림 3. 마이크로스트립 전송선 모델
Fig. 3. Microstrip transmission line model.

모의 실험 구조에 대해 그림 3으로 도시하였다. 그림 (a)은 전체 계산영역에 대한 모의 실험 구조이다. 그림 (b)은 진행방향의 전원 평면에 존재하는 수직 전계를 여기 하는 그림이다. 구성한 마이크로스트립 전송선 모델에 대해서 유한차분시간영역방법과 ADI-유한차분시간영역방법을 이용하여 여기 전파에 대한 파의 진행을 모델링을 통하여 비교 분석하였다.

그림 4와 그림 5에서 보인 것과 같이 유한차분시간영역방법을 이용해서 구현한 전파의 진행 그림과 ADI-유한차분시간영역방법을 이용하여 구현한 전파의 진행 그림이 동일함을 볼 수 있다. 이로서 기존의 유한차분시간영역방법으로 계산하는 모델에서 대해서 ADI-유한차분시간영역방법을 적용할 수 있음을 보였다.

두 번째로 ADI-유한차분시간영역방법을 이용하여 인터커넥트 모델링을 위한 기본 실험으로 교차되는 두 라인간의 누화현상에 대해 모의 실험을 해보았다. 또한 수치적 효율성을 증명하기 위하여 동일한 구조에 대해 유한차분시간영역방법을 적용 모의 실험한 후 수치적 값을 비교해 보았다.

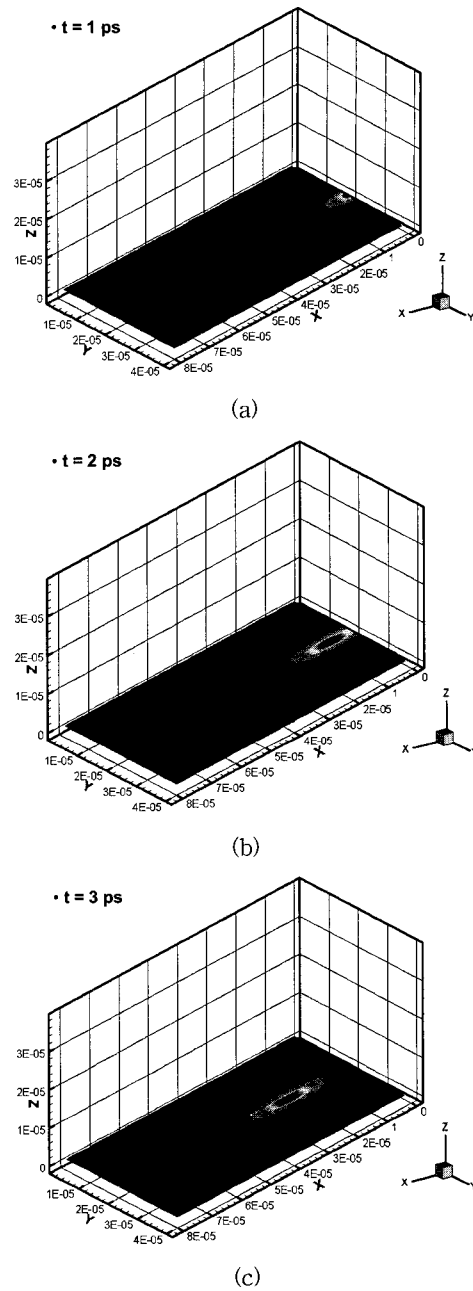


그림 4. 유한차분시간영역방법을 이용한 시간에 따른 전계 분포 계산 결과: (a) $t = 1$ ps (b) $t = 2$ ps (c) $t = 3$ ps.

Fig. 4. Simulation results of electric-field distribution by FDTD at (a) $t = 1$ ps, (b) $t = 2$ ps, and (c) $t = 3$ ps.

