

工學碩士 學位論文

주파수 의존형 FDTD 법을 이용한 페라이트 코어  
장착 선로의 해석

An Analysis of the Wire Surrounded with a Ferrite  
Core by Frequency Dependent-FDTD

指導教授 金 東 一

2004 年 2 月

韓國海洋大學校 大學院

電 波 工 學 科

梁 恩 貞

工學碩士 學位論文

주파수 의존형 FDTD 법을 이용한 페라이트 코어  
장착 선로의 해석

An Analysis of the Wire Surrounded with a Ferrite  
Core by Frequency Dependent-FDTD

指導教授 金 東 一

2004 年 2 月

韓國海洋大學校 大學院

電 波 工 學 科

梁 恩 貞

本 論 文 을 梁 恩 貞 의 工 學 碩 士  
學 位 論 文 으 로 認 准 함

委 員 長 : 工 學 博 士 趙 炯 來 (印)

委 員 : 工 學 博 士 尹 榮 (印)

委 員 : 工 學 博 士 金 東 一 (印)

2004 年 2 月

韓 國 海 洋 大 學 校 大 學 院

電 波 工 學 科

梁 恩 貞

## Abstract

*The suppression of electromagnetic (EM) wave noise is required for the efficient operation of communication system. In order to suppress EM wave radiation, generally, electromagnetic absorber such as ferrite core or ferrite bead is employed, and the ferrite material has a frequency dispersion characteristic. FDTD is an efficient method to perform the EM wave analysis for the ferrite material. Up to date, however, EM wave analysis for the wire coated with the ferrite core by FDTD method reflecting the frequency dispersion characteristics of the permeability has not been reported .*

*In this thesis, in order to confirm the suppression of the EM wave noise by ferrite core, the EM wave analysis was performed for the wire surrounded with ferrite core by using the frequency-dependent FDTD method, where the frequency dispersion characteristics of the permeability of the ferrite were considered. Concretely, firstly, we theoretically evaluated the reflection coefficient for the plane wave perpendicularly incident on the ferrite material, and confirmed the validity of the frequency-dependent FDTD method by comparing the reflection coefficient calculated by the frequency-dependent FDTD method with theoretically evaluated one. In addition, near-field EM dispersion and the load impedance were investigated for the wire loop surrounded with ferrite core. As a results, it was found that the results calculated by the frequency-dependent FDTD method showed a good agreement with those theoretically evaluated, which reveals the validity of the frequency-dependent FDTD.*

## Nomenclature

$f$	:	Frequency
$f_m$	:	Relaxation Frequency
$G$	:	Conductance
$\rho$	:	Charge density
$\mu_r$	:	Complex Relative Permeability
$\mu_\infty$	:	Relative Permeability of Infinite
$K_m$	:	Initial Relative Permeability
$K$	:	Relative Permeability in DC
$L$	:	Inductance per unit length
$\ell$	:	Finite Line of length
$M$	:	Mutual Inductance
$R$	:	Resistance per unit length
$f_0$	:	resonance frequency of
$f_1$	:	resonance frequency of spin
$\gamma$	:	Reflection coefficient

$Z$	:	Impedance
$\beta$	:	Phase Constant
$\gamma$	:	Propagation Constant
$\epsilon$	:	Permittivity
$\epsilon_0$	:	Permittivity of Vacuum
$\lambda$	:	Wavelength
$\mu$	:	Permeability
$\mu_i$	:	Initial Permeability
$\mu_0$	:	Permeability of Vacuum
$\sigma_w$	:	Conductivity
$\Phi$	:	Magnetic Flux

# - 목 차 -

Abstract .....	i
Nomenclatures .....	ii
제 1 장 서 론 .....	1
1.1 연구 배경 .....	1
1.2 연구 목적 .....	2
1.3 연구 내용 .....	3
제 2 장 주파수 의존형 FDTD 법 .....	4
2.1 FDTD 기본이론 .....	4
2.2 주파수 의존형 FDTD 법 .....	17
제 3 장 페라이트 코어 장착 선로 모델의 전자계 해석 .....	23
3.1 페라이트 코어 장착 선로 모델과 FDTD 해석 모델 .....	23
3.2 페라이트 코어에 의한 부하임피던스 .....	26
제 4 장 해석결과 및 분석 .....	31
4.1 페라이트 코어에 의한 부하임피던스 해석결과 .....	31
4.2 페라이트 코어 근방의 방사전자계 해석결과 .....	37
제 5 장 결 론 .....	39
참고문헌 .....	40

# 제 1 장 서 론

## 1.1 연구배경

산업이 발달함에 따라 전기·전자 기기의 소형화, 집적화, 고속화가 진행되며, 이에 따라 불요전자파의 방사, 노이즈 내성의 저하 등의 전자파 장애가 증가하고 있다. 오늘날 이러한 전기·전자 장치 및 정밀제어 시스템들의 안전한 동작과 정밀한 제어에 대한 요구조건이 강화되고 있으며, 이를 만족시키기 위한 연구도 활발히 진행되고 있다[1].

이러한 불요전자파를 효율적으로 억제하기 위한 대처법으로서 PCB배선과 선로(cable 등)에 페라이트 코어, 페라이트 비드, common mode filter 등의 자성재료들을 장착한 소자를 사용하는 방법들이 있다. 이런 대처법으로 설계 과정의 초기부터 가능한 EMC(Electromagnetic Compatibility)문제를 고려하여 노이즈 문제를 90 % 또는 그 이상 제거하여 장비를 제작하여 기술 가격, 경감 요소의 가격, 설치가, 기기의 크기, 무게, 전력 낭비를 줄 일수 있다 [2].

전송신호 및 기기에서 발생하는 전자파 잡음은 저주파에서 고주파까지의 넓은 범위내에서 존재하기 때문에, 목적하는 주파수대역에서 대책을 하는 경우가 많다. 잡음 대책 부품을 전기·전자 기기에 장착하여 대책할 때, 부품의 최적설계를 위해서, 부품을 장착한 경우의 부하 임피던스와 선로 주변의 전자계에 대해 넓은 주파수에서의 해석이 요구되고 있으며, 설계단계에서의 EMC 고려를 위해 시뮬레이션에 의한 평가 역시 요구되고 있다[2].



## 1.2 연구목적

페라이트를 이용한 잡음대책 부품의 효과의 검토에 있어서도, 페라이트 재료의 최적 설계를 위해서, 페라이트를 장착한 경우의 임피던스와 잡음 대책 부품의 전자계를 넓은 주파수 대역에서 해석할 필요가 있다. 또한, 장착 부분과 그 효과를 측정하는 것만이 아니라, 시뮬레이션에 의해 설계단계에서 평가가능한 것이 바람직하다.

페라이트 코어를 장착한 선로와 같은 3차원 구조를 해석하는 유효한 수치해석 방법 중 하나는 FDTD이며, 본 논문에서는 페라이트 코어 장착에 의한 PCB와 선로에서의 전자잡음과 그 억제효과를 FDTD ( Finite-Difference Time-Domain )시뮬레이션에 의해 해석, 평가 할 것이다.

여기서, 잡음 대책부품으로 사용하는 페라이트는 주파수분산 특성을 갖기 때문에 전자계의 정확한 해석을 위해서는, FDTD 해석에서 이것을 고려하지 않으면 안된다.

따라서, 본 논문에서는 선로에 장착된 페라이트 코어에 의한 불요 전자파 억제효과의 정확한 해석을 위해 넓은 주파수대역에 걸쳐 실험치와 잘 일치하며, 페라이트의 투자율 분산 곡선을 고려한 주파수 의존형 (Frequency Dependent) FDTD 법을 이용하여, 페라이트 코어를 장착한 선로를 해석하였다.

### 1.3 연구 내용

본 논문에서는, 넓은 주파수대역에 걸쳐 이론치와 잘 일치하는 주파수 분산식을 고려한 주파수 의존형 FDTD법을 이용하여 페라이트 코어를 장착한 선로를 해석하였다.

주파수 분산 특성을 고려하기 위해 Naito에 의해 보고된 페라이트의 주파수 분산식을 사용하였고, 주파수 의존형 FDTD법의 유효성을 검토하기 위해 선로에 페라이트 코어가 장착된 루프회로를 구성하였으며, 페라이트 코어 장착 선로의 부하효과에 대해서는 Fujiwara의 등가회로에 의한 계산값과 비교하였다.

그리고, 주파수 의존형 FDTD법을 이용하여 페라이트 코어 장착 선로에 있어서 페라이트 코어의 불요 전자파 억제효과를 해석하였으며, 페라이트 코어 장착 선로를 구성하여 측정된 전계값과 비교하였다.

## 제2장 주파수 의존형 FDTD 법

### 2.1 FDTD(Finite-Difference Time-Domain) 기본 이론

#### 2.1.1 FDTD를 이용한 전자장 해석

##### (1) FDTD의 원리 및 장점

벡터 편미분 방정식인 맥스웰 방정식을 유한차분법을 이용하여 시간과 공간 영역에 근사적으로 이산화시켜 전자기 문제를 분석하는 수치해석 방법이다.

또한 이 방법은 다음과 같은 장점을 가지고 있다 :

- 시스템의 공진 주파수를 기준으로 광대역 응답을 쉽게 예측 가능하다.
- 임의의 3차원 기하학적 모형의 해석이 용이하다.
- 완전 도체에서부터 실제(불완전)도체 그리고 전도도가 낮은 임의의 물체와의 상호작용에 관한 해석이 가능하다.
- 손실유전체, 자화물질, 이방성 플라즈마와 자화된 페라이트 등 주파수에 따라 특성이 변하는 물질에 대한 해석이 가능하다.
- 근거리 전계로부터 유도된 원거리 전계를 포함한 산란파, 안테나 패턴, 전류분포, 레이더크로스섹션(RCS)등 다양한 문제에 적용이 가능하다.

##### (2) FDTD 계산식 유도

시간적 변화를 갖는 맥스웰의 전계 및 자계방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \sigma * \mathbf{H} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

여기서  $E, H, D, B$  는 각각 전기, 자기, 전속밀도, 자속밀도를 나타내고  $\varepsilon, \mu, \sigma^*, \sigma$  는 각각 유전율, 투자율, 자기 및 전기의 도전율을 나타내며,  $\rho$  는 전하밀도이다.

