

# 시간영역에서의 전자장 수치해석 (Numerical Analysis of Electromagnetic Fields in the Time-Domain)



남 상 옥  
서울대학교 전자공학과

## Abstract

This paper reviews two representative time-domain techniques for the simulation of the electromagnetic fields, which are known as FD-TD and TLM. The fundamental ideas of two techniques are explained in detail. Also, the implimentation of the boundary conditions, the statability condition, and the representation of media in the problems are described briefly.

## I. 서 론

주어진 구조 내에서의 전자파 분포를 알아내는 것은 맥스웰방정식 발표 이후 많은 물리학자, 수학자, 그리고 공학자들의 관심거리이었고 따라서 많은 해석방법이 제시되었다. 초기에는 비교적 간단한 구조의 문제를 해석적 방법으로 풀었으나 점차 해석하고자 하는 구조가 복잡해지고 이를 해석적 방법으로 푸는 것이 불가능해짐에 따라 수치해석적 방법을 동원하게 되었다. 수치해석 방법에 있어서도 초기에는 주파수영역에서의 맥스웰방정식을 풀 수 있는 한 해석적 수단을 동원한 전처리 과정을 거쳐 컴퓨터의 일을 줄이는 기법을 사용하였으나<sup>[1]</sup> 최근에는 슈퍼 컴퓨터와 같은 매우 빠른 데이터 처리 속도와 매우 많은 양의 데이터를 저장할 수 있는 컴퓨터가 발달하고 그 사용 비용도 점차 감소함에 따라 해석적 전처리과정을 거의 필요로 하지 않는 방법이 유용한 기법으로 대두되고 있다. 시간 영역에서의 전자파 해석은 이러한 기법의 하나로 기본적으로는 해석하고자 하는 공간을 3차원 격자 구조로 이산화시킨 후, 전자파의 전파특성을 적절히 모델링하여 어느 한 곳에서의 전자파원에 의한 전자파의 전파과정을 관심있는 공간 내의 모든 격자에서 시간적으로 관찰하는 것이다. 이러한 시간영역에서의 해석 방법에서는 K.S.Yee에 의하여 제시된 FD-TD기법<sup>[2]</sup>과 P.B. Johns에 의하여 제시된 TLM 기법<sup>[3]</sup>이 대표적이다. 먼저, FD-TD 기법은 공간 내의 각 격자간의 전자파 전파과정을 맥스웰방정식의 미분을 유한차 미분(Finite Difference)으로 근사시켜 구하는 것이고, TLM기법은 기본적으로는 전파에 관한 Huygens 원리를 이산화하여 실현하는 것으로 공간 내의 각 격자를 매우 짧은 길이의 전송

선로로 연결한 후 각 격자의 전압, 전류를 회로 이론을 이용하여 구한 결과로부터 각 격자에서의 전자장을 구하는 것이다. 본 논문에서는 앞에서 언급한 두 가지의 시간 영역 해석기법에 대한 기본원리를 설명하고 각 기법을 이용하여 프로그램할 때 필요한 기본사항들을 기술하겠다.

## II. 시간영역에서의 전자파 해석 기법

### 2.1 FD-TD(Finite-Difference Time-Domain) 기법

#### 2.1.1. 기본 개념<sup>2)</sup>

FD-TD는 시간 영역에서의 맥스웰방정식을 유한차 미분(Finite-Difference) 방정식으로 근사시켜 주어진 영역 내의 전자파를 해석하는 기법이다. 등방성 매질내에서의 맥스웰방정식은 식(1)과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \nabla \times E = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} - \nabla \times H = J, \quad (1b)$$

$$B = \mu H, \quad (1c)$$

$$D = \epsilon E, \quad (1d)$$

여기서  $J, \epsilon, \mu$ 는 위치와 시간에 따라 변할 수 있다.

식(1)의 벡터방정식을 Cartesian 좌표계에서 스칼라방정식으로 풀어쓰면 식(2)와 같이 된다.

$$-\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (2a)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_x, \quad (2d)$$

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y, \quad (2e)$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial y} - J_z, \quad (2f)$$

식(2)의 편미분방정식을 유한차 미분방정식으로 표현하기 위해서 주어진 공간을 그림(1)과 같은 격자점으로 이산화 하자. 또한 격자점의 좌표를 식(3)과 같이 나타내기로 하고, 주어진 시간에 각 격자점에서 정의되는 함수값은 식(4)로 나타내기로 한다.