첫 번째 모의 실험과 동일한 유전체 기판 위에 유전율 1.0, 도전율 5.8×10^7 S/m인 제1 구리 배선을 X축 방향으로 놓고, Z축으로 $1\mu\text{m}$ 간격으로 제2 구리 배선을

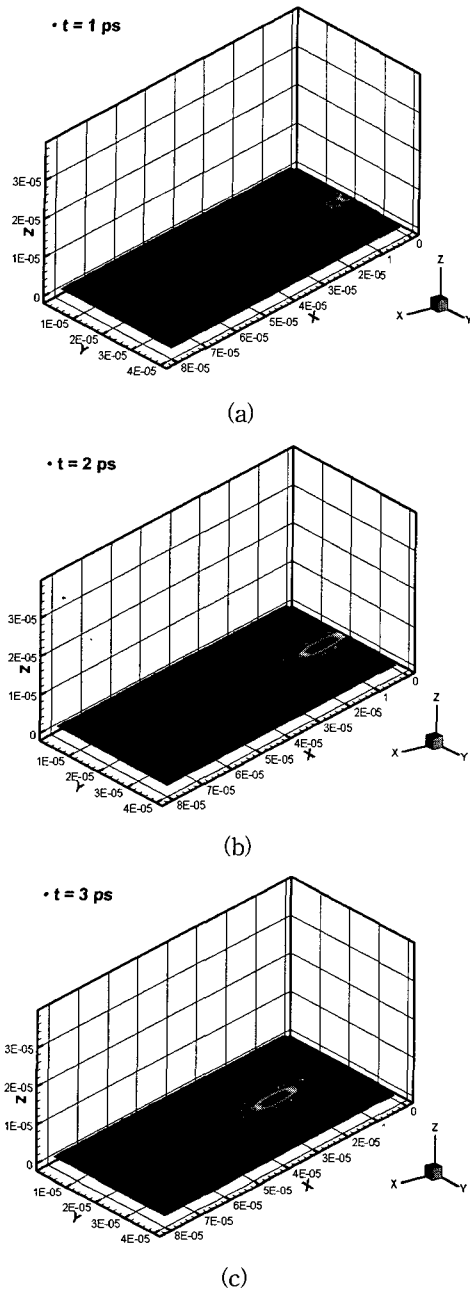


그림 5. ADI-유한차분시간영역방법을 이용한 시간에 따른 전계 분포 계산 결과: (a) $t = 1 \text{ ps}$ (b) $t = 2 \text{ ps}$ (c) $t = 3 \text{ ps}$.

Fig. 5. Simulation results of electric-field distribution by ADI-FDTD at (a) $t = 1 \text{ ps}$, (b) $t = 2 \text{ ps}$, and (c) $t = 3 \text{ ps}$.

Y축으로 교차되게 구성하였고, 둘러싸고 있는 주변 영역은 첫 번째 모의 실험과 동일한 자유공간으로 설정하였다. 이때 구리의 배선은 길이는 $100 \mu\text{m}$, 폭은 $3 \mu\text{m}$

이고 두께는 $1 \mu\text{m}$ 로 주어졌다. 이와 같은 구조의 전송선을 ADI-유한차분시간영역방법으로 모의 실험하기 위하여 $100 \times 100 \times 40$ 크기의 셀을 이용하였고, 각 셀의 간격은 $1 \mu\text{m}$, 시간의 변화의 간격은 $\Delta t = 1.5 \times 10^{-15} \text{ sec}$ 로 정했다. 그리고 완전 정합 층은 첫 번째 실험과 동일하게 적용하였고, 동일한 펄스를 인가하였다.

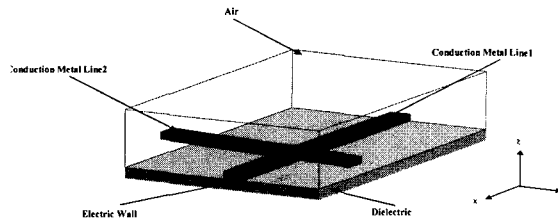


그림 6. 교차되는 라인의 모의 실험구조
Fig. 6. Simulation structure of cross-line.