식(2.1)과 식(2.2)를 각각 좌표계에서 다음의 6개의 스칼라 방정식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_x \right) \quad (2.5a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - \sigma^* H_y \right) \quad (2.5b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \sigma^* H_z \right) \quad (2.5c)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma^* E_x \right) \quad (2.6a)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma^* E_y \right) \quad (2.6b)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma^* E_z \right) \quad (2.6c)$$

공간과 시간의 변화에 대한 미분을 중앙 유한차분 근사를 이용하여 나타내면

$$\frac{\partial u^n(i, j, k)}{\partial y} \approx \frac{u^n_{i, j+1/2, k} - u^n_{i, j-1/2, k}}{\Delta y} \quad (2.7a)$$

$$\frac{\partial u^n(i, j, k)}{\partial x} \approx \frac{u^n_{i+1/2, j, k} - u^n_{i-1/2, j, k}}{\Delta x} \quad (2.7b)$$

$$\frac{\partial u^n(i, j, k)}{\partial z} \approx \frac{u^n_{i, j, k+1/2} - u^n_{i, j, k-1/2}}{\Delta z} \quad (2.7c)$$

$$\frac{\partial u^n(i, j, k)}{\partial t} \approx \frac{u^{n+1/2}_{i, j, k} - u^{n-1/2}_{i, j, k}}{\Delta t} \quad (2.7d)$$

여기서  $i, j, k$  는 Yee셀 내의 위치,  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  는 각각 Yee셀의  $x, y, z$  방향의 셀 간격,  $\Delta t$  는 시간 간격이고  $n$  은  $n\Delta t$  의 시간을 나타낸다.

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$  는 일반적으로 파장의 1/10보다 작아야 하며,  $\Delta t$  는 다음과 같은 안정 조건을 만족해야 한다.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (2.8)$$

여기서,  $c$  는 자유공간에서 빛의 속도이다.

손실이 없는 매질의 경우, 식(2.7)을 식(2.5)와 식(2.6)에 적용하면 다음의 유한차분 방정식을 얻을 수 있고, 공간적으로 나타내면 그림 2.1과 같이 나타낼 수 있다[3][4].

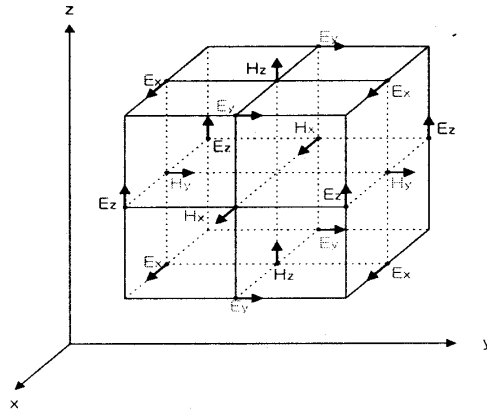


그림 2.1 Yee 공간 격자구조

Fig. 2.1 Yee space lattice

$$\begin{aligned} H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) &= H_x^{n-1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} [E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k)] \\ &- \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} [E_z^n(i, j + 1, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2})] \end{aligned} \quad (2.9a)$$

$$\begin{aligned}
H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) &= H_y^{n-1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} [E_z^n(i+1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2})] \\
&- \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} [E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k+1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k)]
\end{aligned} \tag{2.9b}$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) &= H_z^{n-1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} [E_x^n(i + \frac{1}{2}, j+1, k) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k)] \\
&- \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} [E_y^n(i+1, j + \frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k)]
\end{aligned} \tag{2.9c}$$

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, k) &= E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} [H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k)] \\
&- \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} [H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2})]
\end{aligned} \tag{2.10a}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, k) &= E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} [H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})] \\
&- \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} [H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k)]
\end{aligned} \tag{2.10b}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1}(i, j, k + \frac{1}{2}) &= E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \\
&+ \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} [H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})] \\
&- \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} [H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})]
\end{aligned} \tag{2.10c}$$

FDTD 알고리즘에서 전계와 자계의 값은 식(2.9)와 식(2.10)을 사용하여 갱신된다. 즉, 자계의 각 성분의 값을 계산한 뒤 컴퓨터 메모리에 저장하고  $\Delta t/2$  시간 후에 전계의 각 성분의 값을 계산한다. 그리고, 과도현상이 사라질 때까지 위 과정을 반복하여 수행하게 된다.

## 2.1.2 흡수경계조건

FDTD에서는 계산영역의 외측 경계의 취급이 중요하다. 계산영역의 경계는 가상적인 반사면으로 작용하기 때문에 불필요한 반사가 계산 결과에 영향을 미칠 염려가 있다. 계산의 대상이 되는 물체가 파장과 비교해서 큰 경우, 또는 충분히 시간이 경과한 후의 전자계가 문제가 되는 경우에는 경계의 영향을 피하기 위하여 충분히 커다란 계산 영역을 취해야할 필요가 있다. 그러나 컴퓨터가 무한한 데이터의 양을 처리할 수 없기 때문에 ‘열린’ 공간에서 산란 문제를 FDTD를 이용하여 시뮬레이션 할 수 없기 때문에 계산 영역을 산란체를 포함하는 적절한 경계조건을 만족하는 유한한 범위 안에 두어야 하며, 이를 위해 Mur나 PML 방법을 사용한다.

### (1) PML(Perfect Matched Layer)

Berenger는 그림2.2와 같은 완전 도체벽과 PML 물질에 의해 둘러싸인 자유공간의 유한차분법 계산 영역을 제안했다.

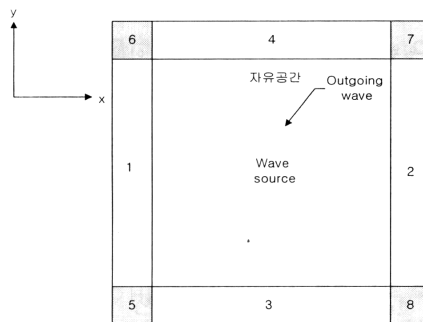


그림 2.2 2차원 PML 구조

Fig. 2.2 PML structure of 2 Dimension

표 1. 각 PML 영역에서 전자계 손실

Table 1. Electromagnetic loss in PML area

①	PML $(\sigma_{x1}, \sigma_{x1}^*, 0, 0)$
②	PML $(\sigma_{x2}, \sigma_{x2}^*, 0, 0)$
③	PML $(0, 0, \sigma_{y1}, \sigma_{y1}^*)$
④	PML $(0, 0, \sigma_{y2}, \sigma_{y2}^*)$
⑤	PML $(\sigma_{x1}, \sigma_{x1}^*, \sigma_{y1}, \sigma_{y1}^*)$
⑥	PML $(\sigma_{x1}, \sigma_{x1}^*, \sigma_{y2}, \sigma_{y2}^*)$
⑦	PML $(\sigma_{x2}, \sigma_{x2}^*, \sigma_{y2}, \sigma_{y2}^*)$
⑧	PML $(\sigma_{x2}, \sigma_{x2}^*, \sigma_{y1}, \sigma_{y1}^*)$

횡방향 전계파(TE)의 맥스웰의 방정식에서

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (2.11a)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.11b)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.11c)$$

$H_z$  를  $H_{zx}$  와  $H_{zy}$  로 분리하면 다음과 같은 네 개의 방정식을 얻을 수 있다.

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.12a)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (2.12b)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (2.12c)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.13d)$$

여기서  $\sigma_x, \sigma_y$  는 전계 전도율을 나타내고,  $\sigma_x^*, \sigma_y^*$  는 자계 손실



을 나타낸다.

만일  $\sigma_y = \sigma_y^* = 0$  라면 PML 물질은 x축을 따라 전파해가는  $(E_y, H_{zx})$  를 흡수할 수 있지만 y축을 따라 전파해 가는  $(E_x, H_{zy})$  는 흡수할 수 없게된다. 만일  $\sigma_x = \sigma_x^* = 0$  인 경우에는 위와 반대이다.

그림2.3과 같이 전계의 크기가  $E_0$  이고 y축과  $\phi$  각도로 입사하는 정현파의 PML 물질에서 전파를 생각해보자.

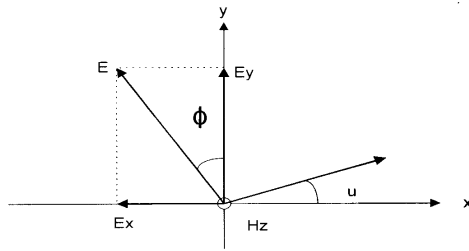


그림 2.3 PML물질에 전파의 입사

Fig. 2.3 Incident of wave in PML medium.

$$E_x = -E_0 \sin\phi e^{j\omega(t - \alpha x - \beta y)} \quad (2.14a)$$

$$E_y = E_0 \cos\phi e^{j\omega(t - \alpha x - \beta y)} \quad (2.14b)$$

$$H_{zx} = H_{zx0} e^{j\omega(t - \alpha x - \beta y)} \quad (2.14c)$$

$$H_{zy} = H_{zy0} e^{j\omega(t - \alpha x - \beta y)} \quad (2.14d)$$

식(2.14)를 PML 수정 맥스웰 방정식에 대입한 후  $\alpha, \beta$  와

$H_{zx0}, H_{zy0}$  를 구하면,

$$\alpha = \frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{G} \left(1 - j \frac{\sigma_x}{\omega \epsilon_0}\right) \cos\phi \quad (2.15a)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{G} (1 - j \frac{\sigma_y}{\omega \varepsilon_0}) \sin \phi \quad (2.15b)$$

$$H_{z\phi} = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{1}{G} \cdot w_x \cos^2 \phi \quad (2.15c)$$

$$H_{z\theta} = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{1}{G} \cdot w_y \sin^2 \phi \quad (2.15d)$$

여기서,

$$G = \sqrt{w_x \cos^2 \phi + w_y \sin^2 \phi}$$

$$w_x = \frac{1 - j \frac{\sigma_x}{\omega \varepsilon_0}}{1 - j \frac{\sigma_x^*}{\omega \mu_0}}, \quad w_y = \frac{1 - j \frac{\sigma_y}{\omega \varepsilon_0}}{1 - j \frac{\sigma_y^*}{\omega \mu_0}}$$

$H_0$  는  $H_{z\theta}$  와  $H_{z\phi}$  의 합이므로  $H_0 = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot G$  가 되고 결국

국 임피던스  $Z$ 는

$$Z = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \cdot \frac{1}{G} \quad (2.16)$$

이 된다.

만일 PML 영역에서  $\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0}$  인 조건을 만족하면 주파수에 관계없이  $w_x = w_y = G = 1$  이 되어 전자계의 필드와 임피던스는 다음과 같다.

$$\Psi = \Psi_0 e^{j\omega(t - \frac{x \cos \phi + y \sin \phi}{c})} e^{-\frac{\sigma_x \cos \phi}{\varepsilon_0 c} x} e^{-\frac{\sigma_y \sin \phi}{\varepsilon_0 c} y} \quad (2.17a)$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad (2.17b)$$

식 (2.17)의 첫 번째 지수항은 입사각  $\phi$  로 PML 영역에서 전파되는 것을 나타내고 나머지 지수항은 x축과 y축을 따라 전자계의 세기가 지수함수적으로 감소하는 것을 나타낸다. 입사되는 각도와 관계없이 유한차분법 계산 영역과 PML의 영역과의 임피던스 정합

이 일어나 반사파가 생기지 않게 되어 ‘열린’공간으로 전파해 가는 것처럼 된다. 따라서 전자계는 PML 물질 내에서 반사를 일으키지 않고 매우 빨리 감쇠되며 전파된다.

