

## 3차원 시간영역 유한차분 방법을 이용한 마이크로스트립 패치 안테나의 해석에 관한 연구\*

朴明烈 · 鄭天錫  
電子工學科

### <요 약>

마이크로스트립 불연속의 주파수 의존 특성은 몇 가지 방법의 전파(full-wave) 해석법을 사용함으로써 해석되어져 왔다. 본 논문에서 다루고 있는 시간영역 유한차분법(FDTD)은 또 다른 전파 해석 방법중의 하나이며, 고주파 소자들에 대한 주파수 영역의 결과를 얻기 위한 이 방법의 적용은 상대적으로 새로운 접근법이다. 본 논문의 목적은 MMIC CAD 응용을 위한 마이크로스트립 안테나를 모델링하는데 있어서 3차원 시간영역 유한차분법의 타당성을 검증하는 것이다.

---

## A Study on the Analysis of Microstrip Patch Antenna Using Three-Dimensional Finite-Difference Time-Domain Method

Park, Myung-Yeul · Jung, Chun-Suk  
Dept. of Electronics Eng.

### <Abstract>

The frequency-dependent characteristics of the microstrip discontinuities have previously been analyzed using several full-wave approaches. The finite difference time

---

\*이 논문은 1997학년도 울산대학교 학술연구조성비에 의하여 연구되었음

domain(FDTD) method in this paper is another independent approach and is relatively new in its application for obtaining the frequency-domain results for microwave components. The purpose of this paper is to establish the validity of the FDTD method in modeling microstrip antennas for MMIC CAD applications.

## 1. 서 론

위성 통신용 주파수인 마이크로파 대역에서의 마이크로스트립 회로 해석방법은 여러 가지가 있으며, 이 해석 방법은 크게 주파수 영역 해석 방법과 시간영역 해석으로 나눌 수 있다.

지금까지 주로 쓰이던 주파수영역의 해석 방법에는 유한요소법(Finite Element Method), 적분방정식법(Integral Equation Technique), 모멘트법(Moment Method) 등이 있고, 시간영역 해석 방법에는 전송선로법(Transmission Line Matrix Method), Bergeron's Method 및 시간영역 유한차분법(Finite Difference Time Domain Method)이 있다[1].

주파수 영역 해석 방법 중 유한요소법은 주로 도파관 해석에 이용하고 있으며 임의의 구조에 대해서도 해석 가능하나 spurious modes가 발생하고 많은 계산시간과 메모리를 필요로 한다는 단점을 가지고 있다[2]. 모멘트법은 안테나와 같은 구조의 해석시 testing function으로 delta function을, basis function으로 step function을 주로 사용하는데 이의 선택이 어려운 편이다[3].

다음으로는 시간영역 해석 방법중의 하나인 전송선로법은 1970년대 초반 P. B. Johns와 공동 연구자들이 전파 전파에 대한 Huygens 원리에 기초를 두고 맥스웰 방정식을 시간 및 3차원 공간에 대해 이산화한 수치 해석법으로서, 시간영역에서 해석한 결과를 푸리에 변환하여 주파수 영역의 파라미터를 얻는 수치 해석 방법이다[1],[4]. 이 해석방법은 아무리 복잡한 구조라 할지라도 해석이 용이하고 TLM 회로가 전자기장의 모든 성질과 경계 및 물질과의 상호작용을 모두 포함하고 있다는 것이다. 또한 새로운 구조를 해석하고자 할 때에도 전자기장 문제를 reformulation할 필요가 없으며, 한번의 시뮬레이션으로 많은 양의 정보를 얻을 수 있으며, 수렴, 안정도, 의사해의 문제가 발생하지 않는다는 것이다. 그러나 많은 계산시간과 메모리 용량을 필요로 한다.

시간영역 해석법 중 다른 하나는 시간영역 유한차분법이다[5],[6],[9],[10]. 이 해석 방법은 1966년 K.S.Yee[6]에 의해 제안된 후 EMC, RCS, MIC, MMIC 및 의용공학 분야에서 복잡한 구조의 문제를 해석하는데 적용되어졌으며, 다른 시간 영역 해석방법보다 효율적이고 프로그래밍하기가 용이하고 맥스웰 방정식으로부터 직접 유도될 수 있기 때문에 자주 이용되어 왔다. 이 방법을 프로그래밍하기 위해서는 메모리 및 시뮬레이션 시간 때문에 관련 되는 영역만으로 국한 할 수밖에 없으며, 이 경계면에는 'outgoing wave'가 흡수될 수 있는 경계조건을 적용시켜야 한다. 본 논문에서는 시간영역 유한차분법을 이용한 마이크로스트립 패치 안테나에서 center 피딩과 edge 피딩의 경우에 대해서 안테나를 해석하였고 직관적인 이해를 돕기 위해 2차원 및 3차원 파형의 시간에 따른 변화를 보였으며 반사손실을 계산해 실제 측정치와의 비교를 통해 그 정확성을 확인하였다.

## 2. FDTD 알고리즘

시간영역 유한차분법은 전체 해석 공간에 대해서 맥스웰 방정식에 중앙차분 근사화(centered difference approximation)을 적용해서 맥스웰 방정식을 차분화함으로서 행하여진다. 도체면은 전계의 접선 성분을 "0"으로 하는 전계벽 경계조건을 적용한다. 해석공간의 최외각면은 해석공간의 단절로부터 'outgoing wave'의 반사를 막기 위해 특별한 처리를 필요로 한다.

