

유한차분시간영역(FDTD)법에 있어 Mesh Truncation을 위한 비등방성 완전정합층에 관한 연구

An Anisotropic Perfectly Matched Layer(APML) for Mesh Truncation in The Finite Difference Time Domain Method

박 동 희* · 김 정 기**

Dong-Hee Park* · Jung-Ki Kim**

요 약

본 논문은 유한차분시간영역법의 mesh truncation을 위한 비등방성 완전정합층(APML)에 관하여 연구하였다. APML 방법은 크게 분리형과 비분리형으로 분류할 수 있으며, 분리형의 경우는 평면에 대하여 12개 또는 8개의 방정식으로 구성되고 비분리형의 경우는 6개의 방정식으로만 구성된다. 따라서 후자의 방법이 전자의 방법에 비하여 훨씬 간단하다. 본 논문에서 제시된 APML 방정식은 후자의 방법으로서 Chen에 의해 제시된 방법을 3차원적으로 확장하여 Maxwell의 시간도함수 방정식으로부터 직접 유도하였다. 특히 평면을 제외한 모서리와 모퉁이 부분에서 APML 방정식은 Gedney에 의해서 제시된 방법과 Chen의 방법을 조합하여 새롭게 효과적으로 다루었다.

수치해석의 결과는 여러 파장을 갖는 선형안테나들에 대하여 복사패턴 및 전자장의 시간응답을 나타내며, 그 결과의 비교는 Mur의 1차 흡수경계조건을 사용한 결과 그리고 Kraus의 해석적 결과와 비교하였다. 결과적으로 Mur의 1차 흡수경계조건을 사용하는 경우는 주파수가 높아짐에 따라서 모서리와 모퉁이 부분에서 많은 오차가 있음을 확인하였다. 반면에 Kraus의 해석적 결과와의 비교는 좋은 일치를 보이므로 본 논문의 합당함을 입증할 수 있었다.

Abstract

This paper describes an anisotropic perfectly matched layer(APML) for mesh truncation of the Finite Difference Time Domain(FDTD) method. The APML method can be classified by a split type and an unsplit type, in case of the split type be made up 12 equations or 8 equations largely, and in case of the unsplit type be made of 6 equations.

Therefore the latter is more simple as compare with the former. For the APML method presented in this paper is the latter, is directly derived from the time domain equations of Maxwell and extend to the three dimensional problem for the method suggested by Chen. Especially, in the edge and corner parts except the planes, the APML method effectively treated as compound with the Chen's method and Gedney's method newly.

* 충주대학교 전자통신공학과(Dept. of Electro-Communication Engineering, Chungju National University)

** 중앙대학교 전자공학과(Dept. of Electronic Engineering, Chungang University)

· 논문 번호 : 980525-054

· 수정완료일자 : 1998년 8월 17일

The results of the numerical method in this paper show the radiation patterns and the time responses of electromagnetic fields of the wire antennas according to wavelengths and the APML results are compared with Mur's first order absorbing boundary condition and Kraus's analytical results.

Eventually, Mur's first order condition have many errors at the edge and corner. On the other hand, in comparison with Kraus's analytical results, it is quite good agreement, and the validity of present method is confirmed.

I. 서 론

시간영역 전자장문제의 3차원적 유한차분법(3-D FDTD)은 전자파의 산란문제 및 특성을 해석하기에 적합한 방법으로서 많은 연구가들에 의해 계속 연구되어지고 있다^{[1]~[3]}.

이 방법의 주요장점은 시간 및 공간상에 만족된 Maxwell의 방정식을 해석하거나 또는 균질 및 비균질 유전체와 자성체 그리고 도체 등으로 이루어진 임의의 구조물에 쉽게 적용할 수 있다.