3차원 PML 식을 유도하기 위해 전계와 자계를 각각 두 성분으로 구분하여 전개하면 다음과 같다.

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{xy} = - \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \quad (2.18a)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{xz} = \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} \quad (2.18b)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{yz} = - \frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial z} \quad (2.18c)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{yx} = \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} \quad (2.18d)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = - \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial x} \quad (2.18e)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial y} \quad (2.18f)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (2.19a)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_z E_{xz} = - \frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial z} \quad (2.19b)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_z E_{yz} = \frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial z} \quad (2.19c)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_x E_{yx} = - \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (2.19d)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_x E_{zx} = \frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial x} \quad (2.19e)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_y E_{zy} = - \frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial y} \quad (2.19f)$$

여기서  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  는 각각  $x, y, z$  방향으로 전파하는 파에 대

한 도전율이고,  $\sigma_x^*, \sigma_y^*, \sigma_z^*$  는 각각  $x, y, z$  방향으로 전파하는 파에 대한 도자율이다. 만약 매질의 각 방향에 있어 도전율과 도자율의 쌍  $(\sigma_x, \sigma_x^*), (\sigma_y, \sigma_y^*)$  와  $(\sigma_z, \sigma_z^*)$  가 동시에 만족할 수 있으면 진공의 임의의 각도에서 매질에 입사되어진 파(평행방향을 제외)가 완전히 흡수되어진다. 따라서, FDTD의 해석영역을 PML으로 완전히 둘러싸는 것에 의해 FDTD 해석영역의 외측에 도달하는 전자계 성분을 완전히 흡수할 수 있다.

차분화 표현을 구할 때 우선  $z$ 방향에 대해서 다음의 계수를 정의한다.

$$C_{az}(\kappa) = e^{-\frac{\sigma_z(\kappa)\Delta t}{\epsilon_0}}, \quad C_{bz}(\kappa) = \frac{1 - e^{-\sigma_z(\kappa)\Delta t/\epsilon_0}}{\sigma_z(\kappa)\Delta z}$$

$$D_{az}(\kappa) = e^{-\frac{\sigma_z^*(\kappa)\Delta t}{\mu_0}}, \quad D_{bz}(\kappa) = \frac{1 - e^{-\sigma_z^*(\kappa)\Delta t/\mu_0}}{\sigma_z^*(\kappa)\Delta z}$$

여기서  $\sigma_z$  와  $\sigma_z^*$  는  $z$  방향의 위치  $z(\kappa)$  만의 함수이고 실제의 계산에서는 다음과 같은 적분평균치를 이용한다.

$$\sigma_z(\kappa) = \frac{1}{\Delta z} \int_{z(\kappa) - \Delta z/2}^{z(\kappa) + \Delta z/2} \sigma_z(z') dz'$$

$$\sigma_z^*(\kappa) = \frac{1}{\Delta z} \int_{z(\kappa)}^{z(\kappa) + 1} \sigma_z^*(z') dz'$$

이들의 계수를 이용하여 3차원의 진공매질에 대한 PML에 있어서의 전부 12개의 전개·자계성분을 다음의 차분식에 의해 구할 수 있다.

$$H_{xy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \kappa) = D_{ay}(j) H_{xy}^{n-\frac{1}{2}} - D_{by}(j) \cdot [E_{zx}^n(i, j+1, \kappa) + E_{zy}^n(i, j+1, \kappa) - E_{zx}^n(i, j, \kappa) - E_{zy}^n(i, j, \kappa)] \quad (2.20a)$$

$$H_{xz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \kappa) = D_{az}(\kappa) H_{xz}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, \kappa) - D_{bz}(\kappa) \cdot [E_{yx}^n(i, j, \kappa+1) + E_{yz}^n(i, j, \kappa+1) - E_{yx}^n(i, j, \kappa) - E_{yz}^n(i, j, \kappa)] \quad (2.20b)$$

$$H_{yz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) = D_{az}(\ell) H_{yz}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - D_{bz}(\ell) \cdot [E_{xy}^n(i, j, \ell+1) + E_{xz}^n(i, j, \ell+1) - E_{xy}^n(i, j, \ell) - E_{xz}^n(i, j, \ell)] \quad (2.20c)$$

$$H_{yx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) = D_{ax}(\ell) H_{yx}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + D_{bx}(\ell) \cdot [E_{zx}^n(i+1, j, \ell) + E_{zy}^n(i+1, j, \ell) - E_{zx}^n(i, j, \ell) - E_{zy}^n(i, j, \ell)] \quad (2.20d)$$

$$H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) = D_{ax}(\ell) H_{zx}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + D_{bx}(\ell) \cdot [E_{yx}^n(i+1, j, \ell) + E_{yz}^n(i+1, j, \ell) - E_{yx}^n(i, j, \ell) - E_{yz}^n(i, j, \ell)] \quad (2.20e)$$

$$H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) = D_{ay}(\ell) H_{zy}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - D_{by}(\ell) \cdot [E_{xy}^n(i, j+1, \ell) + E_{xz}^n(i, j+1, \ell) - E_{xy}^n(i, j, \ell) - E_{xz}^n(i, j, \ell)] \quad (2.20f)$$

$$E_{xy}^{n+1}(i, j, \ell) = C_{ay}(\ell) E_{xy}^n(i, j, \ell) - C_{by}(\ell) \cdot [H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, \ell) - H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, \ell)] \quad (2.21a)$$

$$E_{xz}^{n+1}(i, j, \ell) = C_{az}(\ell) E_{xz}^n(i, j, \ell) - C_{bz}(\ell) \cdot [H_{yx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + H_{yz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - H_{yx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell-1) - H_{yz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell-1)] \quad (2.21b)$$

$$E_{yz}^{n+1}(i, j, \ell) = C_{az}(\ell) E_{yz}^n(i, j, \ell) - C_{bz}(\ell) \cdot [H_{xy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + H_{xz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - H_{xy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell-1) - H_{xz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell-1)] \quad (2.21c)$$

$$E_{yx}^{n+1}(i, j, \ell) = C_{ax}(\ell) E_{yx}^n(i, j, \ell) - C_{bx}(\ell) \cdot [H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, \ell) - H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, \ell)] \quad (2.21d)$$

$$E_{zx}^{n+1}(i, j, \ell) = C_{ax}(\ell) E_{zx}^n(i, j, \ell) - C_{bx}(\ell) \cdot [H_{yx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + H_{yz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - H_{yx}^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, \ell) - H_{yz}^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, \ell)] \quad (2.21e)$$

$$E_{zy}^{n+1}(i, j, \ell) = C_{ay}(\ell) E_{zy}^n(i, j, \ell) - C_{by}(\ell) \cdot [H_{xy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) + H_{xz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \ell) - H_{xy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, \ell) - H_{xz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, \ell)] \quad (2.21f)$$

그림 2.4는 3차원 FDTD 해석을 위한 PML 흡수경계를 나타낸다. 그림 2.4의 중앙에 있는 FDTD 해석영역을 완전히 둘러싸기 위해

합계 26개의 PML 영역 전부에 대해 개별적으로 처리할 필요는 없다. 예를 들면, 그림 2.4에서는 계산영역을 3개의 부분(Region I, II, III)으로 나누고 있다. 우선 Region I 과 Region III에 PML  $(\sigma_x, \sigma_x^*, 0, 0, 0, 0)$  의 조건을 적용하는 것으로 이 2개의 영역에 입사하는 전계·자계의  $x$  방향에 전파하는 4개의 성분  $(E_{yx}, E_{zx}, H_{yx}, H_{zx})$  을 완전히 흡수시킨다. 단,  $y$  와  $z$  방향으로 전파하는 그 밖의 8개의 성분에 대해서는 진공중과 같은 FDTD 차분식을 이용하여 구할 수 있다. 한편, 이 때 Region II에 대해서는 12개의 전계·자계성분 전부를 진공중과 같은 FDTD 차분식을 이용하여 구할 수 있다(단, FDTD 해석영역내의 전자계성분을 6개로 정의한 경우에는 외측의 링크모양의 영역과는 별도로 계산할 필요가 있다). 다음에  $y$  방향에 따라 해석영역을 3개의 부분으로 나누고 FDTD 해석영역을 끼운 상하측의 영역에 대해서 PML  $(0, 0, \sigma_y, \sigma_y^*, 0, 0)$  의 조건을 적용하는 것으로  $y$  방향으로 전파하는 4개의 성분  $(E_{xy}, E_{zy}, H_{xy}, H_{zy})$  을 완전히 흡수시킨다. 마지막으로  $z$  방향에 대해서도 같은 처리를 행하고  $z$  방향으로 전파하는 4개의 성분  $(E_{xz}, E_{yz}, H_{xz}, H_{yz})$  을 완전히 흡수시킨다. 이와같은  $x, y, z$  방향에 대해 합계 3회의 처리를 행하는 것에 의해 26개의 PML영역에 의한 총 12개의 전자계성분의 흡수가 전부 자동적으로 계산되어지고 3차원 FDTD 문제에 대한 PML의 흡수경계조건이 만족되어진다[5].

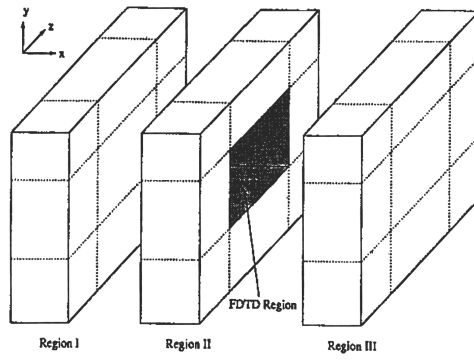


그림 2.4 3차원 FDTD 해석을 위한 PML 흡수경계

Fig. 2.4 PML absorbing boundary for FDTD analysis of 3 dimension

## 2.2 주파수 의존형 FDTD 법

EMC 대책에 이용되고 있는 페라이트는 이방성이 약한 스피넬형이 일반적이라고 생각되어 지고 있어, 본 논문에서는 이방성을 고려하지 않는다. 한편 페라이트의 투자율의 허수부  $\mu_r''$  에 의한 저항성분이 잡음성분을 열로 변환하여 잡음을 제거하기 때문에  $\mu_r''$  의 표현이 중요하다. FDTD법으로 주파수 분산성을 고려하는 방법등에는 모델화가 용이한 RC(Recursive Convolution)법[3]을 이용한다.