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \quad (3)$$

$$F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k). \quad (4)$$

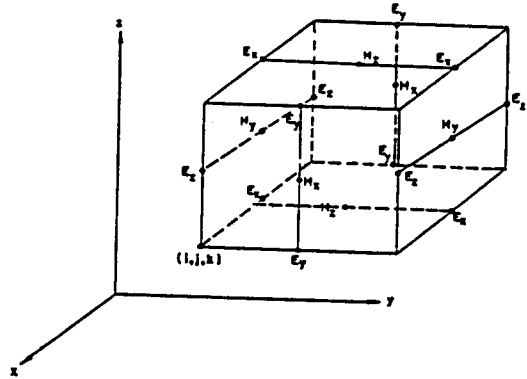


그림 1. FD-TD 격자구조와 좌표계

식(3)과 (4)를 이용하여 식(2)를 유한차 미분방정식으로 변환하게 되는데 여기서 한 가지 주의할 점은 맥스웰방정식이 의미하는 바, 어떤 순간의 전기장의 변화가 다음 순간의 자기장을 유도하고, 또한 어떤 순간의 자기장의 변화가 다음 순간의 전기장을 유도한다는 것이다. 원칙적으로 이러한 상호작용은 매우 짧은 순간에 일어나는 것이지만 유한차 미분방정식으로 표현할 때는 이러한 상호작용에 시간차가 있는 것으로 표현할 수 밖에 없다. 따라서 FD-TD에서는 주어진 공간 내의 전자장을 구할 때,  $n\Delta t$  시간의 전기장을 구하면 이 전기장이  $(n+1/2)\Delta t$  시간의 자기장을 유도하고, 또 이 자기장이  $[(n+1)\Delta t]$  시간의 전기장을 유도하는 것으로 생각한다. 또한, 식(2)가 의미하는 바, 어떤 한 지점에서 주변 전기장(자기장)은 그 전기장(자기장)에 수직인 자기장(전기장)과만 상호작용을 하므로 가장 쉬운 격자 구성방법은 그림(1)과 같이 한 개의 격자점에는 한 개의 전자장 성분만을 갖도록 하되, 이를테면,  $H_x$  성분을 갖는 격자 주변의  $x$ -방향에 수직인 평면에는  $x$ 에 수직인  $E$ 성분

(E<sub>x</sub>, E<sub>y</sub>)만을 갖는 격자가 놓이도록 하여 자연스럽게 식 (2)가 의미하는 바를 구현할 수 있도록 한다.

앞에서 언급한 것을 고려하여 식(2a), (2d)를 유한차 미분방정식으로 표현하면 식(5a),(5b)와 같다. 또한, 식 (2b),(2c),(2e),(2f)도 유사한 형태로 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{B_x^{n-1/2}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - B_x^{n-1/2}(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})}{\Delta t} \\ &= \frac{E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \\ &= \frac{E_z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{D_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - D_x^{n-1}(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta t} \\ &= \frac{H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \\ &= \frac{H_y^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \\ &+ J_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k). \end{aligned} \quad (5b)$$

이제 식(5)를 보면 앞에서 설명한 내용을 쉽게 이해할 수 있게 된다. 예를 들어 공간상의 한 점에 전류를 인가하고 이로 인한 전자파의 발생을 살펴보기로 하자. 먼저 초기 [t=1/2Δt]에 전류의 위치와 방향 및 크기가 주어지면 식(2d,e,f)의 유한차 미분방정식을 통해 다음 순간 [t=Δt]에서의 전속밀도(D)를 구할 수 있고 이 전속밀도값과 식(2a,b,c)의 유한차 미분방정식을 이용하면 그 다음 순간[t=3/2Δt]에서의 자속밀도(B)를 구할 수 있게 된다. 또한 이렇게 구한 자속밀도는 식(2d,e,f)의 유한차 미분방정식을 이용하여 다시 다음 순간[t=2Δt]의 전속밀도를 구하는 데 사용된다. 이러한 과정을 반복적으로 수행함으로써 주어진 입력에 대한 전자파의 전파 과정을 추적할 수 있게 되는 것이다. 위에서 설명한 반복적 과정을 통해 전자파의 전파과정을 추적하는 것을 시간적 행진(time-marching)이라 부른다.

