

FDTD에서 감쇄 모드 흡수를 위한 새로운 Perfectly Matched Layer

New Perfectly Matched Layer for Absorbing Evanescent Modes in FDTD

이재용* · 명노훈**

Jae-Yong Lee · Noh-Hoon Myung*

요 약

기존의 Berenger의 PML(Perfectly Matched Layer)은 도파관이나 주기적 배열된 구조물에 의해 발생하는 감쇄모드를 흡수할 수 없다. 감쇄모드를 흡수하기 위하여 많은 흡수경계조건이 개발됐으나 충분한 성능을 갖지 못하거나, Berenger PML과 차이가 있어서 쉽게 적용하기 어려운 단점이 있다. 따라서, 본 논문에서는 감쇄모드를 흡수할 수 있도록 Berenger PML의 개선한 NPML(New PML)을 소개하였다. 도파관 해석과 error 분석을 통하여 제안된 방법이 감쇄모드와 진행모드에서 충분한 흡수 특성을 갖는 흡수경계조건임을 확인하였다.

Abstract

The existing Berenger's PML(Perfectly Matched Layer) cannot absorb evanescent modes effectively generated in waveguides or periodic array structures. Although some absorbing boundary conditions(ABC) were introduced to absorb the evanescent modes, they did not show sufficient performance or could not be applied easily because of their much difference from Berengers PML. In this paper, NPML(New PML) is introduced to absorb the evanescent modes by splitting the conductivity and permittivity profile of the Berengers PML. The proposed NPML is certified as an ABC having enough performance for evanescent and propagating modes by analyzing the global error and the reflectivity of a waveguide.

I. 서 론

자유공간과 같은 무한개방영역에서 전자파 산란 문제를 FDTD(Finite Difference Time Domain) 방법으로 해석할 경우, 계산하고자 하는 구조물을 포함하는 임의의 영역을 정의한 다음, 정의된 영역의 경계면에 흡수경계조건(ABC; Absorbing Boundary Condition)을 부과하여 개방영역을 모델링한다. ABC

는 크게 미분형 ABC와 재료형 ABC가 있다. 미분형 ABC는 초기 이론으로서 1차원 파동 방정식을 바탕으로 유도되었으며 1977년 Engquist-Majda가 처음으로 이론을 발표했다^[1]. 이것은 경계면에서 바깥으로 향하는 전자파를 Taylor 급수 전개하여, 경계면의 전계나 자계를 근사적으로 구하는 방법으로서 Mur의 차분법이 가장 많이 사용되며 약 1~5%의 반사가 존재한다^[2].

* (주)벨웨이브(Bellwave Co., Ltd)

** 한국과학기술원 전자전산학과 전기 및 전자공학 전공(Div. of Electrical Engineering, Dept. of Electrical Engineering & Computer Science, KAIST)

· 논문 번호 : 991227-123

· 수정완료일자 : 2000년 2월 25일

재료형 ABC는 계산 영역의 경계면에 완전도체가 부착된 일정한 두께의 가상 매질을 부착시키는 방법이다. 이 가상 매질은 일정한 크기의 손실을 가지면서, 입사파의 방향과 주파수, 편향에 관계없이 자유공간의 임피던스와 동일한 임피던스를 갖도록 설계되었다. 자유공간의 임피던스와 동일하기 때문에 가상 매질에 도달한 산란파는 반사없이 이 가상 매질 내부로 입사할 수 있고, 입사된 전자파는 가상 매질을 통과하면서 매질 내부의 손실에 의해 거의 전부 매질에 흡수된다. 이 재료형 ABC로 Berenger의 PML이 대표적이며, 반사계수가 -100 dB 이하의 좋은 특성을 가질 수 있는 방법으로 각광 받고 있다^[3].

