

# H(2,4) 기법을 기반으로 한 저분산 FDTD 기법의 손실 매질의 광대역 해석을 위한 최적화 방법

## Optimization of Extremely Low Numerical-Dispersion FDTD Method Based on H(2,4) Scheme for Wideband Analysis of Lossy Dielectric

오 일 영

Ilyoung Oh

요 약

본 논문은 H(2,4) 기법을 기반으로 한 저분산 유한차분 시간영역법(Finite-Difference Time-Domain: FDTD)을 이용하여 상수 도전율과 비유전율을 갖는 유전체의 광대역 전자기 특성을 정확하게 해석하는 방법을 제안했다. 수치분산오차를 최소화하기 위해서 제안한 FDTD 기법에서 이용하는 세 개의 변수의 최적값을 계산하였다. 잘 알려진 정확한 FDTD 기법들과 제안한 FDTD 방법으로 2차원 원형 유전체 실린더의 광대역 산란 문제를 계산하였고, 그 결과를 이론값과 비교하여 제안한 방법의 우수성을 검증하였다.

### Abstract

This paper proposed the optimization method of the extremely low numerical-dispersion finite-difference time-domain (ELND-FDTD) method based on the H(2,4) scheme for wideband and extremely accurate electromagnetic properties of lossy material, which has a constant conductivity and relative permittivity. The optimized values of three variables are calculated for the minimum numerical dispersion errors of the proposed FDTD method. The excellent accuracy of the proposed method is verified by comparing the calculated results of three different FDTD methods and the analytical results of the two-dimensional dielectric cylinder scattering problem.

Key words: Numerical Analysis, FDTD, Higher Order FDTD, Wideband Analysis, Optimization, Low Numerical Dispersion Error, Lossy Material

### I. 서 론

Yee에 의해서 유한차분 시간영역법(Finite-Difference Time-Domain: FDTD)이 개발된 이후로, FDTD 기법은 다양한 전자기 현상 예측 및 분석에 이용되고 있다<sup>[1]-[5]</sup>. FDTD 기법은 유한요소법(Finite Element Method: FEM), 모멘트 법

(Method Of Moment: MoM)과 비교해서 전자기 현상의 광대역 특성을 빠르게 해석 할 수 있다는 장점이 있다. 반면 계산 결과가 FEM과 MoM의 계산 결과와 비교했을 때, 정확도가 낮다는 단점이 있다. 이외에 FDTD 기법은 진행방향에 따른 수치 파수 값(numerical wavenumber value)이 일정하지 않다는 단점도 있다. 위의 두 단점을 해결하기

「이 연구는 2017학년도 동양미래대학교 교내 연구지원사업의 지원으로 연구되었음.」

동양미래대학교 전자공학과(Department of Information Electronic Engineering, Dongyang Mirae University)

· Manuscript received February 2, 2018 ; Revised March 7, 2018 ; Accepted March 13, 2018. (ID No. 20180202-017)

· Corresponding Author: Ilyoung Oh (e-mail: pinokio13@dongyang.ac.kr)

위해서 다양한 연구가 수행되었다<sup>[6]~[10]</sup>. 그 중 Isotropic-Dispersion FDTD와 H(2,4) 기법에 기반한 저분산 FDTD (Extremely Low Numerical Dispersion FDTD: ELND-FDTD) 기법<sup>[6]</sup>은 협대역 해석에서 매우 정확한 특성을 갖는다. 하지만 위의 FDTD 기법을 이용한 광대역 해석(wide-band analysis)을 위한 연구는 거의 진행이 되지 않았다.

H(2,4) 기법이 사용하는 전기장과 자기장의 위치는 그림 1(a)에 나타나 있다. 그림 1(a)에서 보는 것과 같이 Yee 기법에 이용하는 전기장과 자기장은 H(2,4) 기법에서도 이용된다. 그리고 그림 1(b)에서 알 수 있듯이 H(2,4) 기법의 경우는 전파 진행방향이 0°와 90°에서 가장 정확하고, Yee 기법의 경우는 45°에서 가장 정확한 값을 갖는다. 두 기법의 이러한 상호보완적인 관계를 이용하여 ELND-FDTD 기법은 단일 주파수에서 매우 정확한 해를 얻었다<sup>[6],[7]</sup>. 두 기법을 가중합(weighted sum) 처리하여 전파 진행 방향에 따라 변화하지 않는 파수를 만들었고, 비유전율과 도전율을 정확하게 예측하기 위한 두 개의 변수를 이용하였다. 이 방법은 H(2,4) 기법과 비교했을 때, 단일 주파수에서 월등한 정확성을 가지면서도 계산 시간은 전혀 증가하지 않는 장점이 있다. 본 논문은 ELND-FDTD 기법을 기반으로 하여 광대역에서 정확한 전자기 특성을 얻을 수 있는 최적화 방법을 제안하였다.

II에서는 H(2,4) 기법을 기반으로 한 저분산 시간영역 유한차분법의 갱신 방정식(update equations)과 세 개의 변수를 이용하여 해석 주파수 범위에서 오차를 최소화하는 방법에 대해서 자세히 서술하고, 제안한 방법의 이론적 성능을 확인했다. III에서는 2차원 원형 유전체의 광대역 산란 문제를 계산해서 기존의 방법과 제안한 방법의 광대역 성능을 비교했다.