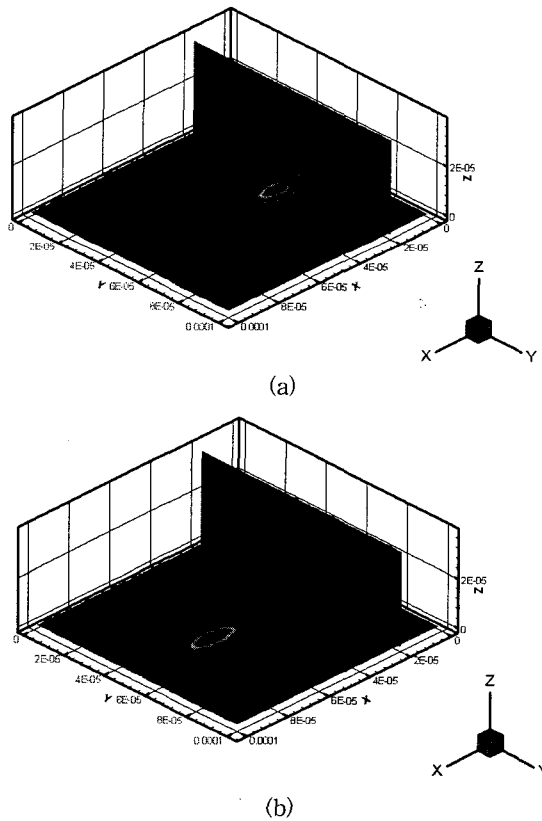


그림 7. 누화에 따른 전계 분포 계산 결과 (a) 교차된 부분에서의 전계 분포 (b) 수초후의 전계의 분포

Fig. 7. Simulation results of the electric-field distribution by cross-talk: (a) electric field distribution at crossing (b) electric field distribution after a short time.

모의 실험 구조에 대해 그림 6으로 도시하였다. 구성된 마이크로스트립 전송선 모델에 인가된 펄스에 따른 주변 라인의 누화현상을 분석해 보았다.

그림 7의 (a)는 제1 구리 배선과 제2 구리 배선의 교차된 부분에 제1 구리 배선을 따라 펄스가 진행되면서 발생한 누화 현상으로 인하여 제2 구리 배선에 펄스가 인가되는 것을 보이고 있다. 수초 후 누화현상으로 전달된 제2 구리 배선의 펄스가 제2 구리 배선을 따라 진행하는 모습을 그림 7의 (b)에서 볼 수 있다. 이와 같이 진행되는 펄스에 의해 발생하는 주변 라인의 누

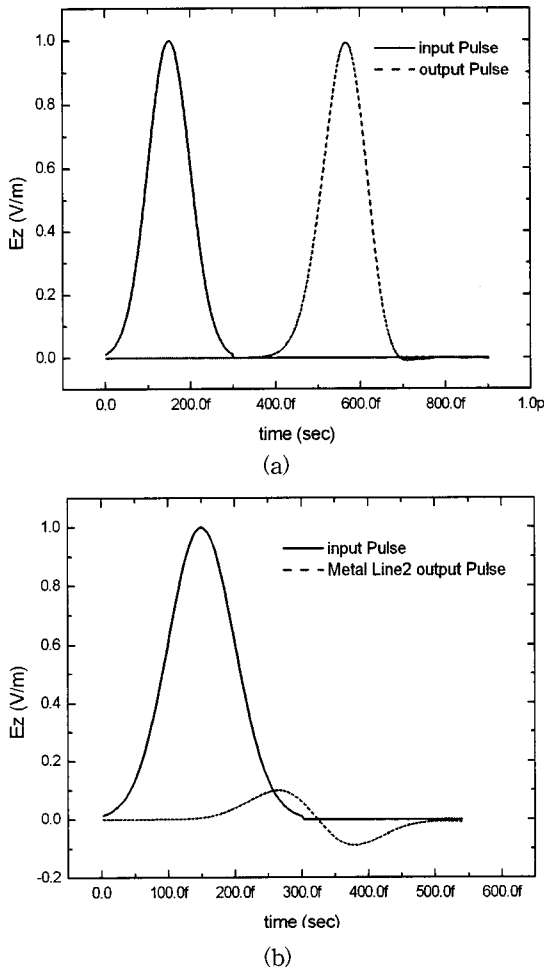


그림 8. 각 배선의 입출력 펄스: (a) 제1 구리배선에서의 입력 펄스와 출력 펄스 (b) 제1 구리배선의 입력 펄스와 제2 구리 배선에서의 출력 펄스
 Fig. 8. Input and output pulse of each line: (a) Input pulse and output pulse at the first copper line (b) Input pulse at the first copper line and Output pulse at the second copper line.

화 현상 분석을 통하여 인가된 펄스에 따른 주변 라인의 전자기 현상을 가지적으로 분석 할 수 있다.