일반적으로 주파수영역에서 자속밀도  $B(\omega)$  는

$$B(\omega) = \mu_0 \mu_r^*(\omega) H(\omega) \quad (2.22)$$

으로 표현된다. 단  $\mu_0$  는 진공중의 투자율,  $\mu_r$  은 복소비투자율,  $B$  는 자속밀도,  $H$  는 자계이다. 여기에서,  $\mu_r^*(\omega)$  는 주파수 무한대의 크기의 비투자율  $\mu_\infty$  와 전기 비 감수율(분극율)  $\chi(\omega)$  의 합

$$\mu_r^*(\omega) = \mu_\infty + \chi(\omega) \quad (2.23)$$

으로 표현된다. 따라서 식(2.22)는

$$B(\omega) = \mu_0 \mu_\infty H(\omega) + \mu_0 \chi(\omega) H(\omega) \quad (2.24)$$

으로 쓸수 있으며, 이것을 시간영역으로 변환하면

$$B(t) = \mu_0 \mu_\infty H(t) + \mu_0 \int_0^t \chi(\tau) H(t-\tau) d\tau \quad (2.25)$$

이다. 여기서, 이론적으로 도출되고 실험적으로도 검증된 주파수 분산식[9][10]

$$\begin{aligned} \mu_r^*(f) &= \mu_r' - j\mu_r'' \\ &= 1 + \frac{K}{1 + j\mathcal{M}f_1} + \frac{K_m f_0^2}{f_0^2 - f^2 + j\mathcal{R}f} \end{aligned} \quad (2.26)$$

을 이용한다. 단,  $K$  는 페라이트의 스핀 회전운동에 관계하는 초기 비투자율,  $f_1$  은 스핀 공명주파수,  $K_m$  은 자벽의 운동에 관계



하는 초기 비투자율,  $f_0$  는 자벽 공명주파수,  $\gamma$  는 댐핑(damping) 계수이다. 식(2.26)을 각주파수 표기로 바꾸면

$$\mu_s^*(\omega) = 1 + \frac{\mu_s - 1}{1 + j\omega\tau_0} + \frac{(\mu_s' - 1)\omega_p^2}{\omega_p^2 + j2\delta_p\omega - \omega^2} \quad (2.27)$$

이다. 단  $\tau_0 = 1/2\pi f_1$ ,  $\mu_s = K+1$ ,  $\omega_p = 2\pi f_0$ ,  $\delta_p = \gamma\pi$ ,  $\mu_s' = K_m + 1$  이다. 제2항(스핀회전항)이 Debye 분산, 제3항(자벽운동항)이 Lorentz분산형으로 표시되므로, 식(2.27)은

$$\mu_s^*(\omega) = 1 + X_{debye}(\omega) + X_{lorentz}(\omega) \quad (2.28)$$

이다. 단,

$$X_{debye}(\omega) = \frac{\mu_s - 1}{1 + j\omega\tau_0} \quad (2.29)$$

$$X_{lorentz}(\omega) = \frac{(\mu_s' - 1)\omega_p^2}{\omega_p^2 + j2\delta_p\omega - \omega^2} \quad (2.30)$$

으로 쓰인다.

식(2.23)에 있어 페라이트의  $\mu_\infty$  는 1이므로,  $X(\omega)$  는 식(2.28)에서

$$X(\omega) = X_{debye}(\omega) + X_{lorentz}(\omega) \quad (2.31)$$

로 나타나다. 식(2.25)를 RC법을 써서 FDTD법의 형식으로 정식화하면

$$B(\delta) \simeq B(n\Delta t) = B^n \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} B^n &= \mu_\infty \mu_0 H^n + \mu_0 \int_0^{n\Delta t} X(\tau) H(n\Delta t - \tau) d\tau \\ &= \mu_\infty \mu_0 H^n + \mu_0 \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} X(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$B^{n+1} = \mu_\infty \mu_0 H^{n+1} + \mu_0 \sum_{m=0}^n H^{n+1-m} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} X(\tau) d\tau \quad (2.34)$$

$$\frac{B^{n+1}(\delta) - B^n(\delta)}{\Delta t} = - \frac{E^{n+1/2}(j + \frac{1}{2}) - E^{n+1/2}(j - \frac{1}{2})}{\Delta x} \quad (2.35)$$

$$B^{n+1}(z) - B^n(z) = \mu_0 \mu_\infty [H^{n+1}(z) - H^n(z)] \\ + \mu_0 H^{n+1} X^0 + \mu_0 \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(z) (X^{(m+1)} - X^m)$$

(2.36)

여기서,

$$X^m = \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} X(\tau) d\tau \quad (2.37)$$

이다.

$$B^{n+1}(z) - B^n(z) = (\mu_0 \mu_\infty + \mu_0 X^0) H^{n+1}(z) \\ - \mu_0 \mu_\infty H^n(z) - \mu_0 \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(z) \Delta X^m \quad (2.38)$$

여기서,

$$\Delta X^m = X^m - X^{m+1} \quad (2.39)$$

식(2.38)의 좌변에 식(2.35)를 대입하면

$$(\mu_0 \mu_\infty + \mu_0 X^0) H^{n+1}(z) - \mu_0 \mu_\infty H^n(z) - \mu_0 \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(z) \Delta X^m \\ = -\frac{\Delta t}{\Delta x} [E^{n+1/2}(z + \frac{1}{2}) - E^{n+1/2}(z - \frac{1}{2})] \quad (2.40)$$

$H^{n+1}(z)$  로 정리하면,

$$H^{n+1}(z) = \frac{1}{1+X^0} H^n(z) \\ + \frac{1}{1+X^0} \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(z) \Delta X^m \\ - \frac{\Delta t/\mu_0}{1+X^0} [E^{n+1/2}(z + \frac{1}{2}) - E^{n+1/2}(z - \frac{1}{2})] \quad (2.41)$$

이다.

(2.29)의  $X_{\text{debye}}(\omega)$  의 inverse Fourier transform은

$$X_{\text{debye}}(t) = \frac{\mu_s - 1}{t_0} e^{-\frac{t}{t_0}} \mathcal{U}(t) \quad (2.42)$$

이다.

(2.37)을 (2.42)에 적용하면,

$$X_{debye}^m = (\mu_s - 1) e^{-\frac{m\Delta t}{t_0}} [1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}}] \quad (2.43)$$

이다. 식(2.39)에 의해

$$\Delta X_{debye}^m = (\mu_s - 1) e^{-\frac{m\Delta t}{t_0}} [1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}}]^2 \quad (2.44)$$

이다.

식(2.43), (2.44)를 사용하여 식(2.41)의  $H^{n+1}$ 의 debye항을 구할 경우, 식(2.41)의 convolution summation항을 계산하기 위해서 우리는 자계의 모든 과거값을 저장해야만 한다. 즉 컴퓨터 메모리와 계산 시간의 증가를 필요로 한다. 따라서 이 문제를 해결하기 위해 식(2.41)의 제2항의 convolution summation을 변수  $\Psi^n$ 으로 정의하면,

$$\begin{aligned} \Psi^n(i) &= \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(i) \Delta X^m \\ &= \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m}(i) (\Delta X_{debye}^m + \Delta X_{lorentz}^m) \\ &= \Psi_{debye}^n + \Psi_{lorentz}^n \end{aligned} \quad (2.45)$$

이다.

n=1일 때, 식(2.45)의 debye항은

$$\Psi_{debye}^1 = \sum_{m=0}^0 H^{1-m}(i) \Delta X_{debye}^m = H^1 \Delta X_{debye}^0 \quad (2.46)$$

이고, n=2일 때,

$$\Psi_{debye}^2 = \sum_{m=0}^1 H^{2-m}(i) \Delta X_{debye}^m = H^2 \Delta X_{debye}^0 + H^1 \Delta X_{debye}^1 \quad (2.47)$$

식(2.44)으로부터,

$$\Delta X_{debye}^{m+1} = e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Delta X_{debye}^m \quad (2.48)$$

식(2.48)와 (2.46), (2.47)을 이용하면

$$\begin{aligned} \Psi_{debye}^2 &= H^2 \Delta X_{debye}^0 + H^1 e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Delta X_{debye}^0 \\ &= H^2 \Delta X_{debye}^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Psi_{debye}^1 \end{aligned}$$

따라서, 식(2.45)의 debye항은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Psi_{debye}^n = H^n \Delta X_{debye}^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Psi_{debye}^{n-1} \quad (2.50)$$

단,

$$X_{debye}^0 = (\mu_s - 1)(1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}})$$

$$\Delta X_{debye}^0 = (\mu_s - 1)(1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}})^2$$

이 결과는 summation의 수천개의 항을 계산하는 대신에 즉, 자계의 모든 과거값을 저장하는 대신에 식(2.50)만 계산하면 된다는 것을 나타낸다.

식(2.30)의 Fourier transform pair는

$$x_{lorentz}(\lambda) = \gamma_\rho e^{-\alpha_\rho \lambda} \sin(\beta_\rho \lambda) \mathcal{U}(\lambda) \Leftrightarrow \frac{\gamma_\rho \beta_\rho}{(\alpha_\rho^2 + \beta_\rho^2) + 2j\omega \alpha_\rho - \omega^2} \quad (2.51)$$

여기서,

$$\alpha_\rho = \delta_\rho, \quad \beta_\rho = \sqrt{\omega_\rho^2 - \delta_\rho^2}, \quad \gamma_\rho = \frac{\omega_\rho^2 G_\rho (\mu_s - 1)}{\beta_\rho}.$$

식(2.51)의  $x_{lorentz}(\lambda)$ 의 시간 의존항은 이산 컨벌루션의 형태가 아니다. 따라서, 본 논문에서는 복소 시간 영역 자화율을 다음과 같이 정의한다.

$$\widehat{x}_{lorentz}(\tau) = -j\gamma_\rho e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)\tau} \mathcal{U}(\tau) \quad (2.52)$$

따라서,

$$x_{lorentz}(\tau) = \mathcal{Rd}[\widehat{x}_\rho(\tau)] \quad (2.53)$$

여기서, “ $\widehat{\phantom{x}}$ ”은 복소 양을 의미한다.

식(2.37)과 (2.39)를 식(2.52)에 적용하면,

$$\widehat{x}_{lorentz}^m = \frac{-j\gamma_\rho}{\alpha_\rho - j\beta_\rho} e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)m\Delta t} [1 - e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)\Delta t}] \quad (2.54)$$

이고,

$$\Delta \widehat{x}_{lorentz}^m = \frac{-j\gamma_\rho}{\alpha_\rho - j\beta_\rho} e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)m\Delta t} [1 - e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)\Delta t}]^2 \quad (2.55a)$$

$$\Delta \widehat{X}_{\text{lorentz}}^{m+1} = e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)m\Delta t} \Delta \widehat{X}_{\text{lorentz}}^m \quad (2.55b)$$

식(2.45)의 lorentz항을 계산하는 것은 debye항을 계산하는 것과 같다. 따라서,

$$\Psi_{\text{lorentz}}^n = \sum_{m=0}^{n-1} H^{n-m} \Delta X_{\text{lorentz}}^m = \text{Re}[\widehat{\Psi}_{\text{lorentz}}^n] \quad (2.56)$$

$$\widehat{\Psi}_{\text{lorentz}}^n = H^n \Delta \widehat{X}_{\text{lorentz}}^0 + e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)m\Delta t} \widehat{\Psi}_{\text{lorentz}}^{n-1} \quad (2.57)$$

여기서,

$$X^0 = \text{Re}[\widehat{X}_{\text{lorentz}}^0]$$

따라서, 식(2.45)는

$$\begin{aligned} \Psi^n &= \Psi_{\text{debye}}^n + \text{Re}[\widehat{\Psi}_{\text{lorentz}}^n] \\ &= H^n \Delta X_{\text{debye}}^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Psi_{\text{debye}}^{n-1} \\ &\quad + \text{Re}[H^n \Delta \widehat{X}_{\text{lorentz}}^0 + e^{(-\alpha_\rho + j\beta_\rho)m\Delta t} \widehat{\Psi}_{\text{lorentz}}^{n-1}] \end{aligned} \quad (2.58)$$

이다.