### 2.1.2. 격자 간격의 크기와 안정도 문제

FD-TD는 근본적으로는 맥스웰방정식의 미분을 유한차 미분으로 근사시킨 방정식의 해를 구하는 것이므로

격자 간격이 작을수록 정확한 해를 얻을 수 있다. 그러나 작은 격자는 많은 컴퓨터 메모리와 긴 수행시간을 의미하므로 모의실험을 하는 최대 주파수에 따라 적절한 크기의 격자 간격을 선택하는 것이 필요하다. 보통 격자 간격은 λ<sub>min</sub>/10 보다 작도록 하면 된다<sup>[4]</sup>. 또한, 정해진 격자 간격에서 시간적 행진을 수행할 때 시간 간격을 크게 하면 해를 빨리 얻을 것 같지만 시간간격이 너무 크면 해가 발산하게 된다. 이는 한번의 계산과정에서 격자의 전자장의 세기에 큰 변화가 없도록 해야 안정된 해를 얻을 수 있게 되기 때문이다. 안정된 유한차 미분형 맥스웰방정식의 해를 얻기 위한 격자 간격과 시간 간격 사이의 조건은 알려져 있으며 식(6)으로 주어진다<sup>[5]</sup>.

$$\begin{aligned} \Delta t &\leq \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{1/2} c_{\max} \\ &\leq \frac{\delta}{c_{\max} \sqrt{3}} \text{ for a cubic lattice} \end{aligned} \quad (6)$$

### 2.1.3. 경계조건의 구현

마이크로파 전송선로에 관한 문제이든 마이크로파 산란 문제이든 해석하고자 하는 전자파 해석 문제에는 반드시 경계가 존재하기 마련이고 따라서 이러한 경계를 FD-TD에서 구현할 수 있어야 한다. 보통 이상적인 전기장 차폐벽(PEW : Perfect Electric Wall)이나 이상적인 자기장 차폐벽(PMW : Perfect Magnetic Wall)이 존재하는 경우는 관련 격자점들(PEW의 경우는 접선성분의 전기장을 갖는 격자점과 법선성분의 자기장을 갖는 격자점, PMW의 경우는 접선성분의 자기장을 갖는 격자점과 법선성분의 전기장을 갖는 격자점)을 벽면에 일치시켜 두고 이들의 값을 항상 0으로 놓음으로써 효과적으로 경계를 나타낼 수 있다. 예를들어 그림(1)에서 평면 i=1에는 H<sub>x</sub>, E<sub>y</sub>, E<sub>z</sub> 격자가 있으므로 PEW만 존재할 수 있고, 실제 존재한다면 이것은 식(7)로 표현된다.

$$\text{for all } n \begin{cases} E_x^n(1, j+1/2, k) = 0 \\ E_y^n(1, j, k+1/2) = 0 \\ H_z^n(1, j+1/2, k+1/2) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

한편, 문제가 앞의 경우와 달리 자유공간 내에서의 전자파를 해석해야하는 경우(안테나나 산란체문제 등)는

컴퓨터의 메모리가 유한하기 때문에 모든 공간을 격자화하여 포함할 수 없다는 문제가 발생한다. 이 경우는 전자파 흡수 경계조건이라는 특수 조건을 사용하여 유한한 공간만을 모의실험하면서 마치 무한 공간을 모의실험하는 것처럼 보이게 하는 기법을 사용한다<sup>[6]</sup>. 이러한 기법은 자유공간을 포함하는 전자파 해석 문제에 FD-TD 기법을 사용할 때 매우 중요한 요소이므로 많은 제안이 제시되었으나 아직 이상적인 전자파 흡수 경계조건은 제시되지 않고 있다.