그러나 저주파수 영역으로 갈수록 Berenger PML은 특성이 나빠지고, 감쇄모드의 경우 PML의 두께 영향 외에는 전혀 추가된 흡수특성이 없음이 밝혀졌다^[4]. 감쇄모드를 흡수하기 위해서 FDTD 방법과 eigen-function expansion technique을 하이브리드하는 modal PML, UPML(Uniaxial PML), C-COM(Concurrent Complementary Operators Method) 등의 방법이 소개되었다^{[4],[5]}. 그러나 이러한 방법들은 충분한 흡수 특성을 갖지 못하거나 Berenger PML과 방법상의 차이로 인하여 그 동안 PML 기반의 프로그램을 많이 수정해야 하는 수고가 뒤따른다. 한편 MPML(Modified PML)이 소개되었는데 이는 Berenger PML을 약간 수정한 것으로 진행모드에서의 흡수 특성은 PML과 거의 동일하고 감쇄모드에서 흡수특성을 개선한 것이다. 하지만 이것 역시 감쇄모드의 경우 충분한 흡수 특성을 갖지 못한 단점이 있다.

본 논문에서는 MPML을 간단히 수정하여 감쇄모드의 흡수 특성을 월등히 개선할 뿐만 아니라 진행모드의 경우의 흡수 특성도 개선한 흡수경계조건을 소개한다.

II. MPML

Berenger PML층은 적절한 관계식으로 조정된 전기 손실과 자기 손실을 갖는 수학적 매질이다. MPML은 PML과 같은 전도도의 변화 외에 유전율과 투자율의 관계식을 추가로 포함시킨 것이다. MPML을 설명하기 위해 우선, 2차원 TE의 경우

Berenger의 전자파 분리 (split) 방법과 [3]의 표현 방식을 적용하여 Maxwell 방정식을 표현하면 다음과 같다.

$$\epsilon_0 \epsilon_y \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial}{\partial y} (H_{zx} + H_{zy}) \quad (1)$$

$$\epsilon_0 \epsilon_x \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = -\frac{\partial}{\partial x} (H_{zx} + H_{zy}) \quad (2)$$

$$\mu_0 \mu_x \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3)$$

$$\mu_0 \mu_y \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (4)$$

$$H_z = H_{zx} + H_{zy} \quad (5)$$

만일, 전계와 자계가 정현 평면파라면 임의의 전자파는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi = \phi_0 e^{j\omega \left(t - \frac{\epsilon_x x \cos \Phi + \epsilon_y y \sin \Phi}{CG} \right)} e^{-\frac{\sigma_x \cos \Phi}{\epsilon_0 CG} x} \\ \cdot e^{-\frac{\sigma_y \sin \Phi}{\epsilon_0 CG} y} \end{aligned} \quad (6)$$

$$Z = G\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \quad (7)$$

여기서 Z 는 파동임피던스, C 는 광속, Φ 는 y 축에 대한 전계 벡터의 각도를 의미하며 G 는 다음과 같다.

$$G = \sqrt{\omega_x \cos^2 \Phi + \omega_y \sin^2 \Phi} \quad (8)$$

$$\omega_x = \frac{\epsilon_x - j\sigma_x/\omega\epsilon_0}{\mu_x - j\sigma_x^*/\omega\epsilon_0}, \quad \omega_y = \frac{\epsilon_y - j\sigma_y/\omega\epsilon_0}{\mu_y - j\sigma_y^*/\omega\epsilon_0} \quad (9)$$

만약 다음 식 (10), 식 (11)의 조건을 만족한다면 식 (8)과 식 (9)는 1이 된다.