### 2-1. 맥스웰 방정식

시간영역 유한차분법의 알고리즘은 해석 공간상의 필드(field)의 전파(propagation)을 다루는 맥스웰의 회전(curl)방정식의 미분형으로부터 시작한다. 해석의 편의를 위해, 매질은 손실이 없고 균일한 등방성(isotropic)이며 동질(homogeneous)이라고 가정할 경우 시간적인 변화를 갖는 계에 대한 맥스웰 방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \vec{H}\end{aligned}\quad (1)$$

단,  $\epsilon$ ,  $\mu$ 는 각각 매질의 유전율 및 투자율을 나타낸다. 위의 식(1), (2)는 아래와 같이

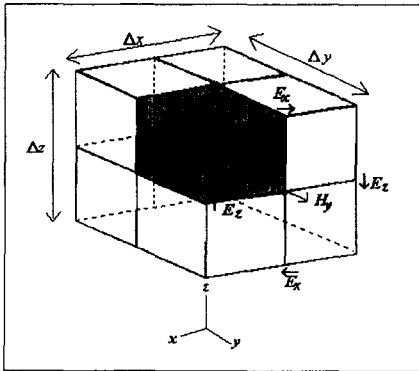
$$\begin{aligned}\frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)\end{aligned}\quad (2)$$

직각 좌표계에서 여섯 개의 스칼라 방정식으로 표현된다.

### 2-2. 시간영역 유한차분 알고리즘

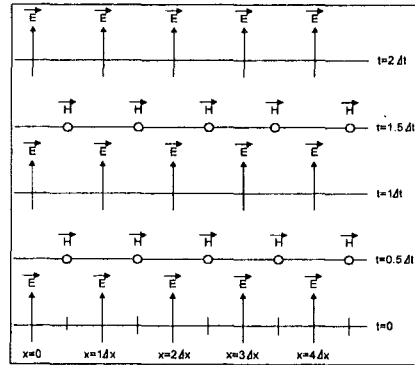
식(1)의 맥스웰 방정식의 해를 수치 해석적으로 구하는 방법은 여러 가지가 있다. 그 중에서도 시간영역 유한차분법은 이들 해를 구하는데 있어서 가장 적합하게 사용되는 것 중의 하나이다.

3차원 해석공간상에서 파의 전파를 시뮬레이션하기 위해서 Yee는 [그림1]에서 처럼 전계와 자계의 각 성분들이 계산되어 지도록 설정한 공간 절점(spatial nodal point)을 정의함으로써 유한차분 메쉬(mesh)로 구성된 전체 해석공간은 [그림1]의 단위 격자들로 모두 채워진다. 자계의 모든 성분들은 자신을 둘러싸고 있는 네 개의 전계의 절점 값을 사용함으로써 전계의 주회적분(loop integral)으로 얻어진다. 시간영역 유한차분법에서 전계와 자계의 위치는 공간 이산화 간격의 절반씩 떨어져서 위치하고 시간에 대해서도 시간 이산화 간격의 절반의 시간 간격을 두고 전계와 자계가 교대로 계산되어진다. 즉 시간 이산화 간격이  $\Delta t$ 이고 전계 성분이  $n\Delta t$ 시간에 계산되어진다면 자계 성분은  $(n + 1/2)\Delta t$ 시간에 계산되어진다. 이러한 이유에서 이 알고리즘을 'leapfrog time marching method'라 부른다. [그림2]는 1차원의 해석 공간상에서 파의 전파에 대한 Yee 알고리즘의 공간-시간 차트를 나타낸다.



[그림1] 단위격자에서의 전자기장 성분들의 위치

[Fig.1] The position of the electric and magnetic field vector components in Yee's cell



[그림2] 1차원 해석 공간상에서 파의 전파에 대한 Yee 알고리즘의 공간-시간 차트

[Fig.2] Space-time chart of the Yee algorithm for a one-dimensional wave propagation

### 2-3. 맥스웰 방정식의 이산화

(2)식에서 유한차분화 방정식을 유도하기 위하여 공간에 대해서 다음의 표기법을 사용한다.

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \tag{3}$$

여기에서  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 는 x-방향, y-방향, z-방향에 대한 각각의 공간 증가분을 나타낸

다. 중앙 차분 근사화를 사용하여 2차의 정확성을 가진 시간과 공간에 대한 미분 연산자를 (4)식과 같이 처리한다.

$$\begin{aligned}\frac{\partial F^n}{\partial x}(i, j, k) &= \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \\ \frac{\partial F^n}{\partial t}(i, j, k) &= \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{(n-\frac{1}{2})}(i, j, k)}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2]\end{aligned}\quad (4)$$

(4)식을 (2)식에 적용하면

$$\begin{aligned}E_x^{n+1}(i, j, k) &= E_y^n(i, j, k) \\ &+ \frac{\Delta t}{\epsilon} \cdot \left[ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right. \\ &\quad \left. - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} \right]\end{aligned}\quad (5)$$

$$\begin{aligned}E_y^{n+1}(i, j, k) &= E_x^n(i, j, k) \\ &+ \frac{\Delta t}{\epsilon} \cdot \left[ \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} \right. \\ &\quad \left. - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right]\end{aligned}\quad (6)$$

$$\begin{aligned}E_z^{n+1}(i, j, k) &= E_z^n(i, j, k) \\ &+ \frac{\Delta t}{\epsilon} \cdot \left[ \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right. \\ &\quad \left. - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right]\end{aligned}\quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[ \frac{E_y^n(i, j, k+\frac{1}{2}) - E_y^n(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[ \frac{E_z^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_z^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_x^n(i, j, k+\frac{1}{2}) - E_x^n(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[ \frac{E_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_x^n(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_y^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (10)
 \end{aligned}$$

와 같이 여섯 개의 유한차분 방정식을 얻는다. 여기서  $\Delta x, \Delta y$ 와  $\Delta z$ 는 각각  $x, y$ 와  $z$  방향의 공간에 대한 이산화 간격을,  $\Delta t$ 는 시간 이산화 간격을 나타내고 있다. 이 방정식들의 중요한 특징들 중의 하나는 각 식이 서로 결합되어 있다는 것이다. 즉, 다른 장 성분의 값을 계산하지 않고 구하고자 하는 장 성분을 계산할 수 없다.