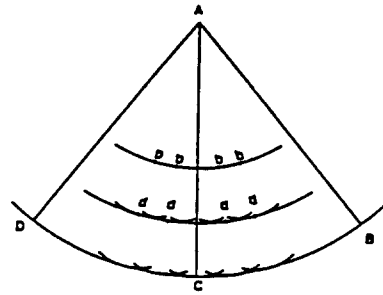


그림 2. Huygens 원리 : 미소전파원에 의한 새로운 전파면의 형성

### 2.1.4 응용 범위

지금까지 설명한 FD-TD는 해석적 전처리 과정이 필요없고 프로그램이 단순하며 적용대상에 제한이 없기 때문에 전자파 해석의 모든 분야에 응용될 수 있다. 특히 구조가 아주 복잡하여 해석적 방법을 적용할 수 없는 경우나 시간에 따라 구조가 변하는 문제등을 해석하는 데는 다음에 설명할 TLM방법과 함께 유일한 방법이 아닐까 한다. 이와같은 특징 때문에 이 방법이 제시된 이후로 많은 연구가 수행되어져 왔다<sup>[4]</sup>. 처음에는 주로 복잡한 구조의 물체에 의한 전자파 산란문제에 응용되었으나 최근에는 전송 선로 해석에도 응용되고 있다<sup>[7]</sup>.

## 2.2 TLM(Transmission-Line Matrix)기법

### 2.2.1 기본 개념<sup>[8]</sup>

TLM기법은 전파의 전파에 관한 Huygens의 원리를 이용하여 주어진 구조에서의 전자장을 해석하는 기법이다. Huygens원리란 그림(2)와 같이 어떤 순간 전파의 파면은 무수히 많은 2차 복사체로 되어 있고 이들이 각각 작은 구면파원으로 작용하여 다음 순간의 새로운 파면을 형성한다는 것이다. 이 방법의 기본원리를 쉽게 이해하기 위하여 먼저 2차원 문제를 생각하기로 하자. 컴퓨터를 이용하여 2차원 공간에서의 전자파 전파 특성을 해석함에 있어서 Huygens 원리를 이용하기 위하여서는 먼저 2차원 상의 주어진 영역을 그림(3a)와 같이 Cartesian격자로 이산화한다. 이러한 격자점 중 하나에 단위 펄스를 입사시킬 때 이 펄스가 격자를 부딪힌 후에 주변에 있는 네 개의 격자로 균일하게 퍼져나가게 하면 이것은 마치 Huygens의 작은 구면파원에서 전자파가 퍼져나가는 것과 같게되어 Huygens원리를 근사적으로 실현하는 것으로 볼 수 있다. TLM기법에서는 Huygens원리에 따라 펄스가 진행해 나가도록 하기 위해서 그림(3b)와 같이 각

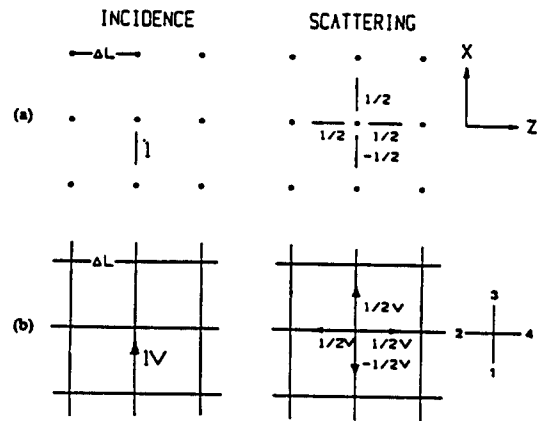


그림 3. 이산화된 Huygens 모델 :

(a)공간 격자구조, (b)전송선로로 연결된 격자구조

격자점 사이에 전송선로가 연결되어 있다고 생각하고 이 전송선로 위를 단위 전압펄스가 진행하는 것으로 생각하는 것이다. 이렇게 하면 그림(3b)에서처럼 어떤 순간  $[t=0]$ 에 입사된 전압펄스는 다음 순간  $[t=\Delta t]$ 에는 주변의 격자점들로 균일하게 반사됨을 알 수 있다. 이 관계를 행렬로 표현하면 식(8)과 같다.

$${}_{i+1} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} {}_i \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} \quad (8)$$

또한 한쪽 격자점에서 반사되어 나오는 전압펄스는 그림(4)와 같이 바로 옆 격자점으로 자동적으로 입사되기

때문에 식(9)와 같은 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned} {}_{k+1}V_1^i(z,x) &= {}_{k+1}V_3^r(z,x-1) & {}_{k+1}V_2^i(z,x) &= {}_{k+1}V_4^r(z-1,x) \\ {}_{k+1}V_3^i(z,x) &= {}_{k+1}V_1^r(z,x+1) & {}_{k+1}V_4^i(z,x) &= {}_{k+1}V_2^r(z+1,x) \end{aligned} \quad (9)$$