일반적으로 많이 사용되고 있는 흡수경계조건으로서 Mur^[4]의 1차 및 2차가 있으며, 최근 많은 연구가들의 관심을 모으고 있는 것으로서 비등방성 완전정합층(Anisotropic Perfectly Matched Layer : APML)이 있다. 이 경계조건은 크게 분리형^{[5],[6]} 과 비분리형^{[7],[8]}으로 나눌 수 있으며 특징으로서 PML층 내에서 진행되는 전자파를 각각의 층에 따라 점차적으로 흡수할 수 있도록 감쇄상수의 값을 적절히 조절한다.

Veihl과 Mittra^[6]는 PML내에서 만족할 수 있는 12개의 방정식을 8개의 방정식으로 줄일 수 있는 새로운 방법을 제시 하였지만, 프로그램 구성면에 있어서 이전의 방법과는 큰 차이가 없었다.

Chen과 Mittra^[7]는 비분리형 완전정합층에 대한 새로운 방법을 제시하였다. 이는 시간 및 공간상에서 만족된 Maxwell의 방정식으로부터 전장 및 자장에 대한 축성분의 분리없이 총 6개의 방정식으로 조합하여 해석할 수 있도록 제시하였다.

또한 Sullivan^[8] 과 Gedney^[9]는 3차원 구조물의 모퉁이와 모서리 부분의 특별한 해석을 위하여 새로운 방법을 제시하였다.

본 논문은 APML 평면에 대하여 Chen과 Mitt-

ra에 의해서 제시된 방법을 3차원으로 확장하였으며 그리고 모서리와 모퉁이 부분에서 Gedney의 방법과 Chen 및 Mittra의 방법을 조합하여 새롭게 효과적으로 다루는 APML방법을 제시한다.

수치해석 결과는 새롭게 제시된 APML 방법의 합당함을 입증하기 위하여 자유공간상에 놓인 파장에 따른 안테나의 길이가 각각 $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{\lambda}{2}$, λ , $\frac{3\lambda}{2}$ 그리고 2λ인 선형안테나에 대한 복사패턴 및 시간응답을 해석하였다. 본 논문의 수치해석 결과는 Kraus^[10]의 해석적 결과 비교하여 합당함을 알 수 있었다. 반면에 Mur^[4]의 흡수경계조건과의 결과와 비교하여 파장에 따른 안테나의 길이가 작은 경우에는 비교적 잘 일치할 하나 안테나의 파장 길이가 큰 경우 오차 역시 크게 나타남을 확인할 수 있었다. 따라서 본 논문에 의해서 제시된 APML방법은 Mur의 1차 흡수경계조건과 비교하여 더욱 정확함을 입증할 수 있었다.

II. 본 론

비등방성 완전정합층(APML) 영역 내에서 만족할 수 있는 Maxwell의 방정식은 다음과 같다.

$$j\omega\bar{D} = \nabla \times \bar{H} \quad (1)$$

$$\bar{D} = \epsilon_0[\bar{\epsilon}(\omega)]\bar{E} \quad (2)$$

$$j\omega\bar{B} = -\nabla \times \bar{E} \quad (3)$$

$$\bar{B} = \mu_0[\bar{\mu}(\omega)]\bar{H} \quad (4)$$

식 (2)와 (4)에서 텐서 복소 유전율과 투자율은 대각원소성분만을 갖게 되며, 전장 및 자장의 진행 방향에 따라 그 방향성분만이 그 대각원소의 역수

인 $\left(1 + \frac{\tau_z}{1 + j\omega\alpha}\right)^{-1}$ 을 갖게 된다. 또한 각각의 대 각 원소는 주파수가 낮은 경우에서부터 높은 경우 까지 만족할 수 있도록 고려하였으며, α 는 매질의 유전율 및 투자율의 값을 대신할 수 있고 τ_z 는 전기 및 자기 전도도의 z 축 성분값을 갖도록 나타내었다.