#### 2-4. 수치 해석적인 안정도 (numerical stability)

수치 해석적인 안정도를 만족하기 위해 공간 증가분  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 와 시간 증가분  $\Delta t$  사이에는

$$\Delta t v_{\max} < \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (11)$$

를 만족해야 한다[8]. 여기에서  $v_{\max}$ 는 매질에서의 최대 위상속도이다. (11)식에 의하여 최대의 시간 증가분은 제한을 받는다.

## 2-5. 수치 해석적인 분산(numerical dispersion)

공간을 나눈 Yee의 단위격자에서 필드 해석시에 위상 속도가 전파의 방향, modal wavelength, 격자 이산화 간격에 의하여 영향을 받는다. 이 현상을 수치 해석적인 분산(dispersion)이라 한다. 3차원에 대한 수치 해석적인 분산은 (12)식과 같은 관계를 가진다[2].

$$\left(\frac{1}{c\Delta t}\right)^2 \cdot \sin^2\left(\frac{1}{2}\omega\Delta t\right) = \frac{1}{(\Delta x)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{1}{2}k_x\Delta x\right) + \frac{1}{(\Delta y)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{1}{2}k_y\Delta y\right) + \frac{1}{(\Delta z)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{1}{2}k_z\Delta z\right) \quad (12)$$

손실이 없는 매질에서의 평면파에 대한 해석적인 분산의 관계는 (13)식과 같다.

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (13)$$

(12)식과 (13)식을 비교해 보면 (12)식에서  $\Delta t = \Delta x = \Delta y = \Delta z = 0$  이면 (13)식과 일치함을 알 수 있다. 결국 격자의 크기와 시간 이산화 간격을 최소화하면 수치 해석적 분산을 줄일 수 있다. 또한 (12)식에서 전파의 방향이 격자의 대각선(diagonal)방향이 될 때, 즉,  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$ ,  $k_x = k_y = k_z = k/\sqrt{3}$ 이고,  $\Delta t = \Delta/(c\sqrt{3})$ 인 경우에 있어서도 이상적인 분산관계가 성립한다.

## 2-5. 인가 신호의 선택

3차원 유한차분법은 계산 영역의 전자계 초기값을 모두 "0"으로 설정한 후 입력 포트에 가우시안 펄스(gaussian pulse)를 매 시간 간격마다 인가시키면서 여섯 개의 유한차분 방정식으로 자계와 전계를 교대로 계산한다. 자계와 전계는 서로 공간과 시간의 이산 간격의 절반씩 떨어진 위치와 시점에서 계산되어 진다. 3차원 유한차분법에서 입력 여기 펄스는 전송선로 횡단면에서의 전계 분포 함수와 시간변화 함수의 곱으로 이루어진다. 본 논문에서 입력 펄스는 마이크로스트립 선로 단면의 정전계(static field)에 가우시안 분포의 시간 함수가 곱하여진 신호가 사용되며, 이것은 아래의 식과 같이 표현된다.

$$E_x(t) = e_{x0} \cdot \exp[-(t-t_0)^2/T^2] \quad (14)$$

$$E_z(t) = e_{z0} \cdot \exp[-(t-t_0)^2/T^2]$$

여기서  $e_{x0}$ 와  $e_{z0}$ 는 각각 입력포트 단면 정전계의 x, z 성분을 나타낸다. 기존의 연구에서는 입력 여기신호에 이용된 전계 분포 함수는 금속 스트립 아래 유전체 부분에만 균일한 z 성분을 가정하고 다른 영역에서는 전계가 "0"인 것으로 가정하였다[7],[8]. 이에 비하여 정전계는 기본 모우드 분포에 더 가까우므로 고차 모우드 발생 여지를 줄이고 실제

마이크로스트립 모우드 형성을 더 빠르게 한다. 가우시안 함수는 완만한 시간 변화를 가지며, 푸리에 변환된 파형도 중심 주파수가 "0"인 가우시안 파형을 보인다. 이러한 이유로 인가 신호는 가우시안 형태의 파를 이용한다. 입력 펄스의 폭을 조절함으로써 관심 있는 주파수 대역에 관한 정보를 얻을 수 있다. 즉, 관심 있는 영역의 주파수 성분을 가진 인가 신호를 시뮬레이션시 한번 인가해 줌으로서 그 주파수 대역의 정보를 얻을 수 있다. 그러므로 시뮬레이션을 하기 전에 인가신호에 대한 정보를 얻는 것이 유익하다. 가우시안 펄스에서  $t_0$ 는  $t=0$ 에서 입력 펄스가 인가될 때 입력단에 큰 섭동(perturbation)을 초래하지 않도록 선택되어야 하며, 펄스폭을 결정하는  $T$ 는 관심 주파수 대역을 수용할 수 있는 적절한 값이 선택되어야 한다.

## 2-6. 경계조건

### 2-6-1. 전계벽(electric wall) 경계조건

계산영역의 최외각면 중에서, 접지면과 차폐구조를 해석할 경우의 차폐 도체면은 완전도체(perfect electric conductor)로 가정한다. 이와 같이 완전 도체 경계면 위에서는 전계의 접선 성분을 "0"으로 하는 전계벽 경계조건을 적용한다.