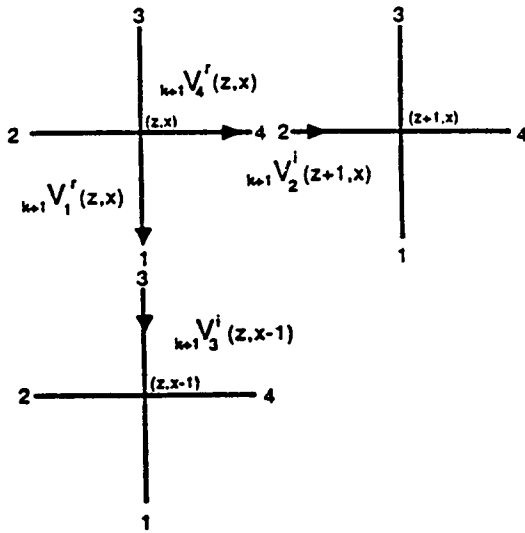


그림 4. TLM 기법에서 이웃한 격자 사이의 펄스 이동 관계

이제 식(8), (9)를 이용하면 주어진 초기 전압펄스가 전파되는 과정을 TLM기법을 이용하여 어떻게 구할 수 있는지를 쉽게 이해할 수 있게 된다. 즉, 시간[t=0]일 때 입력 펄스가 그림(5)처럼 입사된다면 시간[t=Δt]일 때의 반사 펄스는 식(8)을 이용하여 구할 수 있고 식(9)에서 알 수 있듯이 이 반사파들이 시간[t=Δt]에서는 옆 격자점에서의 입사파가 되므로 다시 식(8)를 이용하여 시간[t=2Δt]에서의 반사파를 구할 수 있다. 이러한 과정을 반복적으로 수행함으로써 초기의 전압펄스가 어떻게 전파되는지를 알아 볼 수 있다. 이렇게 구한 전압 분포는 아래에서 설명하는 바와 같이 전자파의 성분으로 변환될 수 있기 때문에 TLM기법을 이용한 전자파 해석이 가능하게 된다.

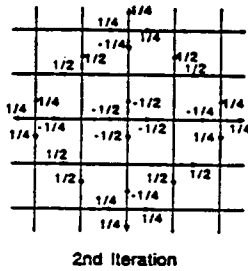
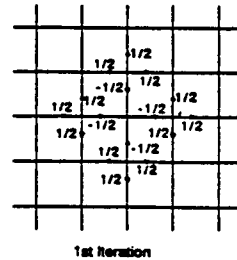
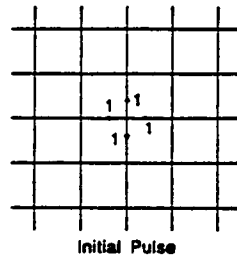


그림 5. 2차원 TLM 회로를 이용한 펄스 전파과정

### 2.2.2 TLM등가회로의 전자파 성질 [1, Chap.8]

TLM 기법에서는 FD-TD 기법과 달리 전자장을 직접 다루지 않고 공간을 등가회로로 모델링하고 여기에 입사되는 전압, 전류를 다루기 때문에 이러한 회로양과 구하고자 하는 전자장과의 관계를 알아야 한다. 먼저 TLM 등가회로의 격자간격이 해석하려는 전자파의 파장에 비해 매우 작다면 그림(6)으로부터 식(10)이 성립한다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_y}{\partial x} &= -L \frac{\partial I_y}{\partial t} & \frac{\partial V_y}{\partial z} &= -L \frac{\partial I_z}{\partial t} \\ \frac{\partial I_z}{\partial z} + \frac{\partial I_x}{\partial x} &= -2C \frac{\partial V_y}{\partial t} \end{aligned} \quad (10)$$