또한 유전율과 투자율 각각의 텐서는 식 (5)에서와 같이 임피던스 정합 조건을 만족하도록 하였다.

$$\frac{\sigma(x, y, z)}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*(x, y, z)}{\mu_0} \quad (5)$$

임의의 평면파가 x - y 평면을 이루는 비등방성 완전 정합층을 통과하여 z 축 방향으로 진행하는 경우에 그 영역에서의 합당한 식을 얻기 위하여 식 (5)를 식 (2)와 (4)에 대입하여 시간영역 편미분 방정식으로 각각 나타내면 다음과 같다.

$$(D_x - \epsilon_0 E_x) + \alpha \frac{\partial}{\partial t} (D_x - \epsilon_0 E_x) = \epsilon_0 \tau_z E_x \quad (6)$$

$$(B_y - \mu_0 H_y) + \alpha \frac{\partial}{\partial t} (B_y - \mu_0 H_y) = \mu_0 \tau_z^* H_y \quad (7)$$

식 (6)과 식 (7)에서 전장의 y 와 z 그리고 자장의 x 와 z 성분에 대한 시간영역 편도함수식은 위의 식 (6) 그리고 식 (7)과 유사하며 *는 자기 전도도값을 나타낸다. 따라서 3차원 전자장 문제를 해석하기 위한 시간 및 공간 영역에서의 유한차분식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$E_x^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} E_y^n - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} \frac{D_x^n}{\epsilon_0} + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} \frac{D_x^{n+1}}{\epsilon_0} \quad (8)$$

$$E_y^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} E_y^n - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} \frac{D_y^n}{\epsilon_0} + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} \frac{D_y^{n+1}}{\epsilon_0} \quad (9)$$

$$E_z^{n+1} = \frac{\frac{2\alpha}{\Delta t} - 1}{\frac{2\alpha}{\Delta t} + 1} E_z^n + \frac{\left(1 + \tau_z - \frac{2\alpha}{\Delta t}\right)}{\frac{2\alpha}{\Delta t} + 1} \frac{D_z^n}{\epsilon_0} + \frac{\left(1 + \tau_z + \frac{2\alpha}{\Delta t}\right)}{\frac{2\alpha}{\Delta t} + 1} \frac{D_z^{n+1}}{\epsilon_0} \quad (10)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}} H_x^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}} \frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}}{\mu_0} + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}} \frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}}{\mu_0} \quad (11)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}} H_y^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}} \frac{B_y^{n-\frac{1}{2}}}{\mu_0} + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z^*)}{2\alpha}} \frac{B_y^{n+\frac{1}{2}}}{\mu_0} \quad (12)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}} = \frac{\frac{2\alpha}{\Delta t} - 1}{\frac{2\alpha}{\Delta t} + 1} H_z^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\left(1 + \tau_z^* - \frac{2\alpha}{\Delta t}\right)}{\frac{2\alpha}{\Delta t} + 1} \frac{B_z^{n-\frac{1}{2}}}{\mu_0} + \frac{\left(1 + \tau_z^* + \frac{2\alpha}{\Delta t}\right)}{\frac{2\alpha}{\Delta t} + 1} \frac{B_z^{n+\frac{1}{2}}}{\mu_0} \quad (13)$$

위의 식 (8)에서부터 식 (13)까지는 Chen과 Mittra^[7]의 평면에 대한 APM 방법을 3차원으로 확장하였으며, 3차원의 6면체 중 x - y 평면에 대한 전파의 방향은 z 축으로 진행하는 경우를 예를 들어 나타낸 것이다. 또한 이 평면을 제외한 나머지 x - z 및 y - z 평면에 대해서도 유사하게 나타낼 수 있다. 각각의 방향성분에 따라 2단계 결합계산방법을 적용하면 mesh truncation으로서 전자파를 충분히 흡수할 수 있다.