$$\frac{\sigma_x}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_x^*}{\mu_0}, \quad \frac{\sigma_y}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_y^*}{\mu_0} \quad (10)$$

$$\mu_x = \epsilon_x, \quad \mu_y = \epsilon_y \quad (11)$$

따라서, 식 (6), 식 (7)은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \phi = \phi_0 e^{j\omega \left(t - \frac{\epsilon_x x \cos \Phi + \epsilon_y y \sin \Phi}{C} \right)} e^{-\frac{\sigma_x \cos \Phi}{\epsilon_0 C} x} \\ \cdot e^{-\frac{\sigma_y \sin \Phi}{\epsilon_0 C} y} \end{aligned} \quad (12)$$

$$Z = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \quad (13)$$

만일 식 (10)에서 $\sigma_y = \sigma_y^* = 0$, $\epsilon_y = \mu_y = 1$ 이라면 식 (12)와 식 (13)에서 $+x$, $-x$ 방향으로 진행되는 전자파는 자유공간과 동일한 임피던스를 가지면서 지수 함수적으로 감쇄하게 된다. 마찬가지로 $\sigma_x = \sigma_x^* = 0$, $\epsilon_x = \mu_x = 1$ 이라면 $+y$, $-y$ 방향으로 진행되는 전자파는 자유공간의 임피던스를 가지면서 지수 함수적으로 감쇄하게 된다.

식 (10)에서 σ 를 $\sigma = \sigma_{\max}(\rho/\delta)^n$ 로 선택하고, ρ 를 도체면으로부터의 거리, δ 를 MPML 층의 두께라고 하면 MPML층에 의한 반사 계수(R)는 다음과 같다.

$$R(\theta) = e^{-2\sigma_{\max}\delta\cos\theta/(n+1)\epsilon_0 C} \quad (14)$$

여기서 θ 는 MPML 층에 대한 입사각을 의미한다. MPML 층에 수직 입사시 반사계수는 다음과 같다.

$$R(0) = e^{-2\sigma_{\max}\delta/(n+1)\epsilon_0 C} \quad (15)$$

식 (12) ~ (15)에서 알 수 있듯이 MPML은 진행 모드에 있어서 PML과 동일한 특성을 갖는다. 한편, $+y$ 방향으로 감쇄모드의 전자파는 식 (12)에서 Φ 값을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\Phi = -j\alpha \quad (16)$$

여기서 α 는 0보다 큰 실수이다. 따라서, 식 (12)는 다음과 같이 표현된다.

$$\psi = \psi_0 e^{j\omega\left(t - \frac{c\alpha}{C}x\right)} e^{j\frac{\sigma_y \text{sh}\alpha}{\epsilon_0 C}y} e^{-\epsilon_y k \text{sh}\alpha y} \quad (17)$$

여기서 $k = \omega/C$ 이고, 감쇄모드에 대한 반사계수 R_{em} 은 다음과 같다.

$$R_{em} = e^{-2\epsilon_y k \text{sh}\alpha y} \quad (18)$$

식 (18)에 의하면 MPML은 유전율을 조정하여 감쇄모드에 대해 좋은 흡수 특성을 갖도록 만들 수 있다. 그러나 MPML층과 자유공간의 경계면에서 갑작스런 유전율 변화는 수치 오류를 만들 수 있기 때문에 다음과 같이 전도도의 변화와 동일하게 $\epsilon_y = 1 + \epsilon_{\max}(\rho/\delta)^n$ 로 한다. 일반적으로 ϵ_{\max} 의 값을 증가시킬수록 반사계수도 작아지지만, ϵ_{\max} 이

너무 클 경우 MPML 층에서 수치 분산(dispersion) 특성이 나빠져서 오히려 반사계수를 크게 한다. 경험적으로 $\epsilon_{\max} < 10$ 정도가 적당하다.

감쇄모드에서 PML과 MPML의 특성을 검토하기 위하여 그림 1과 같은 유전체 피라미드로 구성된 주기적 배열구조를 해석하였다. 주기적 구조물 사이의 상호 다중반사와 회절은 Floquet 감쇄모드를 만들어 내는데, 다중반사가 잘 일어날 수 있는 구조물의 경우 감쇄모드는 더욱 커질 것이다. PML과 MPML 층의 FDTD 셀 개수를 모두 20개로 충분히 크게 하고, 10 GHz까지의 대역폭을 갖는 Gaussian 펄스파를 수직 입사시켜 FDTD 계산하였다. 우선, Berenger PML을 이용하여 계산하면 그림 2와 같다.