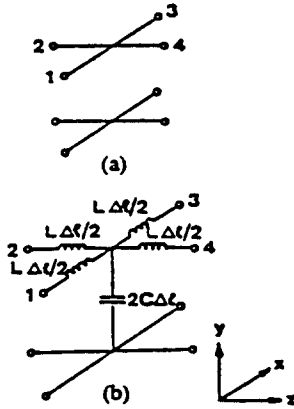


그림 6. TLM 격자의 전송선로 등가회로

한편 구형도파관에서의 TE<sub>10</sub>모드의 해석과 같은 2차원 문제의 경우 맥스웰방정식은 식(11)과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} & \frac{\partial E_y}{\partial z} &= +\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= +\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \end{aligned} \quad (11)$$

윗 두 식을 비교하면 전송선로의 전압, 전류와 실제의 전기장과 자기장 사이에는 식(12)와 같은 관계가 있음을 알 수 있고, 또한 TLM기법을 이용하여 해석된 전자파의 속도가 실제 속도보다 1/√2로 줄어들음을 알 수 있다.

$$E_y \equiv V_y \quad H_z \equiv I_x \quad H_x \equiv -I_z \quad \mu \equiv L \quad \varepsilon \equiv 2C \quad (12)$$

즉, TLM 등가회로에 사용된 전송선로에서 전압, 전류가 빛의 속도로 진행한다면 이 TLM 등가회로로 해석된 전자파의 속도는 1/√2로 줄어든다. 이는 등가회로의 단위길이당 용량이 2배가 되기 때문이다. 만일 격자간격이 해석하려는 전자파 파장에 비해 작지않으면 전파의 진행 방향에 따른 속도분산(velocity dispersion)이 존재하게 되므로 이를 고려해야 한다<sup>(8)</sup>. 여기서 속도 분산 효과는 그림(7)에서 볼수 있듯이 펄스의 진행 방향에 따라 진행

속도가 달라 지기 때문이지만 이러한 효과는 격자간격이 매우 작을 경우에는 나타나지 않는다.

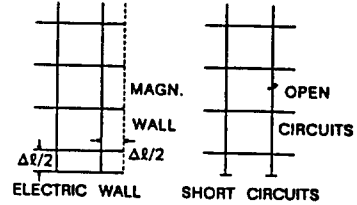


그림 7. TLM 기법에서 PEW, PMW 경계조건의 구현

### 2.2.3 경계조건의 구현<sup>(8)</sup>

TLM기법에서는 경계에 위치한 격자점에서의 반사계수를 지정해 줄 수 있으므로 모든 경계조건을 얻을 수 있다. 먼저 이상적인 전기장 차폐벽 경우는 그림(7)처럼 두 격자점의 중간에 단락회로를, 이상적인 자기장 차폐벽의 경우는 두 격자점 중간에 개방회로를 놓아 구현한다. 여기서, 두 격자점 중간에 단락이나 개방회로를 놓는 이유는 경계 격자에서의 반사파와 내부 격자점에서의 반사파가 서로 시간적으로 일치되도록 하기 위한 것이다. 이와같은 경계조건을 프로그램할 때는 그림(8)에서와 같이 경계면을 중심으로 내부 격자와 외부 격자를 설정한 후 경계면 A가 이상적인 자기장 차폐벽인 경우는 반사계수가 +1이므로 식(13)의 관계를 이용하고 이상적인 전기장 차폐벽인 경계면 B에서는 식(14)의 관계를 이용하여 반사계수가 -1이 되도록 한다. 한편, 경계 C에서처럼 손실을 갖는 경우는 식(15)를 이용하면 된다.

$$kV_3^i(i, j-1) = kV_1^r(i, j) = kV_3^r(i, j-1) \quad (13)$$

$$kV_1^i(l, m+1) = kV_3^r(l, m) = -kV_1^r(l, m+1) \quad (14)$$

$$kV_4^i(p-1, q) = kV_2^r(p, q) = \rho kV_4^r(p-1, q) \quad (15)$$

### 2.2.4 유전체의 표현방법

TLM기법에서는 격자간격과 시간간격 사이에 식(16)과 같은 관계를 유지하여야 한다.