### 2-7-2. 자계벽(magnetic wall) 경계조건

3차원 시간영역 유한차분법은 주어진 전송선로에서 기본 모우드(fundamental mode)만 유지되는 주파수 대역에 한하여 적용된다. 해석하고자 하는 구조가 기하학적으로 좌우 대칭일 경우, 그 기본 모우드의 전자계 분포도 좌우 대칭이 된다. 따라서 이 성질을 이용하면 계산 영역을 반으로 줄일 수 있다. 이때 대칭면에서는 자계의 접선 성분이 "0"이 되므로 자계벽 경계 조건을 적용한다[9].

### 2-6-3. 흡수 경계조건(absorbing boundary condition)

물리적 공간은 어떤 경계조건도 없는 무한의 공간으로서 파가 자유롭게 전파될 수 있는 공간이다. 이 공간의 수치 해석적 모델링에서 무한의 공간을 해석한다는 것은 불가능하므로 공간을 임의로 한계 지어야 하고 물리적인 'open field' 조건을 만족시키도록 해야 한다. 즉, 밖으로 진행하는 파가 어떤 반사도 일으키지 않아야 한다. 이는 전자기파의 문제에서 뿐만 아니라 파의 전파와 관계된 문제를 수치해석으로 풀 때 처리해야 되는 문제이다.

외부 경계면에 접하는 접선 성분의 필드값을 계산하는데는 메쉬의 경계면 밖의 필드 성분값을 필요로 하기 때문에 유한차분 방정식은 사용되어질 수 없다. 평면 마이크로스트립 회로의 해석에 있어서 여섯 개의 메쉬 경계면 중에서 한 면은 접지 평면으로 이 접지 평면에 접하는 전계 성분의 값은 "0"으로 처리한다. 나머지 다섯 개의 메쉬 경계면에 접하는 전계의 접선 성분의 값은 흡수 경계조건을 사용함으로써 밖으로 진행하는 파가 어떤 반사도 일으키지 않아야 한다는 'open field' 조건을 만족시키도록 처리해야 한다. 마이크로스트립 회로에 인가되는 펄스는 메쉬 경계면에서 수직으로 입사되므로 외부 경계면의 접선



성분의 필드는 외부 경계면에 수직 방향으로 전파하는 일차원 파동 방정식을 만족한다. y-방향에 수직인 외부 경계면에 대해서 일차원 파동 방정식은 (15)식과 같다.

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_{\tan} = 0 \quad (15)$$

(15)식은 G. Mur가 제시한 일차 근사 흡수 경계조건이고 이것은 메쉬 경계면내에서 필드 성분을 사용함으로써 (16)식과 같이 이산화할 수 있다.

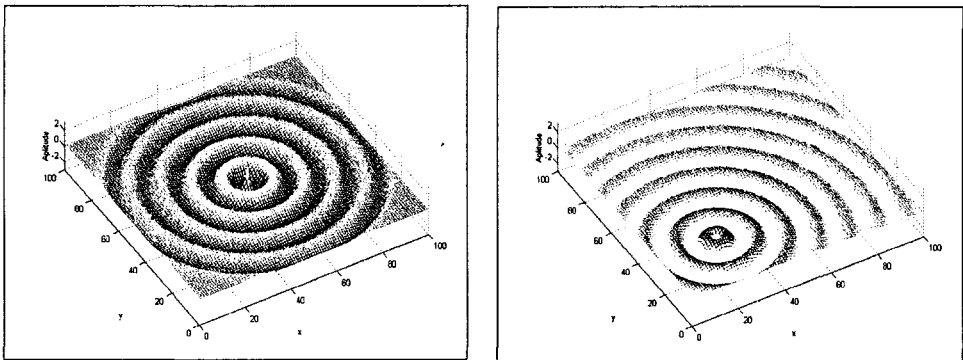
$$E_0^{n+1} = E_1^n + \frac{v\Delta t - \Delta y}{v\Delta t + \Delta y} (E_1^{n+1} - E_0^n) \quad (16)$$

여기서  $E_0$ 는 메쉬 경계면에 접하는 전계의 접선 성분이고  $E_1$ 는 메쉬 경계면으로부터 한 노드점(one node pointer) 이전의 전계의 접선 성분을 나타내고 있다.

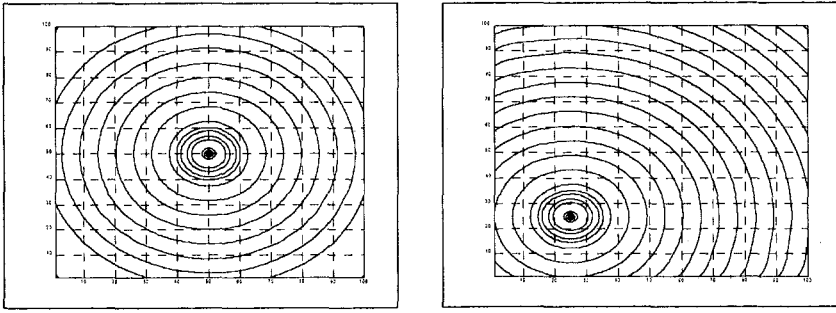
#### 2-6-4. 흡수 경계조건의 시험

Mur가 제시한 1차 근사화에 대한 흡수 경계조건을 시험하기 위하여 전체 격자 수  $100 \times 100$ 의 2차원 공간에 대해서 파가 전파되는 과정과 경계면에 파가 도달해서 생기는 문제를 시험하였다.