세 번째로 각 배선의 입력 펄스에 따른 출력 펄스에 대해 분석해 보았다.

그림 8의 (a)는 제1 구리 배선에 입력된 펄스가 시간 진행에 따라 진행되어 마이크로스트립 라인의 끝단에서의 출력 펄스 그림이다. 여기에서 실선은 인가된 위치에서의 시간에 따른 입력 펄스이고, 점선은 라인 끝단에서의 시간에 따른 출력 펄스이다. 그림 8의 (b)는 제1 구리 배선에 입력된 펄스가 누화 현상에 의해 제2 구리 배선에 전달되어 제2 구리 배선의 끝단에서의 출력 펄스의 그림으로 실선은 인가된 입력 펄스이고, 점선은 제2 구리 배선의 끝단에서의 시간에 따른 출력 펄스를 나타내고 있다.

네 번째로 ADI-유한차분시간영역방법의 시간 간격 변화에 따른 펄스 감쇠, 반복 횟수 및 CPU time의 변화를 관찰하였다.

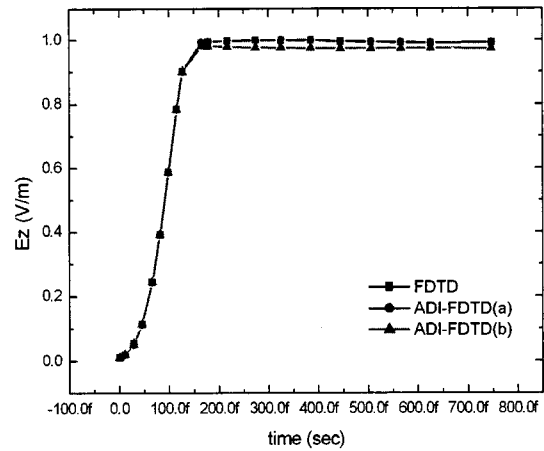


그림 9. 교차라인 모델에서의 시간 간격에 따른 펄스 감쇠
 Fig. 9. Pulse decrement of cross-line model at time step.

그림 6의 구조에서 유한차분시간영역방법을 이용하여 계산을 수행한 뒤 동일한 구조에서 시간의 간격을 변화시키면서 ADI-유한차분시간영역방법으로 시뮬레이션 하였다. 그림 9는 그 결과 그림으로 시간 간격의 변화에 따른 각 위치에서의 펄스의 최대 값을 직선으로 연결하였다. 각각의 진행과의 변화를 비교하면 시간의 간격을 1.5×10^{-15} sec로 주어진 유한차분시간영역방법은 인가된 파에 0.5%정도의 감쇠 현상이 발생하며 진

행되었으며 3×10^{-15} sec의 시간 간격을 준 ADI-유한차분시간영역방법도 동일하게 0.5%정도의 감쇠 현상이 발생했다. 마지막으로 30×10^{-15} sec의 시간의 간격을 준 ADI-유한차분시간영역방법은 약 3%정도 감쇠되어 진행되는 현상이 생겨났다. 하지만 CPU-time은 약 1.5 ~ 15배정도 감소되는 효과를 볼 수 있다. 따라서 약간의 오차를 고려한다면 그 만큼의 계산속도의 감소를 가져와 복잡한 구조에 대한 모의 실험을 수행할 수 있다. 수치적 값들은 표 1로 나타났다.

표 1. 마이크로스트립 전송선 모의 실험의 시간 간격 변화에 대한 반복 횟수와 펄스 감쇠, CPU time

Table 1. Iteration number, CPU time and Pulse decrement for the simulation of the microstrip transmission line according to the change of time-step size.

| | 시간 간격 | 반복 횟수 | 펄스 감쇠 | CPU-time |
|------------|----------|----------|----------|----------|
| 유한차분시간영역방법 | 1.5 fs | 500 | 0.5% | 271 s |
| ADI-방법 (a) | 3 fs | 250 | 0.5% | 187 s |
| ADI-방법 (b) | 30 fs | 25 | 3% | 19 s |