$$\Delta t = \Delta l / c. \quad (16)$$

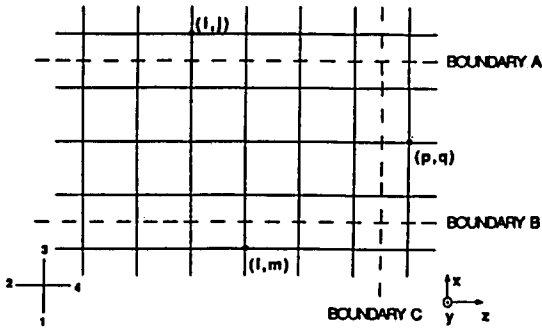


그림 8. TLM 기법에서 구현할 수 있는 여러가지 경계 조건 :  
(A)PMW, (B)PEW, (C)유손실 경계면

이는 기본적으로 TLM기법이 실제 전자파가 전파되는 과정을 모사하는 방법임을 생각하면 쉽게 이해할 수 있다. 즉, 기본 단위 시간 $[\Delta t]$  동안 펄스는 기본 단위 거리 $[\Delta l]$  만큼만을 진행해야 한다는 것이다. 이때 문제가 되는 것은 주어진 구조내에 전기적 성질이 다른 여러가지 매질이 존재할 경우이다. 이 경우는 그림(9)와 같이 격자 간격은 변화시키지 않고 각 격자점에 매질의 특성을 나타내기 위한 병렬 스테르브를 달아 주는 방법이 있다. 그림(9a)는 유전율 스테르브, 그림(9b)는 투자율 스테르브, 그리고 그림(9c)는 매질의 손실을 나타내는 스테르브이다. 이러한 스테르브들이 어떻게 매질의 특성을 나타내게 되는가는 이러한 스테르브가 존재하는 TLM 등가회로를 해석하기 위한 방정식과 매질내에서의 맥스웰 방정식과 비교하여 확인할 수 있다<sup>[1, Chap.8]</sup>. 손실이 있는 유전체의 경우 매질의 특성과 스테르브의 특성임피던스와의 관계는 식(17a)와 (17b)로 주어진다<sup>[8]</sup>.

$$v_n^2 = 0.5c^2 / (1 + Y_0 / 4) \quad (17a)$$

$$\epsilon_r = 2(1 + Y_0 / 4). \quad (17b)$$

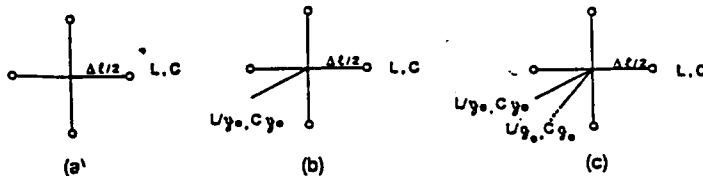


그림 9. TLM 기법에서 구현할 수 있는 여러가지 매질 :  
(a)자유공간, (b)무손실 유전체, (c)유손실 유전체

또한 매질의 경계면은 두 격자점의 중간에 위치시켜야 경계에서의 반사 펄스와 매질 내부의 반사펄스가 시간적인 일치를 이룰 수 있게 된다.

### 2.2.5 3차원 TLM 기법

앞에서는 주로 2차원 문제를 TLM 기법을 이용하여 구하는 방법에 대하여 설명하였다. 도파관 등 실제의 많은 문제들이 이러한 2차원 문제로 근사될 수 있기 때문에 2차원 TLM 기법은 유용한 기법으로 생각된다. 그러나, 복잡한 구조의 산란체나 평면형 전송선로와 같은 3차원 문제의 경우는 주어진 공간을 그림(10)과 같이 3차원 격자로 이산화하고 이들 격자 사이에 전송선로가 연결되어 있는 등가회로를 사용한다. 전체 등가회로는 복잡하지만 그 동작 원리는 2차원 TLM 기법과 동일하다. 자세한 3차원 TLM기법에 대한 설명과 그 응용에 관한 많은 자료가 발표되어 있다<sup>[8]</sup>.

### 2.2.6 응용 범위

TLM기법도 FD-TD와 마찬가지로 해석적 전처리 과정이 필요없고 프로그램이 단순하며 적용대상에 제한이 없기 때문에 전자파 해석의 모든 분야에 응용될 수 있다. 그러나, 구조가 아주 복잡한 3차원 문제의 경우 FD-TD 방법이 보다 더 효과적이라는 논문이 발표되기도 하였다<sup>[6]</sup>. 그렇지만 꾸준히 TLM기법을 효율적으로 만들기위한 시도가 계속되고 있으며 이에 관한 많은 논문이 발표되고 있다. TLM 기법은 처음에는 주로 도파관의 TE<sub>10</sub> 모드 해석 등 비교적 간단한 문제에 응용되었으나 3차원 TLM기법을 도입한 이후에는 평면형 전송선로, 비균일 / 비등방성 매질에서의 전파 특성, 그리고 전자파 산란 문제 등 점차 복잡한 구조의 문제에도 적용되고 있다.