[그림4]는 전체 해석공간의 (1/2, 1/2)지점에서 단일점 소스를 인가할 때 시간이 250 time step 경과 한 후 파의 모양과 크기가 "0"일 때의 contour이다. 소스로 sine 함수를 인가한 경우, 이상적인 파의 진행처럼 contour가 원을 그리면서 파가 진행하였다. 전체 해석공간의 (1/4, 1/4)지점에서 소스를 인가한 경우 [그림5]처럼 경계면 근처에서 contour가 왜곡되어 나타나고 있다. 그러므로 소스의 위치는 가능하면 해석공간의 정 중앙에 놓이도록 하는 것이 경계면에서의 왜곡을 최소화 할 수 있다.



(a) 3차원 파형



(b) 크기의 윤곽선

[그림3] (1/2, 1/2)지점에 소스가 있을 때의 흡수 경계면 시험

[Fig.3] The test of absorbing boundary condition of source located at node (1/2, 1/2)

[그림4] (1/4, 1/4)지점에 소스가 있을 때의 흡수 경계면 시험

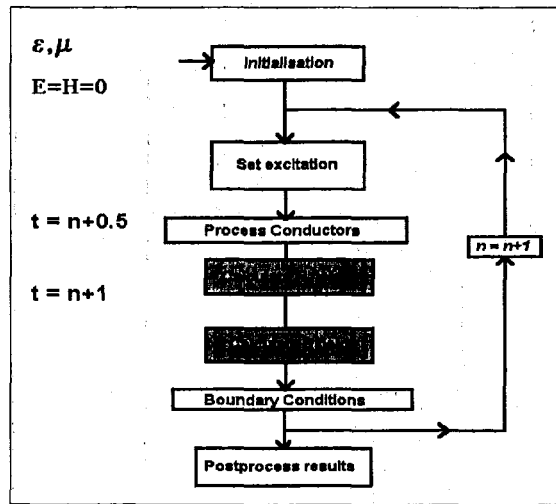
[Fig.4] The test of absorbing boundary condition of source located at node (1/4, 1/4)

## 2-8. Time Marching Solution

유한차분 방정식((4) ~ (10))은 마이크로스트립 구조에 대해서 광대역 가우시안 펄스의 시간 변화에 따른 유한차분 방정식의 해를 구하기 위해 [그림5]에서와 같이 시간영역 알고리즘을 적용한다.

시간영역 알고리즘의 해석 절차는 아래와 같다.

- 초기 ( $t = n = 0$ )에 모든 필드 성분값을 "0"로 초기화
- 응답이 "0"가 될 때까지 반복:
  - 소스는 포트1에서 인가
  - 유한차분 방정식으로부터 모든 자계 성분을 계산
  - 유한차분 방정식으로부터 모든 전계 성분을 계산
  - 경계조건 적용
  - 한 time step 증가
- 시간영역의 결과로부터 주파수영역의 파라메타 추출



[그림5] 시간영역 알고리즘의 해석 순서도

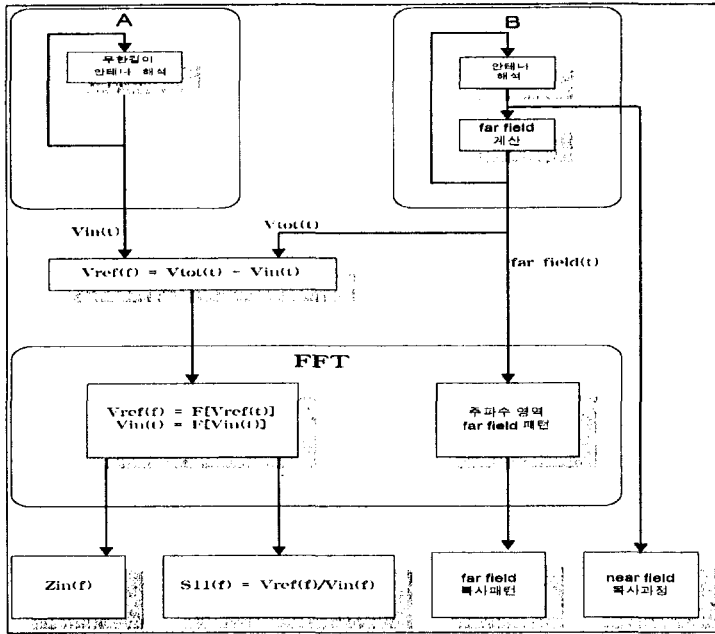
[Fig.5] The analysis flowchart of time domain algorithm

### 3. 시뮬레이션 결과

수치해석 결과는 라인 피딩 마이크로스트립 패치 안테나에 대해서 계산되었다. 마이크로스트립 회로를 여기 시키기 위해서 소스로는 가우시안 펄스를 주파수 범위, DC ~ 500 GHz로 하여 회로의 입력 포트단에 인가하였다. 유전율  $\epsilon_r = 2.2$  이고 1/32 inch(0.794mm)의 두께를 갖는 Duroid 기판을 사용하여 구현하였다.

#### 3-1. 마이크로스트립 패치 안테나의 해석

안테나를 해석하고 파라메타를 얻는 일반적인 알고리즘은 [그림6]과 같다. A는 무한 길이의 안테나에 대한 해석으로서 입사파를 얻기 위한 해석이고, B는 관심의 안테나를 해석하는 것으로 입력 파와 반사파가 함께 포함된 데이터를 얻는다. 메모리의 한계로 한 프로그램 내에서 모든 저장능력을 수행 할 수 없기 때문에 시뮬레이션 A, B는 별개로 실행시켜야 한다. 시뮬레이션 B에서 전체 공간에 대한 한 time-step의 해석이 끝나면 far-field에서의 필드를 계산해 시간의 경과에 따른 각 방향에 대한 필드를 계산하여 저장한다. 이 과정은 안테나에서 모든 파가 사라질 때까지 반복한다. 시간영역에서의 작은 오차는 주파수 영역으로 변환하였을 때 큰 오차로 바뀔 수 있으므로 충분한 시간을 반복해 주어야 한다. 모든 시간영역에서의 데이터에 대해 FFT(Fast Fourier Transform)를 취하여 주파수 특성을 얻는다. FFT는 일반적인 알고리즘인 radix 2 FFT 알고리즘을 사용하였다.