V. 결 론

본 논문에서는 고집적, 고밀도의 회로의 발달로 인터커넥트 모델의 다층 배선간의 전자기 현상을 고려할 필요성이 높아짐에 따라 모의 실험을 통한 전자기현상을 가지적으로 분석을 하는 방법에 대해서 제안하였다. 이를 위해 풀-웨이브 해석 방법을 도입하였고 교차된 라인간의 모의 실험을 통하여 펄스 진행에 따른 누화 현상을 시각적으로 표현을 하였다. 또한, 본 논문에서는 스탠다드 유한차분시간영역방법과 ADI-유한차분시간영역방법간의 시간 간격에 따른 계산 속도의 비교를 통하여 ADI-유한차분시간영역방법이 기존의 FDTD방법에 비해 CPU-time이 감소함을 확인하였다. 따라서, 본 논문에서는 3차원 인터커넥트 구조에서 발생하는 전자기 현상을 예측하고 분석할 수 있으며 계산 시간 면에서 매우 효율적인 ADI-유한차분시간영역방법의 장점을 제시하였다. 본 논문의 결과를 기반으로 수치해석방법을 활용하면 복잡한 다층 배선에 대한 모의 실험 결과

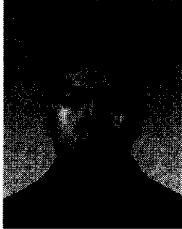
도 어렵지 않게 얻을 수 있을 것으로 사료된다.

참 고 문 헌

- [1] Paul C. Cherry and Magdy F, "FDTD Analysis of High Frequency Electronic Interconnection Effects," IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. 43, pp. 2445~2451, Oct. 1995.
- [2] A. Taflove and S. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2 ed. Artech House, Boston, MA, 1995.
- [3] T. Namiki, "A new FDTD algorithm based on alternating-direction implicit method," IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 47, pp. 2003~2007, Oct. 1999.
- [4] T. Namiki, "3-D ADI-FDTD method- Unconditionally stable time-domain algorithm for solving full vector Maxwell's equations," IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. 48, pp. 1743~1748, Oct. 2000.
- [5] Charlie C.-P. Chen, "Generalized FDTD-ADI: An Unconditionally Stable Full-Wave Maxwell's Equations Solver for VLSI Interconnect Modeling," Computer Aided Design, 2000. ICCAD-2000. IEEE/ACM International Conference on 2000, pp. 156~163, Nov. 2000.
- [6] YuXuePing, "Used FDTD method with PML and Mur ABC to Calculate Effective Dielectric Constant," Asia-Pacific Conference on Environmental Electromagnetics, pp. 262~265, May. 2000.
- [7] J.-P. Berenger, "Perfectly Matched Layer for the FDTD Solution of Wave-Structure Interaction Problems," IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 44, No. 1, pp. 110~117, 1996.
- [8] G. Liu and S. D. Gedney, "Perfectly matched layer media for an unconditionally stable three-dimensional ADI-FDTD method," IEEE Microwave Guided Wave Letters, Vol. 10, No.

7, pp. 261~263, 2000.

저 자 소 개



崔 翼 俊(正會員)

1974년 5월 4일생. 2001년 인하대학교 전자전기공학부 반도체 전공(공학사). 2001년~현재 인하대학교 전자재료공학과 석사과정. <주관심분야 : 반도체 소자 및 공정 시뮬레이션, FDTD, 인터커넥트 시뮬레이션

등임>

元 太 映(正會員) 第35卷 D編 5號 參照

1959년 2월 21일생. 1981년 서울대학교 전자공학(공학사). 1983년 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사). 1989년 미국 University of Illinois Uatrbana Champaign 전자공학과(공학박사). 1989년~1990년 미국 State University of New York 조교수. 1990년~1991년 삼성전자(주) 수석 연구원. 1991년~현재 하대학교 공과대학 전자전기공학부 교수. <주관심분야 : 반도체 소자 및 공정, 시뮬레이션 등임>



金 演 泰(正會員)

1970년 4월 16일생. 1994년 인하대학교 전자공학과(공학사). 1996년 인하대학교 전자재료공학과(공학석사). 1996년~현재 인하대학교 전자재료공학과 박사과정. <주관심분야 : 반도체 소자 및 공정, 인터커넥트 시뮬레이션, FDTD, RF 소자 및 회로 등임>

레이션, FDTD, RF 소자 및 회로 등임>