6면체에 대하여 APM 영역이 각각 겹치는 모서리와 모퉁이 부분의 시간영역 유한차분식은 Chen

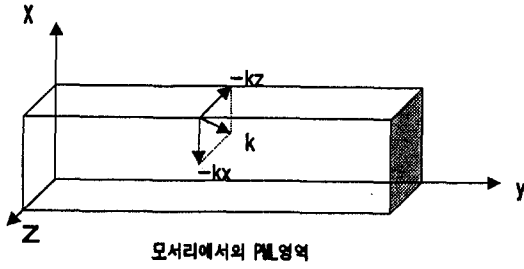


그림 1. APML 모서리 영역에서 x-z평면에 평행한 방향으로 전자파가 진행하는 경우

Fig. 1. In case of propagation the electromagnetic wave for the parallel direction in x-z plane in the APML edge region.

과 Mittra^[7]의 평면에 대한 APML방법과 Gedney^[9]의 방법을 조합하여 적용한다.

모서리 부분에서의 전자파가 x-z평면에 평행한 방향으로 전파하는 평면의 경우와 유사하게 UAPML영역에서 만족되는 텐서 행렬식은 두 성분의 곱으로서 나타낼 수 있다.

식 (8)에서부터 식 (13)까지의 유도과정과 동일한 방법으로 시간과 공간에 대한 유한차분식으로 이산화하면 다음과 같다.

$$E_x^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_x^n - \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_x^n}{\epsilon_0} + \frac{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_x^{n+1}}{\epsilon_0} \quad (14)$$

$$E_y^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_y^n - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_y^n}{\epsilon_0} + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_y^{n+1}}{\epsilon_0} \quad (15)$$

$$E_y^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_y^n - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_y^n + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_y^{n+1} \quad (16)$$

$$E_z^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_z^n - \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_z^n}{\epsilon_0} + \frac{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_z^{n+1}}{\epsilon_0} \quad (17)$$

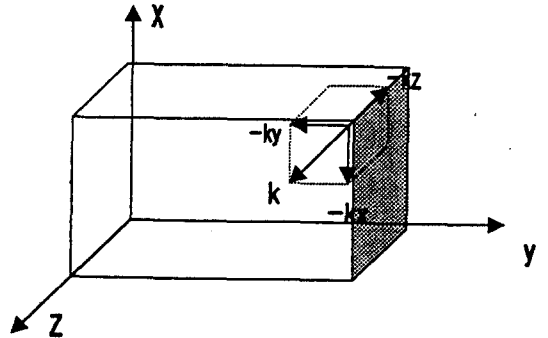


그림 2. APML 모퉁이 3차원 영역에서 전자파가 진행하는 경우

Fig. 2. In case of propagation the electromagnetic in the APML corner 3-D region.

위의 식 (15)과 식 (16)은 1차 편미분 가능한 시간도함수를 유도하기 위하여 치환하였으며, 전속밀도와 치환함수 그리고 치환함수와 전장의 순으로 흡수된 전자파를 해석한다.

6면체의 모퉁이 부분인 UAPML 영역에서의 전자파 진행관계를 그림 2와 같이 간단히 나타낼 수 있다.

모퉁이 부분에서의 시간 및 공간에 대한 유한차분식은 모서리 부분에서의 유한차분식과 유사한 방법으로 치환함수를 이용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

전속밀도와 치환함수의 관계 :

$$E_x^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_x^n - \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_x^n}{\epsilon_0} + \frac{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} \frac{D_x^{n+1}}{\epsilon_0}$$

(18)

$$E_y^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}} E_y^n - \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}} \frac{D_y^n}{\epsilon_0} + \frac{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}} \frac{D_y^{n+1}}{\epsilon_0}$$

(19)

$$E_z^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} E_z^n - \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} \frac{D_z^n}{\epsilon_0} + \frac{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} \frac{D_z^{n+1}}{\epsilon_0}$$

(20)

치환함수와 전장과의 관계 :

$$E_x^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_x^n - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_x^n + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_x)}{2\alpha}} E_x^{n+1}$$