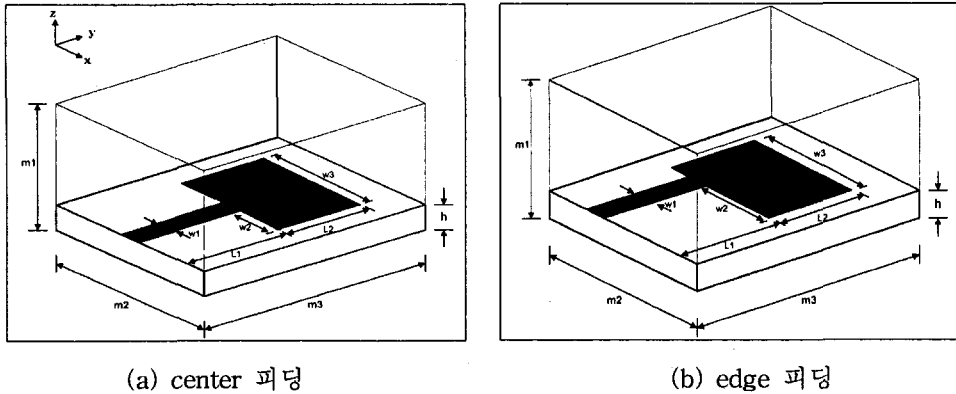
[그림6] 3차원 유한차분법을 이용한 안테나 해석 순서도  
 [Fig.6] The analysis chart of the antenna using 3-dimensional finite-difference time-domain algorithm

직사각형 모양의 패치 안테나를 3차원의 해석공간에 대해서 시뮬레이션을 했다. 먼저 center에서 피딩되는 안테나를 설계하여 해석하였고, 피딩 위치와 안테나 파라메타의 변화 관계를 규명하기 위하여 edge쪽에서 피딩 되도록 하여 시뮬레이션 하였다. 두 구조에 대해 모두 8000 time step 반복하여 실행시켰다. 시간 영역의 데이터를 얻기 위한 전체 시뮬레이션 시간은 8시간 정도 소요되었다.

### 3-2. 안테나 구조 및 해석 공간

Center에서 피딩 되는 구조와 edge쪽에서 피딩 되는 안테나의 구조는 [그림7]과 같다.

격자 크기는  $\Delta x = 0.389 \text{ mm}$ ,  $\Delta y = 0.400 \text{ mm}$ ,  $\Delta z = 0.265 \text{ mm}$  일 때 격자 수는  $m_1 = 60 \Delta x$ ,  $m_2 = 6 \Delta x$ ,  $m_3 = 100 \Delta y$ ,  $h = 3 \Delta z$ 로 전체 공간의 격자 수는  $60 \times 100 \times 16$  이다. 패치의 크기는  $32 \times 40$  이다. 인가 신호로는 Gaussian 펄스를 (14)식과 같이 이산화 하여 사용하였다. 사용된 시간 이산화 간격  $\Delta t = 0.441 \text{ ps}$  이다. 가우시안 펄스의 반주기의 폭은  $T = 15 \text{ ps}$  이며, 가우시안 펄스가 근사적으로 "0" time step에서 시작하도록 지연 시간  $t_0 = 3T$  가 되도록 설정하였다. [그림7]에 나타난 각각의 크기는 [표1]과 같다.



(a) center 피딩

(b) edge 피딩

[그림7] 마이크로스트립 패치 안테나 구조

[Fig.7] The structure of the microstrip patch antenna

크기요소	center 피딩	edge 피딩
h	h=3	h=3
$L_1, L_2$	$L_1=50, L_2=40$	$L_1=50, L_2=40$
$W_1, W_2, W_3$	$W_1=6, W_2=13, W_3=32$	$W_1=6, W_2=21, W_3=32$

[표1] 패치 안테나의 크기(격자수)

[Table 1] The size of the microstrip patch antenna

입사파와 반사파의 구별을 위한 기준은 패치의 시작점에서 피딩이 이루어지는 쪽으로  $10\Delta y$ 만큼의 위치를 선택하였다 ( $L = 10\Delta y$ ).

### 4-3. 파의 진행과정

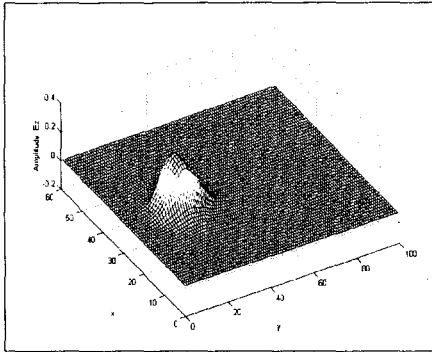
$\Delta t = 200, \Delta t = 400, \Delta t = 600$  그리고  $\Delta t = 800$  의 시간이 경과한 후에 스트립도체 밑의 수직 전기성분 ( $E_z$ )을 관찰하여 파의 진행과정을 알아보았다. center 피딩 경우와 edge 피딩 경우는 [그림8], [그림9]에서와 같이 진행 경로의 차이를 나타냄을 알 수 있다.