그림 2에서 전자파를 흡수해야할 PML 영역에서 큰 불연속이 만들어지는 것을 발견할 수 있다. 이 불연속이 생기는 현상을 이해하기 위해 우선, 일반적인 PML 영역에서의 전파전파 특성을 살펴보면 다음과 같다. PML 층에 수직으로 입사하는 전자파는 PML 층의 손실에 의해 크기가 점점 줄어들어 PML 층에 흡수되지만, 수평 방향으로 입사하는 전자파는 PML 층의 손실을 경험하지 않고 자유 공간과 같이 진행한다.

그림 3과 같이 PML 층으로 비스듬히 입사하는 전자파는 수직 방향으로 진행하는 성분과 수평 방향으로 진행하는 성분을 모두 가지고 있다. 수직 진행 성분의 크기는 점점 줄어들고, 수평 진행 성분은 자유공간과 동일한 조건하에 진행하기 때문에, PML

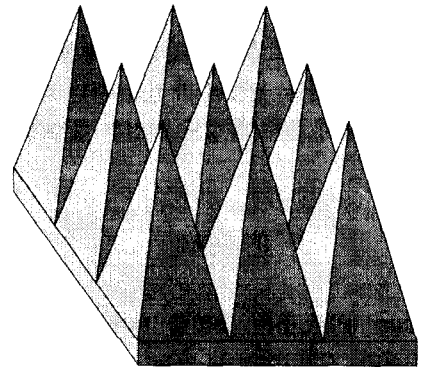


그림 1. 피라미드 유전체로 구성된 주기적 배열 구조물
Fig. 1. An infinite periodic array structure with pyramidal dielectric.

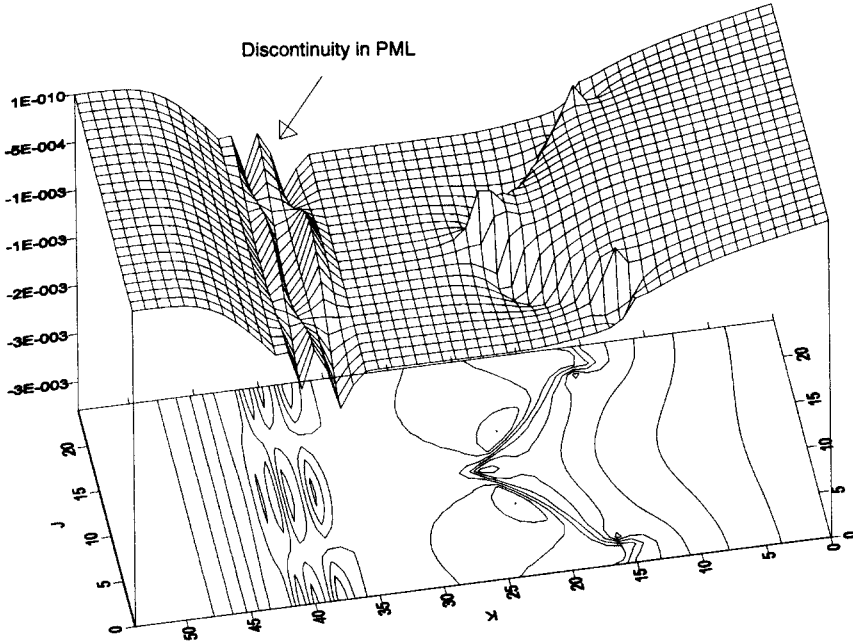


그림 2. 주기적 구조물의 근거리 전계 강도
Fig. 2. Near E-field distribution of a periodic array structure.