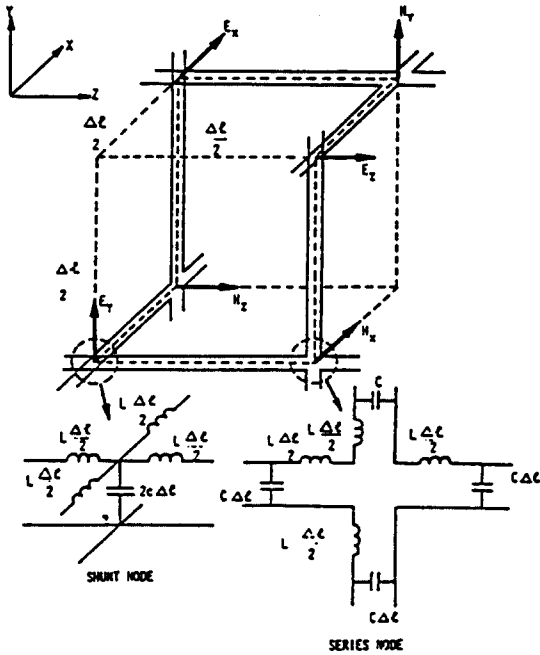


그림 10. 3차원 TLM 기법에서의 기본 격자구조

### III. 결 론

시간영역 해석기법은 주어진 공간을 간격이  $\lambda_{min} / 10$  보다 작은 3차원 격자로 이산화한 후, 각 격자점에서의 전자장을 시간적 행진을 통해 구하는 것이다. 이 때 모든 격자점을 컴퓨터 메모리에 대응시켜 처리하기 때문에 많은 기억소자가 필요하며 비록 시간적 행진이 단순한 연산의 반복이긴 하지만 매우 많은 연산이 필요하다. 따라서, 현재 흔히 사용되고 있는 컴퓨터(PC, 범용컴퓨터)로는 수행 시간이 너무 길어 많이 사용되는 기법은 아니다. 그러나, 장래에는 슈퍼컴퓨터등 병렬계산이 가능한 특수 컴퓨터의 발달과 그 보급이 확대됨에 따라 시간영역에서의 전자파 해석기법은 점차 복잡한 구조의 문제를 해결하는 간편한 수단 하나가 될 것으로 생각된다. 또한, 궁극적으로는 이 기법을 이용하여 컴퓨터가 자동적으로 문

제의 구조를 이산화하고 여기에 주어진 전자파원을 인가할 때의 전자장 분포를 보여 줄 수 있는 날이 올 것으로 기대된다.

### 参 考 文 献

1. T.Itoh, 'Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures,' John Wiley & Sons, 1989.
2. K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. AP-14, pp.302-307, May 1966.
3. P. B. Johns and R.L.Beurle, "Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix," Proc. Inst.Elec.Eng., vol.118, pp.1203-1208, Sep.1971.
4. A.Taflove and K. R. Umashankar, "Review of FD-TD numerical modeling of electromagnetic wave scattering and radar cross section," Proc. of the IEEE, vol.77, No.5, 1989.
5. A. Taflove and M.E.Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-depedent Maxwell's equations," IEE E Trans. MTT-23, pp.623-630, Aug. 1975.
6. D. H. Choi and W. J. R. Hoefer, "The Finite-Difference Time-Domain method and its application to eigenvalue problems," IEEE Trans. MTT-34, pp. 1464-1470, Dec. 1986.
7. X. Zhang, J. Fang, K. K. Mei, and Y. Liu, "Calculation of dispersion characteristics of microstrips by the time-domain finite difference method," IEEE Trans. MTT-36, pp.263-267, Feb, 1988.
8. W. J. R. Hoefer, "The transmission-line matrix method-theory and applications," IEEE Trans. MTT-33, pp.882-893, Oct. 1985.