### 4-4. 반사손실 ( $S_{11}$ )

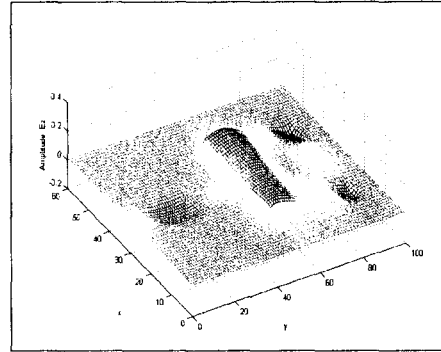
입사파는 해석하고자 하는 안테나의 피딩 스트립라인과 같은 폭을 가진 간단한 구조에 대해서 스트립의 끝을 흡수 경계조건으로 처리하여 기준점에서의 필드로서 계산하였다. 입사파의 전압은 단일 마이크로스트립 전송선로에서 구한 값을 사용하였고 center와 edge 피딩 두 경우 모두에 대해서 동일하게 사용하였다. 전압의 계산은 스트립 아래의 전계를 선적분하여 계산한다. 입사파가 얻어지면 관심의 안테나를 시뮬레이션 하여 기준점에서 전압

을 측정한 다음 입사파를 제거하여 반사파를 구한다. 반사전압은 [그림10]과 같다.

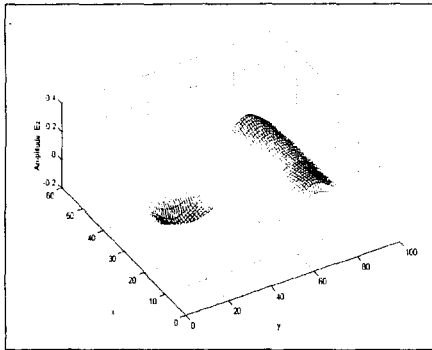
[그림10]의 반사전압 파형을 FFT취하면 [그림11]과 같이  $S_{11}$ 을 구할 수 있다. center 피딩의 경우 12.25 GHz와 18.3 GHz에서 각각 -22 dB와 -20 dB로 공진을 나타냈으며, edge 피딩의 경우 7.52 GHz와 18.12 GHz에서 각각 -24 dB, -24.5 dB로 공진을 보였다. edge 피딩의 반사손실은 실험결과[5]과 비교해 볼 때 공진 주파수에서는 일치하였지만 다른 주파수에서는 차이가 나타남을 [그림12]에서 보였다.



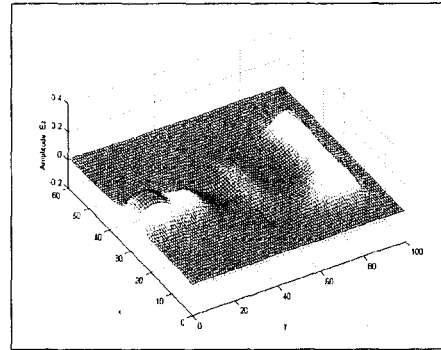
(a)  $t = 200$  time step



(c)  $t = 600$  time step



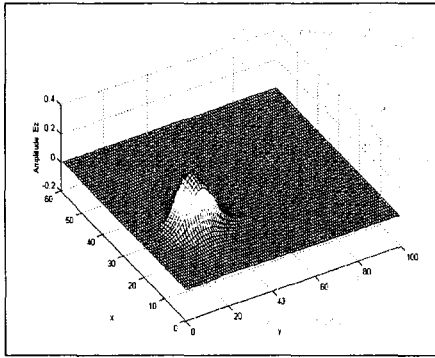
(b)  $t = 400$  time step



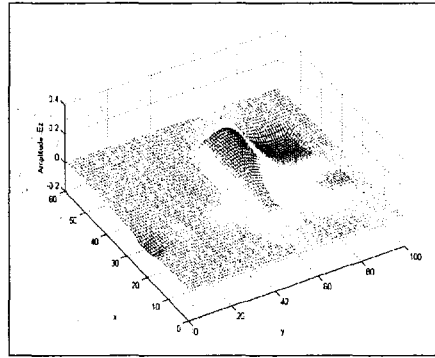
(d)  $t = 800$  time step

[그림8] 3차원 공간에서 시간에 따른 전기계  $E_z$ 의 변화(center 피딩의 경우)

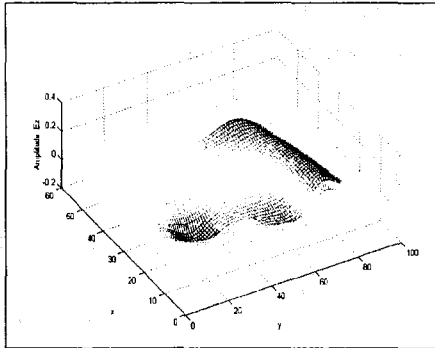
[Fig.8] Time-dependent variation of electric field  $E_z$  in the 3-dimension space  
(in case of center feeding)