### 제3장 페라이트 코어 장착 선로 모델의 전자계 해석

선로에 페라이트 코어가 장착된 단순한 루프회로를 구성하여 주파수 의존형 FDTD 모델화의 유효성의 기초를 검토하였다. 동시에, 페라이트의 부하효과에 대하여 Fujiwara의 등가회로에 의한 계산값과 비교한다. 또, 등가회로에서는 해석되지 않는 페라이트 코어 주변의 전자계 해석을 하고 그 방사잡음의 검토가 가능하더라는 것을 분명히 하고자 한다.

#### 3.1 페라이트 코어 장착 선로 모델과 FDTD 해석 모델

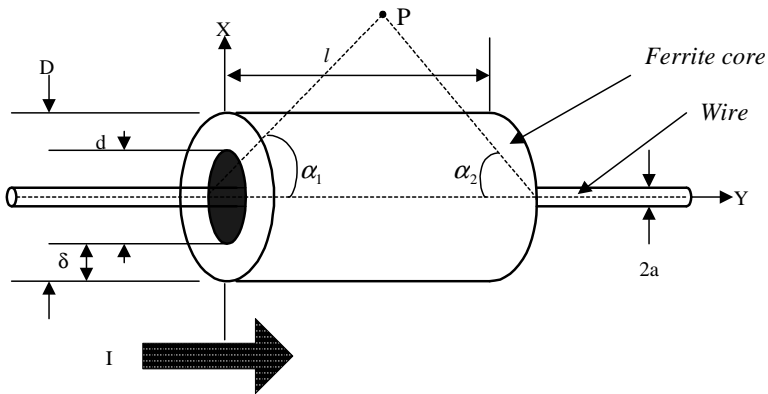


그림 3.1 전원선에 장착한 페라이트 코어의 외형 및 좌표

Fig. 3.1 External appearance of ferrite core inserted in the power line and analysis of coordinates.

선로에 장착한 페라이트 코어의 개략적인 형태를 그림3.1에 나타냈다. 페라이트 코어의 외경  $D=15\text{ mm}$ , 내경  $d=9\text{ mm}$ , 두께  $\delta=3\text{ mm}$  로 하였다. 또 길이  $l$  에 대하여는, 식(3.1)에서 구하여지는  $\xi$  에 대하여  $l \geq D\xi$  관계를 만족시키면 된다고 보고되어 있다 [12]. 이에 따라 최소로  $l=12\text{ mm}$  로 하였다. 또  $20, 28\text{ mm}$  에 대해

여 계산하고,  $\gamma$ 의 차에 의한 영향에 대하여도 검토를 하였다.

$$\xi = \frac{1-2\delta/D}{\delta/D} \ln \frac{1}{\sqrt{1-2\delta/D}} \quad (3.1)$$

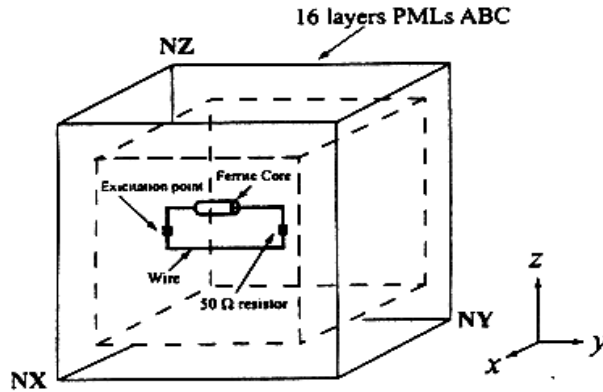


그림 3.2 페라이트 코어를 포함한 회로 모델과 계산 영역

Fig. 3.2 Circuit model with a ferrite core and its calculation domain.

표2. 회로 모델과 계산 영역의 크기

Table 2. Geometry of circuit model and calculation domain.

계산항목	d1 [mm]	d2 [mm]	해석공간 [cell]
임피던스	30	10	150*150*150
근방전자계	200	10	150*300*150

본 모델과 그 FDTD해석 공간을 그림3.2에 나타내었다. 선로 모델의 크기는 시뮬레이션이 용이하고, 결과를 비교할 수 있도록 표2에 나타내었다.  $z$  방향(높이방향)의 선로길이를  $d2 = 10 \text{ mm}$  로하였다,  $y$  축 방향(길이방향)의 선로길이에 대하여는, 부하임피던스의 계산에서는  $d1 = 30 \text{ mm}$  로 하고, 해석공간을  $150 \times 150 \times 150$  셀로 하였다.

또한, 전자계 계산에서는  $d1 = 200 \text{ mm}$  로 하고, 해석공간을  $150 \times 300 \times 150$  셀로하였다. 모든 경우에서, 해석 모델은 해석 공간의 중앙에 배치하였다. 해석하는 주파수 대역은  $1 \text{ MHz} \sim 1 \text{ GHz}$ 로 하고 페라이트에 의한 과장 단축율을 고려하여 셀사이즈를  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \text{ mm}$  로 하였다. Courant의 제안조건[4]에 의해 타임 스텝을  $\Delta t = 1.9258 \text{ ps}$  로 하였다. 흡수경계조건은 16층 PML(Perfect Matched Layer)을 이용하였다. 대역폭  $1 \text{ GHz}$ 의 Gaussian Pulse를 여진하고, 전류를 수렴시킬 목적으로 여진원(신호원)의 내부저항을  $50 \text{ } \Omega$ 으로 하였다. 또 선로를 저항  $50 \text{ } \Omega$ 으로 종단하였다. 선로에 대하여는 반경  $0.135 \text{ mm}$ 의 완전 도체의 와이어로 하여 서브셀법[4]을 이용하고, 페라이트는 원주 표면을 정방향으로 근사시켜 각각 모델화하였다.



### 3.2 페라이트 코어에 의한 부하임피던스

페라이트 코어를 장착한 도선의 고주파 임피던스를 구한다. 단, 여기서 도선의 표피저항보다도 외부 임피던스에 의한 리액턴스쪽이 충분히 큰 주파수를 대상으로 한다. 도선에 장착한 페라이트 코어의 외관과 임피던스해석을 위한 좌표계를 그림 3.1에 나타낸다.  $\mu_0$ 는 진공중의 투자율이다. 도선에 각주파수  $\omega$ 의 정현파 전류  $I$ 를 흘릴 경우, 페라이트 코어 장착에서 임피던스  $Z$ 는 장착 장소의 전위차를 전류에 의해서 구할 수 있다. 전위차는 도선 주위의 공간을 관통하는 자속  $\Phi$ 의 시간변화로 주어질 수 있으므로  $Z$ 를 구할 경우 (3.1)과 같이 된다.

$$\begin{aligned} Z &= j\omega\Phi/I \\ &= \left\{ \mu_0 \int_0^l \int_a^{d/2} H(x, y) dx dy + \mu_0 \int_0^l \int_{d/2}^l H(x, y) dx dy \right. \\ &\quad \left. + \mu_0 \int_0^l \int_{d/2}^{\infty} H(x, y) dx dy \right\} / I \end{aligned} \quad (3.2)$$

여기서 유한장 직선 전류에 의한 자계  $H(x, y)$ 는 길이  $l$ 의 도선에 흐르는 전류  $I$ 에 의한 좌표  $(x, y)$ 에 발생하는 자계이고, 그림 3.1의 좌표계에 놓일 때 비오 사마르 법칙에 의하여 다음 식으로 주어질 수 있다[12].

이때 유한길이를 가진 케이블에서 페라이트 코어 속에 있는 케이블에서 형성되는 자계는 식 (3.2)에서

$$H = \int_{-a_2}^{a_1} \frac{I \cos \alpha}{4\pi x} dx = \frac{I}{4\pi x} [\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2] \quad (3.3)$$

$\alpha_1, \alpha_2$ 는 도선의 양단과 점 P가 맺는 선이 직선을 이루는 각이다.

$$\sin \alpha_1 = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad \sin \alpha_2 = \frac{(l-y)}{\sqrt{x^2 + (l-y)^2}} \quad (3.4)$$

식 (3.3)에 식 (3.4)를 대입하면 식 (3.5)를 구할 수 있다.

$$H = \frac{I}{4\pi x} \left\{ \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} + \frac{l-y}{\sqrt{x^2 + (l-y)^2}} \right\} \quad (3.5)$$

따라서, 위의 식 (3.5)를 식 (3.2)에 대입하여, 적분을 하면

$$\begin{aligned} Z &= j\omega\mu_0 l \cdot \frac{1}{2\pi} \left[ \ln \left\{ \frac{d}{2a} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 + (\frac{a}{l})^2}}{1 + \sqrt{1 + (\frac{d}{2l})^2}} \right\} + \sqrt{1 + (\frac{d}{2l})^2} \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{1 + (\frac{a}{l})^2} - (\frac{d}{2l} - \frac{a}{l}) \right] + j\omega\mu l \cdot \frac{1}{2\pi} \left[ \ln \left\{ \frac{D}{d} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 + (\frac{d}{2l})^2}}{1 + \sqrt{1 + (\frac{D}{2l})^2}} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{1 + (\frac{D}{2l})^2} - \sqrt{1 + (\frac{d}{2l})^2} - (\frac{D}{2l} - \frac{d}{2l}) \right] \\ &\quad + j\omega\mu_0 l \cdot \frac{1}{2\pi} \left[ \ln \left\{ \frac{2l}{D} \cdot \left( 1 + \sqrt{1 + (\frac{D}{2l})^2} \right) - \sqrt{1 + (\frac{D}{2l})^2} + \frac{D}{2l} \right\} \right. \\ &\quad \left. = j\omega\mu_0 l \cdot \frac{1}{2\pi} \left[ \ln \left\{ \frac{l}{a} \left( 1 + \sqrt{1 + (\frac{a}{l})^2} \right) \right\} - \sqrt{1 + (\frac{a}{l})^2} + \frac{a}{l} \right] \right. \\ &\quad \left. + j\omega\mu l \cdot \frac{1}{2\pi} \left[ \ln \left\{ \frac{D}{d} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 + (\frac{d}{2l})^2}}{1 + \sqrt{1 + (\frac{D}{2l})^2}} \right\} + \sqrt{1 + (\frac{D}{2l})^2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sqrt{1 + (\frac{d}{2l})^2} - (\frac{D}{2l} - \frac{d}{2l}) \right] \right] \\ &= j\omega L_e + j\omega K \doteq j\omega L_{e\mu} \quad (3.6) \end{aligned}$$