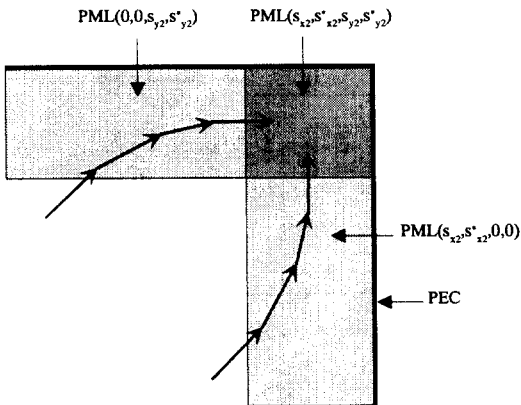


그림 3. 일반적인 PML 층에서의 전파전파 특성
Fig. 3. Wave propagation characteristic in a PML layer.

층에서 전파전파는 그림 3과 같이 PML 층 내부로 들어 갈수록 점점 수평 진행 성분만 존재하게 된다. 일반적인 PML 층에서는 그림 3과 같이 수평 진행하는 전자파가 양옆에 존재하는 PML에 의해 모두 흡수되므로 별 문제를 만들지 않는다.

그러나, 주기적 배열 구조를 해석할 경우에는 그

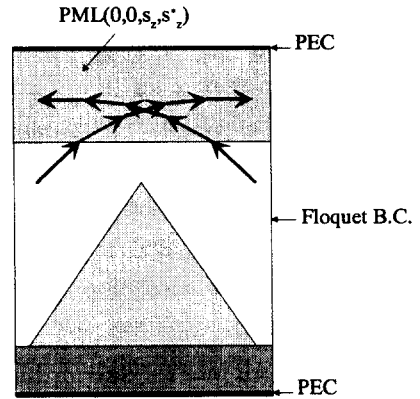


그림 4. 주기적 구조 PML 층에서의 전파전파 특성
Fig. 4. Wave propagation characteristic in a periodic PML.

림 4와 같이 PML 층이 수직 방향으로 진행하는 전자파만을 흡수할 수 밖에 없다. 전자파가 PML 층으로 비스듬히 입사할 경우 PML 내부로 들어갈수록 수직 진행 성분은 전부 PML 층에 흡수되고, 결국 수평 진행하는 전자파만 존재하게 된다. 따라서, 그림 2처럼 PML 초반부에 정재파와 유사한 불연속이

발생하게 된다.

주기적 배열 구조에 의해 발생된 Floquet 감쇄모드는 주로 배열된 구조물의 가까이 존재하고, 구조물과의 이격 거리에 따라 지수 함수적으로 감소한다. PML 층과 구조물과의 거리를 충분히 크게 하면, Floquet 진행모드만이 PML 층에 입사하므로 PML 층의 불연속도 사라진다. 따라서, 그림 2에서와 같은 PML 층에서 발생하는 불연속은 PML이 감쇄모드를 충분히 흡수하지 못하기 때문이라고 볼 수 있다.

Berenger PML 대신에 감쇄모드를 흡수할 수 있는 MPML을 사용할 경우, PML 층의 불연속은 어느 정도 사라지지만 여전히 큰 불연속이 존재한다. PML 층의 전기 손실에 의해 수직 방향으로 진행되는 전자파 성분이 조금씩 흡수되기 시작하는 PML 초반부에서 정재파 현상이 발생한다.

III. NPML

감쇄모드를 효과적으로 흡수하기 위하여 새로운 흡수경계조건이 요구된다. 본 논문에서는 그림 5와 같은 NPML을 제시하였다. NPML은 MPML과 대부분 유사하나 PML 층의 유전율과 전도도가 동일한 윤곽을 가지는 것이 아니라 그림 5와 같이 유전율과 전도도 분포가 서로 다르다. 그림 5와 같이 유전율과 전도도 분포를 설계할 경우, PML 층에 입사한 전자파가 전도 손실을 경험하기 전에 유전율의 분포로 인하여 PML 층에 비스듬하게 입사한 전자파의 진행 방향이 점점 PML 층에 수직 방향으로 바뀌며, 전체적으로 MPML에 비하여 유전율 영역이 넓기 때문에 감쇄모드의 흡수가 더 잘 일어난다. NPML 층의 전도도와 유전율은 다음과 같다.