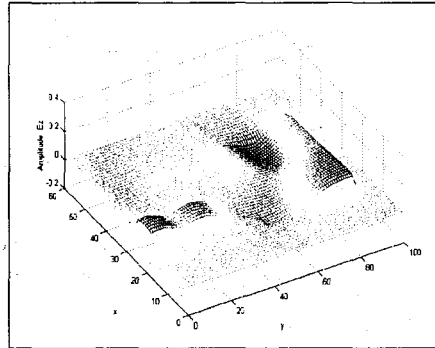
(a)  $t = 200$  time step



(c)  $t = 600$  time step

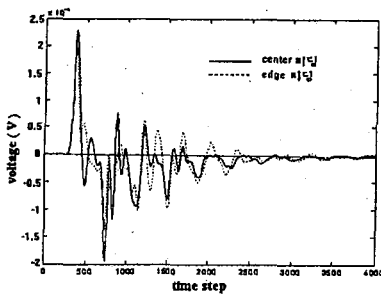


(b)  $t = 400$  time step

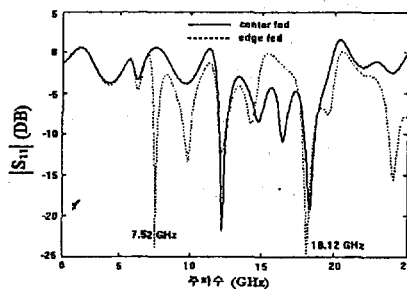


(d)  $t = 800$  time step

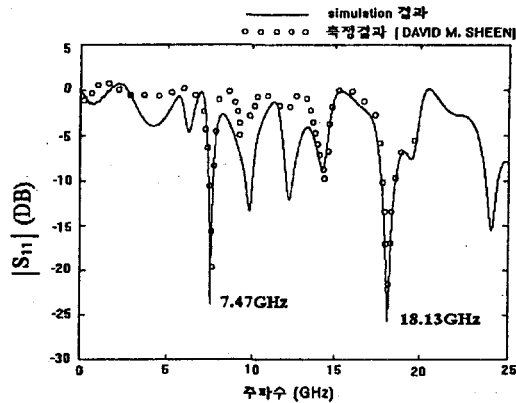
[그림9] 3차원 공간에서 시간에 따른 전계  $E_z$ 의 변화(edge 피딩의 경우)  
 [Fig.9] Time-dependent variation of electric field  $E_z$  in 3-dimension space  
 (in case of center feeding)



[그림10] 반사 전압 파형  
 [Fig.10] The waveform of reflection voltage



[그림11]  $S_{11}$ 의 비교  
 [Fig.11] The comparison of the reflection coefficient

[그림12]  $S_{11}$ 의 비교(측정치)

[Fig.12] Comparison of the reflection coefficient(measurement)

#### 4. 결 론

본 논문에서는 마이크로스트립 패치 안테나의 펄스 전파에 대한 시간영역의 시뮬레이션을 수행하는데 시간영역 유한차분법을 적용하여 수치 해석적으로 파의 시간에 따른 전기 결과와 주파수영역에서의 파라메타( $S_{11}$ )를 계산하였다. 마이크로스트립 패치 안테나에서 center 피딩과 edge 피딩의 경우에 대해서 안테나를 해석하였고 직관적인 이해를 돕기 위해 2차원 및 3차원 파형의 시간에 따른 변화를 보았다. 첫 번째 공진 주파수는 center 피딩에서 12.25 GHz, edge 피딩에서 7.52 GHz이고, 반사손실은 각각 -22 dB와 -24 dB였다. 두 번째 공진 주파수는 center 피딩에서 18.3 GHz, edge 피딩에서 18.2 GHz로 거의 비슷하였으며, 반사손실은 각각 -20 dB, -24 dB였다. 이는 실제의 측정치와 거의 일치함을 확인하였다.

시간영역 유한차분법은 정확한 결과를 도출해 낼 수 있음에도 불구하고 아직 많은 문제점을 안고 있다. 그 중 하나가 좀 더 완전한 경계조건의 유도이다. 기존의 방법도 어느 정도 정확성을 담보하고 있지만 해석 공간에서 많은 격자를 필요로 하고 이로 인해 시뮬레이션 시간이 현실적이지 못한 점이 있다. 이의 해결이 시급한 과제 중의 하나이다.

또 하나의 문제는 격자 크기와 인가 신호의 폭 및 샘플링 정도에 관한 좀 더 일반적이고 정확한 판단기준이 있어야 한다는 것이다.



## [참고 문헌]

- [1] T.itho "Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures", pp.1-707, John Wiley, 1989
- [2] A.C.Cangellanis, C.C.Lin, and K.K.Mei "Point-Matched Time Domain Finite Element Method for Electromagnetic Radiation and Scattering" IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-35, pp.1160-1173, no.10, Oct. 1987
- [3] M.M.Ney "Method of Moments as Applied to Electromagnetic Problems " IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.33, no.10, pp.972-980, Oct. 1985
- [4] W.J.R.Hoefer "The Transmission-Line Matrix Method-Theory and Applications" IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol.33, no.10, pp.882-893, Oct. 1985
- [5] D.M.Sheen, M.D.Abouzahra and J.A.Kong "Application of the Three-Dimensional Finite-Difference Time-Domain Method to the Analysis of Planar Microstrip Circuits" IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.38, pp.849-857, no.7, May 1990
- [6] K.S.Yee "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media" IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-14, pp.302-307, no.3, May 1966
- [7] K.S.Kunz and K.M.Lee "A Three-Dimensional Finite-Difference Solution of The External Response of an Aircraft to a Complex Transient EM Environment : Part I - The Method and Its Implementation" IEEE Trans. Electromag. Compat., vol. EMC-20, no.328-333, no.5, May. 1977
- [8] B.Engquist and A.Majda "Absorbing Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Waves" Math. Comput., vol.31, pp.629-651, no.139, Jul. 1977

- [9] G.Mur "absorbing Boundary Conditions for the Finited Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations" IEEE Trans. Electromag. Compat.,
- [10] K.K.Mei and J.Fang "Superabsorption-A Method to Improve Absorbing Boundary Conditions" IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.40, no.9, Sep. 1992