과 같이 된다. 여기서,  $L_e$ 는 페라이트 코어 장착 부분의 도선의 외부 인덕턴스이고,  $K$ 는 코어의 형상에 의해 정해지는 상수이다. 식 (3.6)은 페라이트 코어 장착시 도선의 임피던스가 도선 자신의 외부 인덕턴스에 의한 리액턴스와 페라이트 코어 장착에 의해 발생되는 부하 효과가 직렬로 되는 것을 나타내고 있다. 다음으로, 주파수 분산에 의한 임피던스의 등가회로식은 식 (2.26)을 식 (3.6)에 대입하면 식 (3.7)로 표현된다.

$$\begin{aligned}
Z &= j\omega L_e \left\{ 1 + \frac{\mu_{rs}}{1 + j\omega L_e} + \frac{\mu_{rm}}{1 - (\omega L_m)^2 + j\omega C_m} \right\} \\
&= j\omega L_e + \frac{j\omega L_e \mu_{rs}}{f_s + jf} + \frac{j\omega L_e \mu_{rm}}{f_m^2 - f^2 + j\omega C_m} \\
&= j\omega L_e + \frac{1}{\frac{f_s + jf}{j\omega L_e \mu_{rs}}} + \frac{1}{\frac{f_m^2 - f^2 + j\omega C_m}{j\omega L_e \mu_{rm}}} \\
&= j\omega L_e + \frac{1}{\frac{1}{j\omega L_e \mu_{rs}} + \frac{1}{2\pi \mu_{rs} f_s}} \\
&\quad + \frac{1}{\frac{1}{j\omega L_e \mu_{rm}} + \frac{f^2}{j\omega L_e \mu_{rm} f_m^2} + \frac{1}{2\pi \mu_{rm} f_m^2}} \\
&= j\omega L_e + \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L_s}} + \frac{1}{\frac{1}{j\omega L_m} + \frac{1}{C_m} + \frac{1}{R_m}} \\
Z &= j\omega L_e + \left( \frac{1}{R_s} + \frac{1}{j\omega L_s} \right)^{-1} + \left( \frac{1}{R_m} + \frac{1}{j\omega C_m} + \frac{1}{j\omega L_m} \right)^{-1} \tag{3.7}
\end{aligned}$$

여기서,

$$\begin{cases} L_s = \mu_{rs} \mu_0 l K \\ R_s = 2\pi f_s \mu_{rs} \mu_0 l K \end{cases} \quad \begin{cases} L_m = \mu_{rm} \mu_0 l K \\ C_m = \left( \frac{1}{2\pi f_m} \right)^2 / \mu_{rm} \mu_0 l K \\ R_m = 2\pi f_m^2 \mu_{rm} \mu_0 l K / \gamma \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
C &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \ln \left[ \frac{D(1 + \sqrt{1 + (d/2l)^2})}{d(1 + \sqrt{1 + (D/2L)^2})} \right] \right. \\
&\quad \left. + \sqrt{1 + \left( \frac{D}{2l} \right)^2} - \sqrt{1 + \left( \frac{d}{2L} \right)^2} - \left( \frac{D}{2l} - \frac{d}{2L} \right) \right\} \tag{3.8}
\end{aligned}$$

로 표현된다. 식 (3.7)의 우변 제1항은 도선의 인덕턴스에 의한 리액턴스, 제2항은 스핀의 회전 운동에 의한 부하효과이며, 제3항은 자벽의 운동에서 발생하는 부하효과이다. 식 (3.7)을 등가회로로 표현하면 그림 3.3과 같이 된다. 결국 페라이트 코어를 장착했을 때 발

생하는 도선의 부하효과는, 도선의 외부 인덕턴스, 저항과 인덕턴스와의 병렬회로, 저항과 인덕턴스 및 캐패시턴스의 병렬회로를 직렬회로로 구성함으로써 페라이트 코어 장착시 임피던스를 구할 수 있다[12].

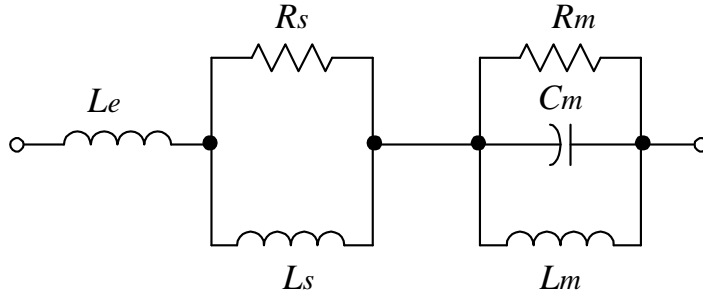


그림 3.3 페라이트 코어를 전원선에 장착했을 때의 등가회로  
 Fig. 3.3 Ferrite core has been inserted in the power line break out equivalent circuit.

본 선로모델에서는 루프 회로를 구성하고 있으므로, 그림 3.4에 나타낸것과 같이 상호 인덕턴스를 고려할 필요가 있다. 따라서, 식 (3.7)의 제1항의  $L_e$ 를

$$L_e = L_{loop} = 2(L_{d1} - M_{d1}) + 2(L_{d2} - M_{d2}) \quad (3.9)$$

하여 계산하였다.

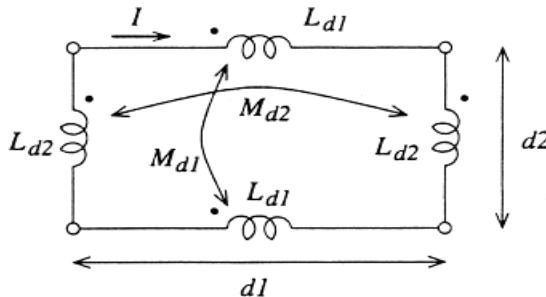


그림 3.4 루프회로의 인덕턴스  
 Fig. 3.4 Inductances of the loop.

여기에서,  $L_{d1}, L_{d2}$ 는 식(3.8)의  $l$ 을  $d_1, d_2$ 로하여 구하였다. 또, 평행선로간의 상호인덕턴스  $M_{d1}$ 은 식(3.8)의  $l, a$ 를 각각  $d_1, d_2$ 로,  $M_{d2}$ 에 대하여는 각각  $d_2, d_1$ 으로 바꾸어 써서 구하였다.

계산결과의 예 ( $l=28\text{ mm}$ )를 그림4.6에 나타내었다. 주파수 의존형 FDTD 시뮬레이션값과 등가회로 해석 값을 비교하면, 실수부에 있어 1 GHz 부근에서 약간의 오차가 보이지만, 잘 일치하고 있다. 길이 12, 20 mm의 경우도 마찬가지 결과이다. 등가회로 해석 결과에서는 고주파수로 됨에 따라, 투자율의 스핀회전항의 허수부와 자벽운동이 0에 가까워짐으로, 부하 임피던스는 식 (3.7)에 의해

$$Z \cong j\omega L_e + R_s$$

으로 근사되고, 실수부는 일정값으로 수속됨을 알 수 있다. 이에 대한 결과는 그림 4.5에 나타내었다. 주파수 의존형 FDTD 시뮬레이션에서 선로로 흐르는 전류의 스펙트랄을 10 GHz까지 구한 결과 약 3 GHz에서 공진이 일어나고, 등가회로 해석값과의 오차는 그 영향이라고 생각되어진다. 또 페라이트를 장착한 경우에도 약 3 GHz에서 공진을 일으키고, 그 공진은 선로길이와 관계있다고 생각되어진다.

페라이트 코어 길이를 변화시킬 때의 부하임피던스  $|Z|$ 를 그림 4.4에 나타내었다. 코어 길이가 길어지면 임피던스가 증가하고, 500 MHz이상에서는 길이에 따라 차이가 작아진다. 이것은 주파수가 높아짐에 따라 복소비투자율이 1에 가까워지기 때문이라고 생각되어진다.

## 제 4 장 해석결과 및 분석

### 4.1 페라이트 코어에 의한 부하임피던스 해석결과

선로 모델의 크기와 주파수 의존형 FDTD계산공간의 크기를 표 2(a)처럼 배치하였다. 주파수 의존형 FDTD계산에서는 선로를  $y=50 \sim 80 \text{ cell}$  이 되도록 배치하고, 페라이트 코어의 좌단이  $y=51$  이 되도록 배치하였다. 여진점에 있어 전류와 전압의 시간 파형을 구하고 그것을 FD-FDTD에 의해 주파수 영역으로 변환시켜 선로 모델의 임피던스를 계산하였다. 이것에서 종단 저항 50  $\Omega$ 을 줄여서 부하임피던스를 구하였다. 또, 여기에서 구한 부하임피던스는 선로모델의 루프에 의한 상호임피던스를 분산하는 것이 어려우므로 이것을 포함한 값으로 되어있다.

분산특성이 명확한 고주파용( $\sim 1 \text{ GHz}$ ) 페라이트 X175(조성 Ni, Cu, Zn, Co)을 사용하였다. 주파수 의존형 FDTD법의 타당성을 확인하기 위하여, 평면파가 수직으로 페라이트 매질에 입사할 때의 반사계수를 구하고, 이론값과의 비교를 하였다. 표3의 값을 이용하여 식 (2.26)에서 그림4.1과 같이 구하였다.

표 3. 페라이트 X175의 파라미터 ( $300 \text{ K}^\circ$ )

Table 3. Parameters of ferrite X175.

$f_1$	36.4 MHz
$K$	230
$f_0$	16.5 MHz
$\gamma$	30.1 MHz
$K_m$	222

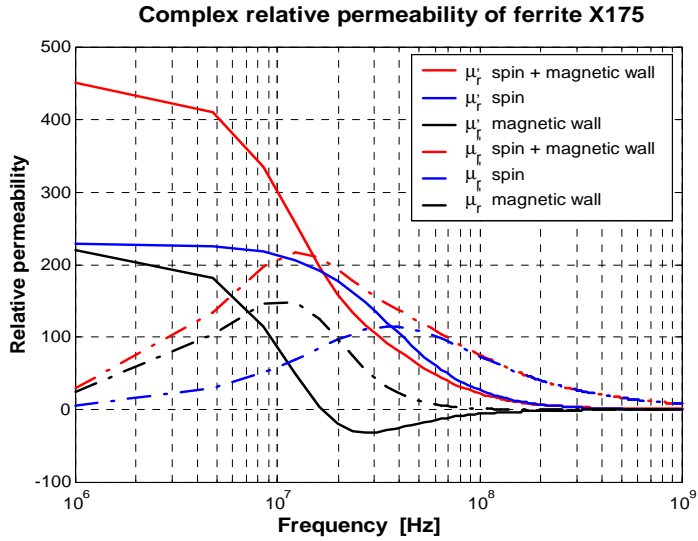


그림 4.1 페라이트 X175의 복소 상대 투자율

Fig. 4.1 Complex relative permeability of ferrite X175

반사계수(이론값)은, 분산 곡선을 이용하여

$$|\Gamma(\omega)| = \left| \frac{\sqrt{\mu_r^*(\omega)} - 1}{\sqrt{\mu_r^*(\omega)} + 1} \right| \quad (4.1)$$

에서 구할 수 있다.