$$\sigma(z) = \begin{cases} \sigma_{\max} \left(\frac{z - P_b}{P_d - P_b} \right)^n, & z \geq P_b \\ 0, & z < P_b \end{cases} \quad (19)$$

$$\epsilon_r(z) = \begin{cases} \frac{\epsilon_{r,\max} - 1}{2} \left[\cos \left(\frac{z - P_c}{P_c - P_a} \right) \pi + 1 \right] + 1, & P_a < z < P_c \\ \epsilon_{r,\max}, & z \geq P_c \end{cases} \quad (20)$$

그림 5와 식 (19), 식 (20)에서 P_a 는 NPML이 시작되는 지점의 z 값을 의미하고, P_b 는 전도도가 시작되는 지점, P_c 는 유전율 윤곽의 변화가 마무리되는 지점, P_d 는 NPML이 끝나는 지점을 의미한다.

상기한 NPML을 이용하여 global error를 해석하면 그림 6과 같다. Global error의 해석에 사용된 FDTD 격자 구조는 TM 모드의 경우이고 global error를 구하는 방법과 격자 및 시간 스텝 크기는 Katz의 경우와 동일하나, Katz가 사용한 입사파의 대역폭이 너무 큰 관계로 Gaussian 펄스파를 사용하였다^[7].

그림 6의 계산에 사용된 PML 층은 총 16층의 두께를 갖고 있으며, MPML과 NPML의 상대 유전율은 $\epsilon_{r,\max} = 5$ 이다. 그림 6에 나타난 NPML(13/12)은 NPML의 전도도 윤곽의 총 두께($P_d - P_b$)는 13층

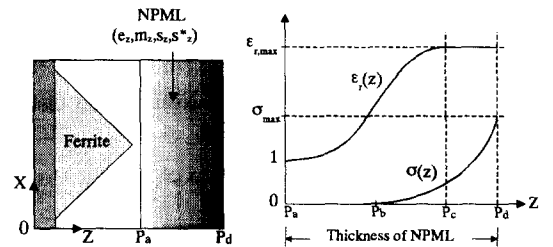


그림 5. NPML층의 유전율과 전도도 윤곽
Fig. 5. Dielectric and conductivity profiles of the NPML.

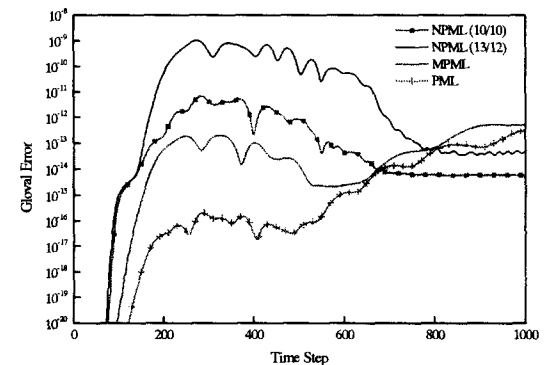


그림 6. PML, MPML, NPML의 global error (16 층 두께)
Fig. 6. Global error of PML, MPML, NPML (16 layers).

이고, 유전율 윤곽의 변화 영역 ($P_c - P_a$)은 12층 임을 나타낸다. 그림 6에서 알 수 있듯이 NPML의 global error는 MPML이나 PML의 경우보다 다소 큰 값을 나타낸다. 이것은 NPML이 같은 두께의 PML 층을 유전율과 전기 손실 영역으로 나누어 사용하기 때문에 두꺼운 손실 영역을 만들 수 없고, 특히 유전율이 손실 영역 이전에 증가하기 때문에 분산 현상이 발생하기 쉽기 때문이다. 따라서 PML 영역 내부에서 공간 영역의 샘플링 간격이 대략 $\lambda/6$ 정도 이하가 되도록 FDTD 격자의 크기를 조정하지 않으면 분산이 크게 발생하여 NPML의 흡수 특성이 떨어진다.