(21)

$$E_y^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}} E_y^n - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}} E_y^n + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_y)}{2\alpha}} E_y^{n+1}$$

(22)

$$E_z^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} E_z^n - \frac{\left(1 - \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} E_z^n + \frac{\left(1 + \frac{\Delta t}{2\alpha}\right)}{1 + \frac{\Delta t(1+\tau_z)}{2\alpha}} E_z^{n+1}$$

(23)

APML영역인 모서리와 모퉁이 부분에서의 자장 및 자속밀도에 대한 시간과 공간에서의 유한차분식은 전장 및 전속밀도의 유한차분식에서 $\bar{D} \rightarrow \bar{B}$, $\bar{E} \rightarrow \bar{H}$, $\epsilon_0 \rightarrow \mu_0$ 그리고 $\tau \rightarrow \tau^*$ 으로 변환하고 시간차분은 $n + \frac{1}{2}$ 과 $n - \frac{1}{2}$ 에서 각각 구할 수 있다.

Ⅲ. 수치해석 결과 및 고찰

개방된 3차원 공간상에서 전자파의 물리적 특성을 분석 및 해석하기 위해서는 유한크기를 갖는 임의의 가상공간영역이 필요하다. 이 영역의 특징은 가능한 무반사의 특성을 갖도록 함으로서 무한 크기의 자유공간영역으로 대체될 수 있다. 본 논문에서 제시된 APML 영역은 이와같은 조건에 적합하며, 특히 무반사 경계조건을 필요로 하는 해석 프로그램에 유용하게 적용할 수 있다.

본 논문은 유한차분 시간영역법을 이용한 mesh truncation으로서 새로운 APML층을 이용하여 각각 $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{\lambda}{2}$, λ , $\frac{3\lambda}{2}$ 그리고 2λ 의 크기를 갖는 선형안테나에 대한 시간응답, 복사특성 및 시간응답을 해석하였다.

3차원 유한차분 시간영역법의 해석을 위한 각 좌표의 미소길이는 균일($dx=10^{-2}$ [m], $dy=10^{-2}$ [m]) 그리고 $dz=3.562 \times 10^{-2}$ [m]하며, 입력함수로서 정현함수(Sine파)를 여기시켰다. 또한 mesh의 전체적인 크기는 (43, 43, 63)으로 선택하였으며, 시간 반복회수는 많은 실행시간을 고려하여 4000번으로 선택하였다. 그림 3은 각각의 파장에 따른 선형 안테나의 복사특성을 Mur^[4]의 1차 흡수경계조건과 본 논문에서 제시된 새로운 APML 방법의 결과를 비교하여 나타내었다. 안테나의 파장이 짧은 경우, 즉 $\frac{\lambda}{4}$ 길이를 갖는 경우는 정확히 일치함을 보인다. 또한 $\frac{\lambda}{2}$ 및 $\frac{3\lambda}{2}$ 의 길이를 갖는 안테