주파수 의존형 FDTD 시뮬레이션에서는 무한히 넓은 페라이트에 평면파가 수직으로 입사하는 경우, 즉 이론적인 일차 혹은 모델에서 반사계수를 계산하였다. 1 차원 주파수 의존형 FDTD시뮬레이션의 해석 모델을 그림4.2에 나타냈다.

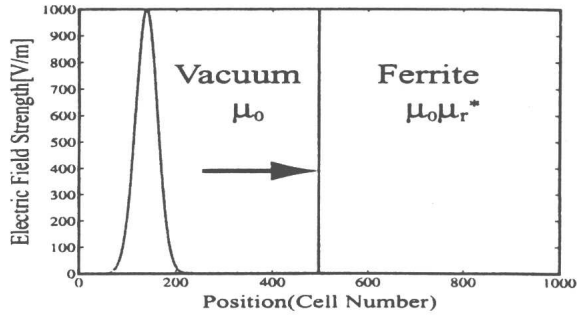


그림 4.2 진공과 페라이트공간 사이의 반사계수를 구하기 위한 1차원 분석 모델

Fig. 4.2 1 dimension analysis model to obtain the reflection coefficient between vacuum and ferrite.

좌측 반을 자유공간, 우측 반을 페라이트 매질로 하였다. 여기에서는 1 MHz ~ 1 GHz의 주파수 대역에 주목하여 단위 셀 사이즈를  $\Delta x = 14.1 \text{ mm}$ , 타임 스텝을  $0.47 \text{ ps}$  로 하였다. 입사신호로는 1 GHz 까지를 고려한 Gaussian Pulse를 이용하고, 주파수 특성을 구하였다. 분산성을 고려하지 않은 경우(주파수 500 MHz일때의 투자율을 사용)에 대하여 계산을 하고 비교하였다. 주파수 의존형 FDTD 시뮬레이션에 의해 구한 반사계수는

$$|\Gamma(\omega)| = \frac{|E_{ref}(\omega)|}{|E_{inc}(\omega)|} \quad (4.2)$$

으로 정의된다. 단  $E_{ref}$  는 반사파,  $E_{inc}$  는 입사파이다. 계산결과를 그림4.3으로 나타내었다.



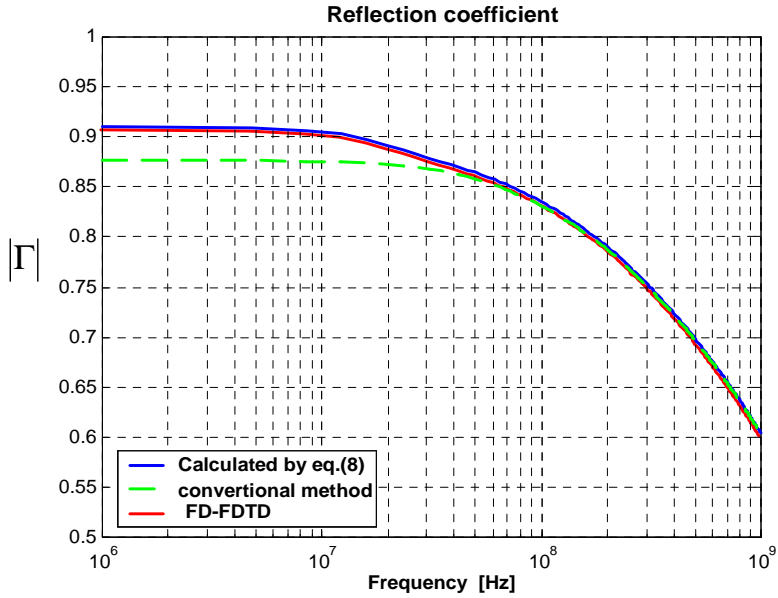


그림 4.3 페라이트의 반사 계수

Fig. 4.3 Reflection coefficient of ferrite

분산성을 고려하지 않고, 500 MHz일때의 투자율을 이용한 경우(그림 중의 conventional method)에는 주어진 투자율의 주파수 부근이 외에서의 결과가 이론치와 많이 다르다. 주파수 50, 200, 800 MHz일때의 투자율을 정수로 사용한 경우도 같은 결과를 나타내었다. 분산이 큰 매질의 경우, 기존의 해석방법으로는 광대역에서의 해석에 적용되지 않는 것을 알 수가 있다. 한편, 제안한 방법에 의한 결과(그림 중의 FD-FDTD)는 이론치(그림중의 Calculated by eq. (8))와 잘 일치하고 있어 이 방법의 타당성을 증명하였다.

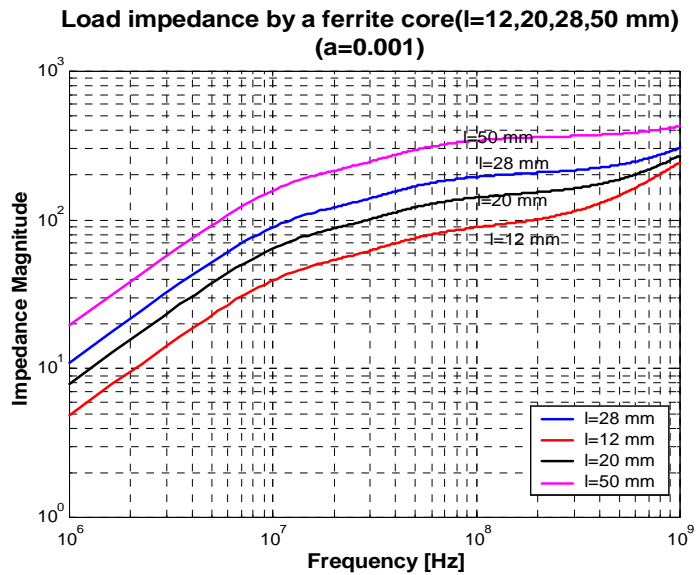


그림 4.4 페라이트 코어 길이에 따른 부하 임피던스  $|Z|$

Fig 4.4 Load impedance  $|Z|$  when varying the ferrite core length

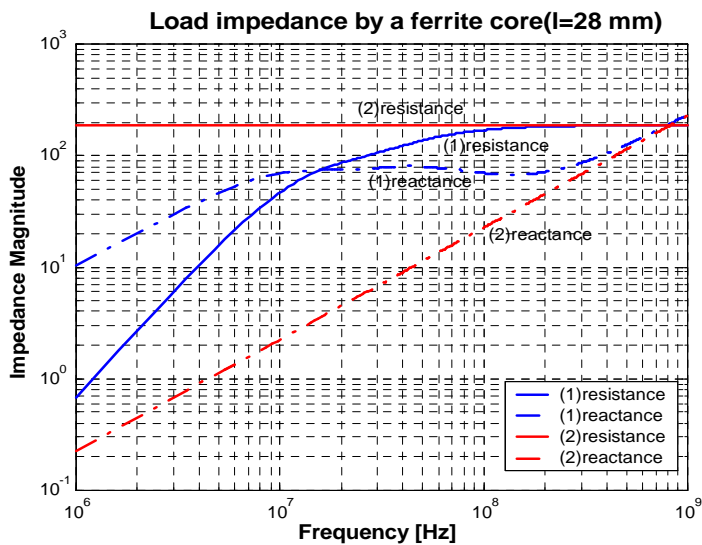


그림 4.5 페라이트 코어에 의한 부하 임피던스 ( $l=28$  mm)

Fig 4.5 Load impedance by a ferrite core ( $l=28$  mm) .