또한, 본 논문에서는 NPML층에 그림 7과 같이 전자파의 진행방향에 횡단 방향으로 약간의 손실을 추가하였다. 횡단 PML은 전기 손실만을 가지며, 그림 7(b)에 자세히 나타낸 것처럼 전도도 값이 $z = P_d$ 인 면의 상하 꼭지점 영역으로 갈수록 큰 값을 갖도록 구성하였다. 그림 7(b)는 횡단 PML층의 전도도 분포 구조를 나타냈다. $\sigma_{x,i}$ 에서 i 의 값이 커질수록 큰 값을 가지며, PML층이 가장 두꺼운 $z = P_d$ 인 면을 기준으로 다음과 같이 계산된다.

$$\sigma_x(\rho) = 1 + \sigma_{x, \max}(\rho/\delta)^n \quad (21)$$

$$\sigma_{x,i} = \frac{1}{\Delta} x \int_{\rho(i) - \Delta x/2}^{\rho(i) + \Delta x/2} \sigma_x(\rho) d\rho \quad (22)$$

여기서, ρ 는 도체면으로부터 떨어진 거리, δ 는

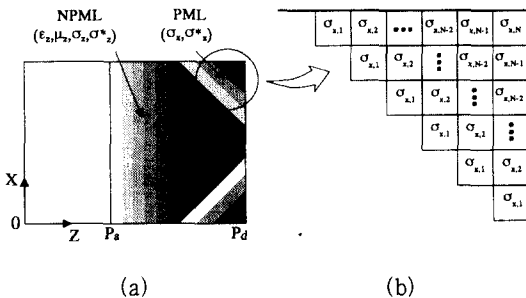


그림 7. 횡단 방향의 전기손실을 추가한 NPML
(a) 횡단 방향 손실을 갖는 NPML,
(b) 횡단 PML의 구조

Fig. 7. NPML with transverse directional loss.
(a) NPML with transvers loss,
(b) Structure of the transverse PML

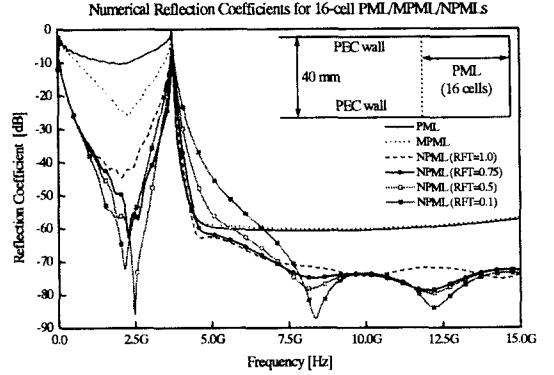


그림 8. 평행판 도파관에 대한 NPML의 반사 계수
Fig. 8. Reflection coefficient of the NPML in a parallel plate waveguide.

$z = P_d$ 인 면에서 PML 층의 두께이다. 감쇄모드에 대한 NPML의 흡수 특성을 파악하기 위하여 Fang이 해석한 그림 8과 같은 2차원 평행판 도파관을 해석하였다^[8]. 그림 8의 평행판 도파관의 차단 주파수는 3.75 GHz이며, 입사파는 TM_1 모드를 갖는 Gaussian 펄스파를 사용하였고, 흡수 경계 조건으로 총 16층의 PML과 MPML, NPML을 사용하였다. 그림 6의 global error는 계산 구조상 도파관이난 주기적 배열 구조가 아니므로 감쇄모드가 발생되지 않으므로 감쇄모드에 대한 특성을 충분히 파악할 수 없다.