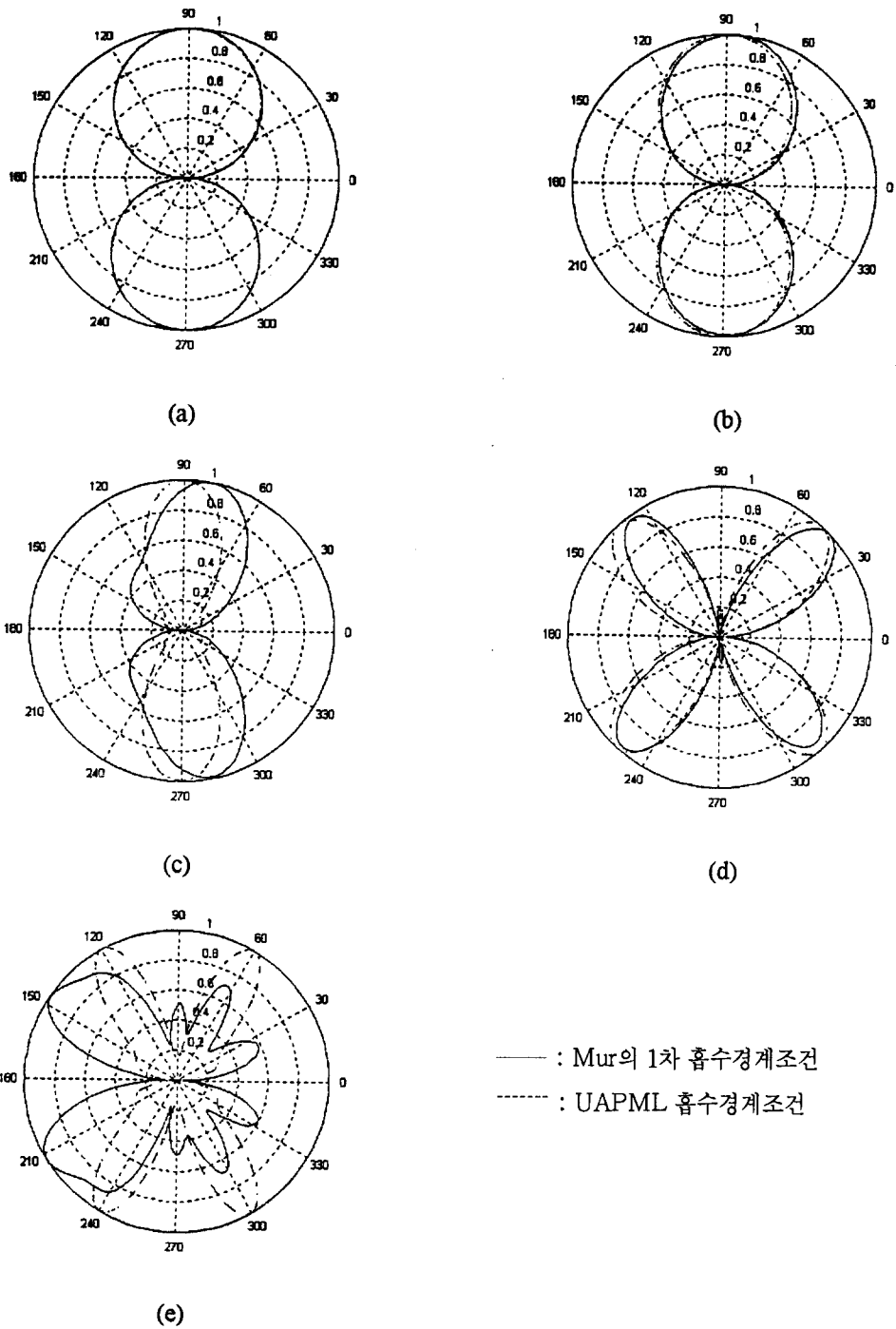
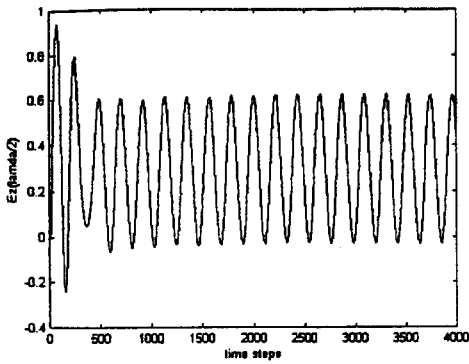
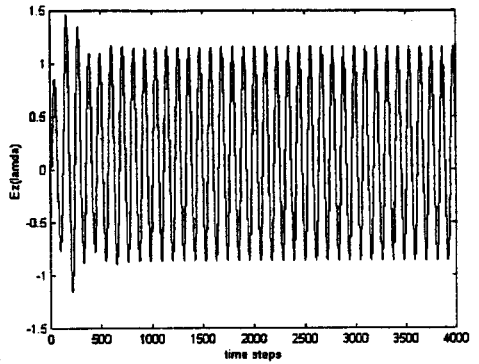