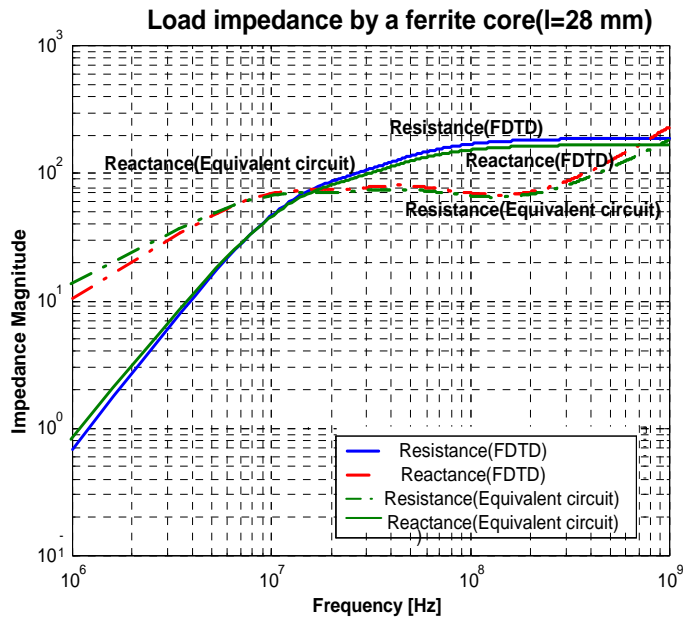


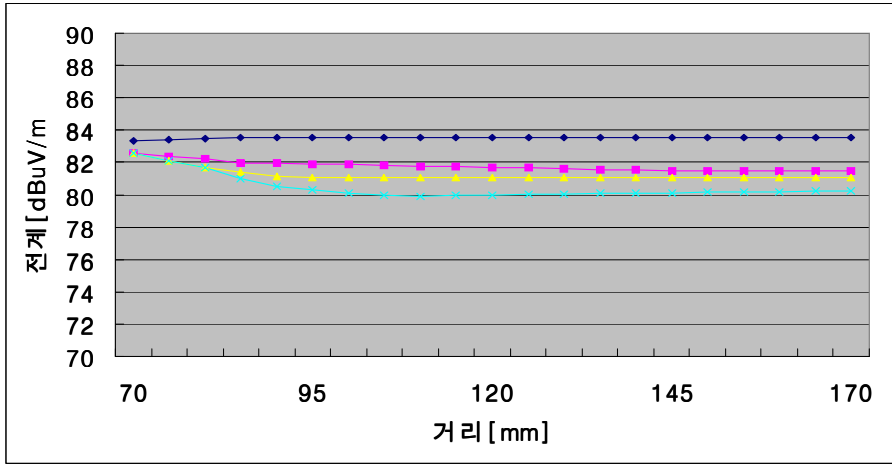
그림 4.6 FDTD와 등가회로에 의한 부하 임피던스

Fig 4.6 Load impedance of FDTD and Equivalent circuit

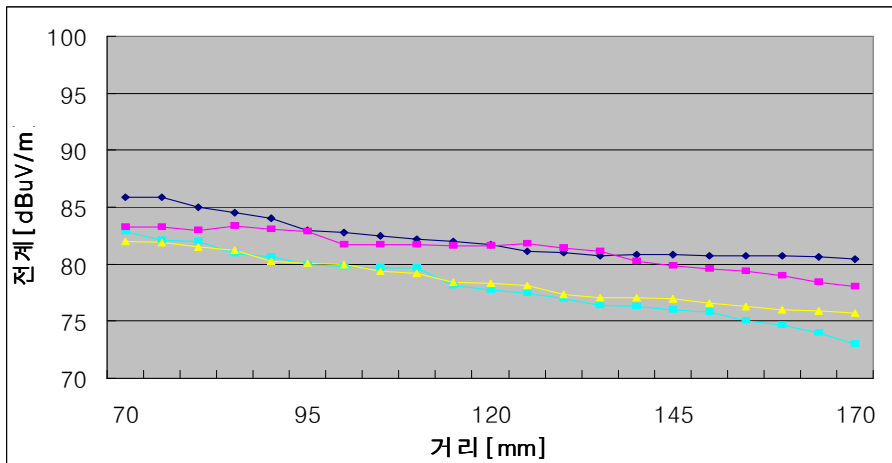
## 4.2 페라이트 코어 근방의 방사전자계 해석결과

선로 모델의 크기와 FDTD 해석공간의 크기를 표2(b)처럼 배치하였다. 선로는  $y=50 \sim 250 \text{ cell}$ 의 위치에 있다 ( $1 \text{ cell}=1 \text{ mm}$ ). 먼저, 페라이트 코어를 왼쪽이  $y=52$ 에 두고, 근방전자계에 미치는 페라이트 코어 길이의 영향에 대하여 검토하였다. 페라이트 외경에서  $z$  방향으로  $5 \text{ mm}$  바로 위의 위치에 놓여 있는 근방전자계의 선로 방향의 분포를 구하였다. 페라이트를 장착하지 않은 경우에 대해서도 계산하여 전자계 억제 효과를 비교하였다. 주파수 의존형 FDTD법과 측정치의 전계 분포를 각각 그림 4.7에 나타내었다.

그림 4.7의 좌측은 신호원측이다. 여기에서, 전계 강도는 인가한 Gaussian Pulse에 대한 최대값이다. 그림 4.7(a)에서는 페라이트 코어 길이가 길수록 선로 부분의 전계가 감소한다. 마찬가지로 그림 (b)에서도 페라이트 코어 길이가 길수록 전계도 감소한다. 그림 4.4에 나타낸 것처럼 부하 임피던스  $|Z_L|$ 가 클수록 전자계 억제 효과가 있다고 생각된다.



(a) 주파수 의존형 FDTD



(b) 측정치



그림 4.7 근방전자계 분포

Fig. 4.7 Electromagnetic near-field distribution.

## 제5장 결 론

선로에 장착된 페라이트 코어에 의한 전자 잡음의 억제 효과를 검토하기 위하여, 1 MHz ~ 1 GHz의 주파수 대역에서, 페라이트 코어의 주파수 분산 특성을 고려한 주파수 의존형 FDTD법을 이용하여 페라이트 코어를 장착한 선로를 해석하였다.

평면파가 수직으로 페라이트 매질에 입사할 때의 반사계수를 구하여 이론값과 비교함으로써, 그 타당성을 밝혔다. 또한, 선로에 페라이트 코어를 장착한 루프회로를 구성하여 부하임피던스와 페라이트 근방의 전자계 분포를 구하였다. 그 결과, 부하 임피던스의 주파수 의존형 FDTD법에 의해 구한 값은 종래의 주파수 분산 특성을 고려하지 않은 FDTD법에 비해, 등가회로 해석값과 잘 일치하였다. 이 결과는 주파수 의존성을 보이는 투자율을 가지는 재료의 전자계 해석에 있어서 본 논문에서 제안한 주파수 의존형 FDTD 법의 유효성을 입증한다. 그리고, 본 논문에서는 주파수 의존형 FDTD 법을 이용하여 페라이트 코어를 장착한 선로에 있어서의 잡음 억제 효과를 해석하였다. 그 결과에 의하면 전자계 분포에 대해서는, 1 MHz ~ 1 GHz의 주파수 대역에서 페라이트 코어를 선로에 장착하지 않은 경우보다 페라이트 코어를 장착한 경우에 전자 잡음 억제 효과가 크다는 것을 확인하였으며, 주파수 의존형 FDTD 법과 실험치가 잘 일치하였다. 상기 결과에 의하면, 투자율이 주파수 분산특성을 보이는 재료를 이용하여 전자파 노이즈 억제 부품을 설계, 해석할 경우, 본 논문의 주파수 의존형 FDTD법이 유용하게 사용될 수 있을 것으로 기대된다.

## 참 고 문 헌

- [1] C. R. Paul, *Introduction to Electromagnetic Compatibility*, John WILEY & Sons, New York, 1997.
- [2] Ott, H. W., *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*, Wiley, New York, 294 pp., 1976.
- [3] K. Kunz and R.J. Luebbers, *Finite Difference Time Domain Metho for Electromagnetics*, CRC Press, Boca Raton, 1993.
- [4] A. Taflove, *Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Norwood, 1995.
- [5] 민경식 역, *FDTD법에 의한 마이크로파 평면회로·안테나특성의 해석*, (山下 榮吉, 錢 永禧 원저), 다성출판사, 1996.
- [6] A. Scarlatti and C.L. Holloway, "An equivalent transmission-line model containing dispersion for high-speed digital lines-with an FDTD implementation," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.43, no.4, pp579-587, Nov. 2001.
- [7] X. Ye, M. Y. Koledintseva, M.Li, and J.L. Drewniak, "DC power-bus design using FDTD modeling with dispersive media and surface mount technology components," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.43, no.4, pp579-587, Nov. 2001.
- [8] Dennis M. Sullivan, *Electromagnetic simulation using the FDTD method*, IEEE PRESS, 2000.

- [9] Yoshiyuki Naito, "Formulation of frequency dispersion of ferrite permeability," IECE of Japan, Vol. J59-C, No.5, pp.297-304, May. 1976.
- [10] Yoshiyuki Naito, "A Note on Permeability Dispersion of Spinel Ferrite," IECE of Japan, Vol. J56-C, No.2, pp.113-120, Feb. 1973.
- [11] Teruo Tobana, Qiang Chen, Kunio Sawaya, Takayuki Sasamori and Kohshi Abe, "Suppression Effect of the Emission from a Printed Circuit Board Using a Ferrite Plat," IEICE, EMCJ2000-17, pp.43-48
- [12] Osamu Fuhiwara and Takeshi Ichikawa,"An Analysis of Load Effects Produced by Ferrite Core Attachment," IEICE 電子情報通信學會技術研究報告 B-II, vol.J79-B-II, no.11, pp.950-955, Nov. 1996.
- [13] Raymond Luebbers, David Steich and Karl Kunz,"FDTD Calculation of Scattering from Frequency-Dependent Materials," IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol.41, no.9, Sep.1993.
- [14] Teruo Tobana, Qiang Chen, Kunio Sawaya, Takayuki Sasamori and Kobshi Abe, "Numerical Analysis of Suppression Effect of Emission from Printed Circuit Board by Using Ferrite Plates," IEICE 電子情報通信學會技術研究報告 B, vol.J85-B, no.2, pp.250-257, Feb. 2002.
- [15] Tetsuya Maekawa and Osamu Fujiwara,"Calculation of Electric Far-field Radiated from Transmission Line attached to a Ferrite Core above a Ground Plane," IEICE 電子情報通信學會技術研究報告 B, vol.J84-B, no.12,



pp2374-2381. Dec. 2001.

- [16] T. Kasuga, M. Totoshi, and H. Inoue, " FDTD simulation and experimental study on line impedance and magnetic near field noise for a simple printed line model," IEICE Trans. Commun., vol.E83-B, vo.3, pp561-568, Mar. 2000.

## 감사의 글

연말 시상식에서 상을 탄 연예인이 감동을 주체하지 못하는 것처럼, 지금 이 순간 무어라 감사의 글을 써야할지.....

본 논문이 있기까지 많은 지도와 관심으로 지켜봐 주시고 부족했던 저를 지금까지 이끌어 주신 김동일 교수님께 다시 한번 감사의 말씀을 드립니다. 그리고 학부 때는 학부장님과 학생회장의 관계에서, 대학원 때는 사업단장님과 사업단 조교의 관계로, 지금은 심사위원장님으로서 여러 방면에서 지도 및 조언을 해주셨던 조형래 교수님, 늦은 인연이었지만 늦었던 만큼 많은 관심과 지도를 해주신 윤영 교수님, 또한 학부 때부터 많은 지도를 해주신 전과공학과 모든 교수님들께 다시 한번 감사드립니다.

지난 2년 동안 참고 논문 해석에 많은 도움을 주셨던 송재만 박사님, 연구실의 아빠와 엄마의 역할을 톡톡히 해 주신 준영이 오빠, 동한이 오빠, 싸우기도 많이 싸우고 서로 경쟁도 많이 했던 울 동기도연이 오빠, 나의 사랑스런 동거녀 보영이, 귀여운 잔소리 대마왕 승미니, 항상 부지런한 승재오빠, 열심히 하는 상현이 오빠, 우리 연구실의 터줏대감 상욱, 이젠 한국말도 잘하는 Rui, 연구실의 살림꾼으로 야무진 상미 모두에게 고마움과 행복을 전합니다.

그리고, 이미 졸업했지만 연구실의 살림꾼이자 공부에 많은 도움을 주셨던 동우오빠, 우리 EMC계의 대부 대환이 선배, 타지인 이곳에서 학부 때부터 6년 동안 내 곁에 있어준 순영이, 그리고 우리 학부 동기들, 학부 때 인생뿐만 아니라 공부에서도 많은 도움이 되어준 나의 보석같은 선배, 후배들 모두에게 다시 한번 감사의 마음을 전합니다.

언제나 믿음으로 생활하시는 부모님과 나의 사랑하는 언니, 오빠 그리고 형부, 울 이쁜 진수, 진우... 그리고, 나의 곁에서 힘들 때나 행복할 때 언제나 항상 같이 해준 나의 사랑 양곤이 오빠.. 나의 가족들에게 사랑과 감사의 마음을 이 작은 결실과 함께 바칩니다.