그림 8의 RFT(reflection factor for transverse)는 횡단 방향의 반사 계수에 대한 최저치를 의미한다. 횡단 PML의 손실 분포는 $z = P_d$ 인 면을 기준으로 위치에 따라 다른 분포를 갖기 때문에 위치에 따라 반사 계수도 서로 다르다. 따라서 횡단 PML의 가장 작은 반사 계수를 갖는 $z = P_d$ 인 면에서의 횡단 방향 반사 계수값을 RFT로 정의하였다. 그림 8에서 알 수 있듯이 본 논문에서 개발된 NPML은 감쇄모드뿐만 아니라 진행모드에 대하여도 흡수 특성이 가장 우수함을 알 수 있다. 다만 횡단 손실을 너무 크게 할 경우 차단주파수 영역에서 흡수 특성이 나빠지게 된다. 그림 6에서 NPML의 global error의 값이 초기에는 큰 값을 갖는데 비해 그림 8의 반사계수 값은 NPML이 오히려 더 작은 값을 갖는다. 따라서 제시된 NPML이 진행 모드에 대한 흡수 특성은 PML에 비해 다소 떨어지지만 감쇄모드의 경우 흡수 특성이 많이 개선됨을 알 수 있다.

IV. 결 론

도파관이나 주기적 배열 구조에 있어서 까다로운 문제는 감쇄모드를 흡수시키는 흡수경계조건을 사용하는 문제이다. 기존의 흡수경계조건은 진행모드에 대하여 우수한 특성을 보이므로 감쇄모드 역시 흡수특성을 보일 수 있을 것으로 기대되나, 사실 감쇄모드에 대한 흡수 특성을 갖지 못하므로 인하여 전체 계산에 예기치 못한 수치 오류를 만들어 낼 수 있다. 본 논문에서는 기존의 PML 흡수경계조건을 일부 간단하게 수정하여 감쇄모드 및 진행모드에 대하여 우수한 특성을 갖게 됨을 확인하였다.

참 고 문 헌

[1] Engquist, B. and A. Majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves," *Math. of Comput.*, vol. 31, pp. 629-651, 1977.

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

[3] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics* 114, pp.

185-200, 1994.

[4] B. Chen, D. G. Fang, and B. H. Zhou, "Modified Berenger PML absorbing boundary condition for FD-TD meshes", *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 5, no. 11, pp. 399-401, Nov., 1995.

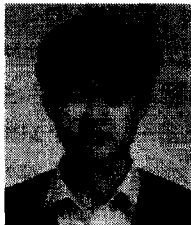
[5] M. Okoniewski, M. A. Stuchly, M. Mrozowski and J. DeMoerloos, "Modal PML", *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 7, no. 2, pp. 33-35, Feb., 1997.

[6] A. Alexanian, N. J. Koliass, R. C. Compton, and R. A. York, "Three-dimensional FDTD analysis of quasi-optical arrays using Floquet boundary conditions and berenger's PML," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 6, no. 3, pp. 138-140, Mar., 1996.

[7] D. S. Katz, E. T. Thiele, and A. Taflove, "Validation and extension to three dimensional of the Berenger PML absorbing boundary condition for FD-TD meshes," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 4, no. 4, pp. 268-270, Aug., 1994.

[8] J. Fang and Z. Wu, "Generalized perfectly matched layer-an extension of Berenger's perfectly matched layer boundary condition", *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 5, no. 12, pp. 251-253, Dec., 1995.

이 재 용



1969년 8월 1일생
 1992년 2월: 한양대학교 전자통신 공학과(공학사)
 1994년 2월: 한국과학기술원 전자 전산학과(공학석사)
 2000년 2월: 한국과학기술원 전자 전산학과(공학박사)

2000년 3월~현재: (주) 벨 웨이브

[주 관심분야] 전파전파 및 산란 해석, 이동통신, EMI/EMC 등.

명 노 훈



1976년 2월: 서울대학교 전기공학과(공학사)
 1982년 12월: Ohio State Univ. 전기공학과(공학석사)
 1986년 8월: Ohio State Univ. 전기공학과(공학박사)
 1986년 9월~현재: 한국과학기술원

전자전산학과 교수

[주 관심분야] 전파전파 및 산란 해석, 마이크로파공학, 이동 및 위성통신, EMI/EMC/EMS 등.