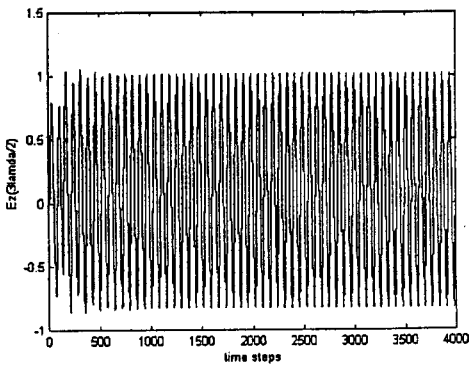
그림 3. 각각 (a) $\frac{\lambda}{4}$, (b) $\frac{\lambda}{2}$, (c) λ , (d) $\frac{3\lambda}{2}$ 그리고 (e) 2λ 의 크기를 갖는 선형안테나의 복사 특성
 Fig. 3. The characteristics of radiation of wire antenna with (a) $\frac{\lambda}{4}$, (b) $\frac{\lambda}{2}$, (c) λ , (d) $\frac{3\lambda}{2}$ and (e) 2λ .



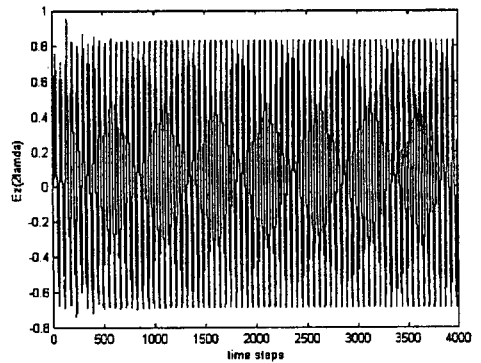
(a)



(b)



(c)



(d)

그림 4. APML에 의한 각각(a) $\frac{\lambda}{2}$, (b) λ , (c) $\frac{3\lambda}{2}$ 그리고 (d) 2λ 의 크기를 갖는 선형안테나에 대한 전장 E_z 의 시간응답

Fig. 4. The time response of electric field E_z on wire antennas with (a) $\frac{\lambda}{2}$, (b) λ , (c) $\frac{3\lambda}{2}$ and (d) 2λ for APML.

나는 다소 약간의 오차를 보이고 있다. 반면에 안테나의 파장길이가 λ 및 2λ 길이를 갖는 경우는 오차의 정도가 크게 나타난다. 이는 Mur의 1차 흡수경계조건이 모서리와 모퉁이 부분에서 많은 오차를 포함하고 있다고 할 수 있다. 따라서 Kraus^[10]의 해석적 결과와 비교하여 본 논문에서 의해서 제시된 결과가 합당함을 알 수 있다. 그림 4는 자유공간상에 놓인 선형 안테나의 E_z 성분을 그 자유공간상에서 각각의 파장에 따른 시간응답을 나타낸다. 이는 안테나의 길이가 짧을수록 그 시간응답의 미소길이가 짧아짐을 확인할 수 있다.

IV. 결 론

안테나에 관한 수치해석의 발전은 정확한 해석적 해를 구함은 물론 해석적 편의성과 다양성의 추가를 요구한다. 이러한 점에 비추어 본 논문에서 제시된 새로운 APML 해석 방법은 3차원 유한차분 시간영역법을 통한 해석에 있어 mesh truncation으로서 매우 유용하게 적용될 수 있다. 특히 본 논문은 평면을 이루는 APML 영역에 대하여 Chen과 Mittra^[7]에 의해서 제시된 방법을 3차원으로 확장

하였으며, 특히 모서리와 모퉁이 부분에서는 Chen과 Mittra^[7]의 방법과 Gedney^[9]의 방법 양쪽을 조합하여 유용한 새로운 APMML 방정식을 만들었다. 또한 본 논문에서 제시된 방정식의 합당함을 입증하기 위하여 선형안테나에 대한 복사특성 및 시간 응답을 해석하여 Mur^[4]의 1차 흡수경계조건 및 Kraus^[10]의 해석적 방법과 비교 고찰하였다. 비교 결과, 본 논문에 의해 제시된 새로운 방정식이 합당함을 알 수 있었으며, 이는 Mur의 1차 흡수경계조건보다 더욱 정확한 해를 구할 수 있었다. 반면에 본 논문에 의해서 제시된 방법의 단점으로서 실행시간이 많이 소요된다는 것이다. 본 논문의 확장으로서 가능한 실행시간을 최소화하는 것과 접지평면을 갖는 다양한 적용을 위하여 평판안테나로의 확장이 요구된다.

참 고 문 헌

- [1] P. Tirkas and C. Balanis, "Finite-Difference Time Domain Method for Antenna Radiation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 334-340, Mar. 1992.
- [2] K. Kunz and R. Luebbers, "Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics," Boca Raton, FL, CRC, 1993.
- [3] A. Taflove, "Computational Electromagnetics The Finite-Difference Time-Domain Method, Artech House," INC., 1995.
- [4] Mur, G., "Absorbing Boundary Conditions for The Finite-Difference Application of The Time-Domain Electromagnetic Field Equations," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 23, pp. 377-382, 1981.
- [5] J. P. Berenger, "A Perfectly Matched Layer for The Absorption of Electromagnetic Wave," *J. Comp. Phys.*, vol. 114, pp. 185-200, May 1994.
- [6] J. C. Veihl and R. Mittra, "An Efficient Implementation of Berenger's Perfectly Matched Layer(PML) for Finite-Difference Time-Domain Mesh Truncation," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* vol. 6, No. 2, pp. 94-96, July 1996.
- [7] Ming-sze Tong, Yinchao Chen and Mittra, "An Enhanced 2D-FDTD Solver for Analysis Guided Wave Structures," *IEEE Antenna and Propagation Society International Symposium*, vol. 2, 1002-1005, 1997.
- [8] D. M. Sullivan, "An Unsplit Step 3-D PML for Use with The FDTD Method," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 7, no. 7, July 1997.
- [9] S. D. Gedney, "An Anisotropic Perfectly Matched Layer-Absorbing Medium for The Truncation of FDTD Lattices," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, 1630-1639, Dec. 1996.
- [10] Kraus, *Antennas*, McGraw-Hill, Inc., pp. 230-250, 1950.

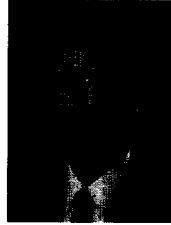
박 동 회



1985년 2월 : 청주대학교 공과대학 전자공학과 (공학사)
1987년 2월 : 중앙대학교 대학원 전자공학과 (공학석사)
1992년 8월 : 중앙대학교 대학원 전자공학과 (공학박사)
1996년 12월~1998년 1월 : Pennsylvania 주립대학교 전기공학과 Post Doc.

1992년 4월~현재 : 국립 충주대학교 전자통신공학과 조교수
[주관심분야] 안테나 및 전자파 산란, EMI /EMC, 전자파 흡수 등

김 정 기



1961년 3월~1965년 2월 : 연세대학교 공과대학 전기공학과 (공학사)
1967년 3월~1969년 2월 : 연세대학교 대학원 전기공학과 (공학석사)
1970년 9월~1975년 2월 : 연세대학교 대학원 전기공학과 (공학박사)
1970년 3월~1977년 2월 : 광운대학교

통신공학과 부교수
1977년 3월~현재 : 중앙대학교 전자공학과 교수