## II. Update Equations and Optimization Factors

본 논문에서 제안한 FDTD 방법은 H(2,4) 기법을 기반으로 하고 있다. 그림 1(a)는 H(2,4) 기법을 이용해서 TM<sub>z</sub> 모드의 전계를 계산하기 위해 필요한 전계와 자계의 계산 위치를 나타내고 있다. 점선으로 표시된 부분에서 알 수 있듯이, H(2,4) 기법의 계산점들은 Yee 기법의 계산 점을 포함하고 있다. 그림 1(b)는 Yee 기법과 H(2,4) 기법을 이용해 계산된 수치 파수와 정확한 파수를 진행방향에

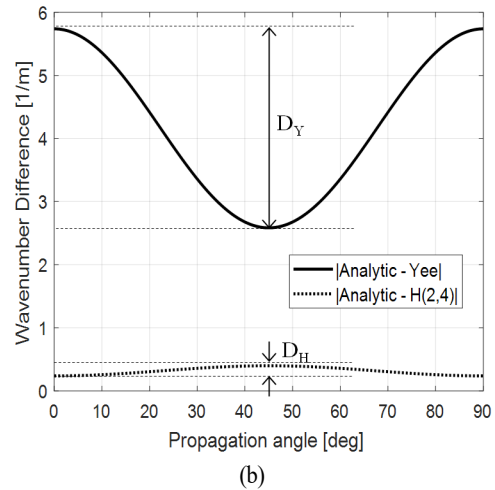
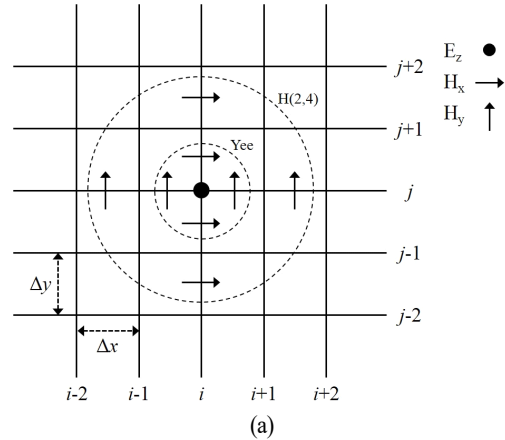


그림 1. (a) TM<sub>z</sub> mode 에서의 H(2,4) 기법과 Yee FDTD 기법의 전계 및 자계 계산점 위치, (b) H(2,4) 및 Yee 기법을 이용하여 계산한 파수와 이론적 파수의 차이.  $\epsilon_r = 4.4$ ,  $\sigma = 0.1$  S/m,  $\Delta t = 2.5$  ps,  $\Delta = 1.3$  mm

Fig. 1. (a) Calculation positions of E-/H- field for TM<sub>z</sub> mode using H(2,4) and Yee FDTD method, (b) Numerical wavenumber of H(2,4) and Yee FDTD method and analytic wavenumber.  $\epsilon_r = 4.49$ ,  $\sigma = 0.1$  S/m,  $\Delta t = 2.5$  ps,  $\Delta = 1.3$  mm.

따라 나타냈다. H(2,4) 기법은 0°에서 가장 정확한 값을 가지며, Yee 기법은 45°에서 가장 정확한 값을 가지며, 두 기법의 진행 방향에 따른 수치 파수 변화가 비슷한 모양을 갖는다. 이 특성을 이용해 진행방향에 따라 변화하지 않는 수치 파수를 만들기 위해서 H(2,4) 기법과 Yee 기법

을 식 (1)과 같이 가중합을 적용하였다.  $F_w$ 는 가중치를 나타내고,  $D_Y$ ,  $D_H$ 는 각각 Yee 기법과 H(2,4) 기법의 파수의 최대 변화를 나타낸다.

$$(1 - F_w)D_Y + F_w D_H = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mu \bar{H} \quad (2)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_0 \epsilon_r \bar{E} + \sigma \bar{E} \quad (3)$$

식 (2), (3)은 FDTD 갱신방정식에서 이용하는 맥스웰 방정식(Maxwell's equations)을 나타낸다. 식 (4)~(6)은 맥스웰 방정식으로  $TM_z$  모드로 전개 했을 때의 방정식을 나타낸다. 식 (7)~(9)는  $TM_z$  모드에서의 ELND-FDTD 기법의 갱신방정식을 나타낸다.  $F_\epsilon$ ,  $F_\sigma$ ,  $\Delta$  ( $\Delta x = \Delta y = \Delta$ ),  $\Delta t$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$ 는 각각 비유전율에 적용하는 비례치, 도전율에 적용하는 비례치, 격자 길이, 단위 시간, 자유공간에서의 유전율, 투자율, 도전율을 각각 나타낸다.

$$A = \frac{2F_w \epsilon_0 \epsilon_r - F_\sigma \sigma \Delta t}{2F_w \epsilon_0 \epsilon_r + F_\sigma \sigma \Delta t}, B = \frac{2\Delta t(8 + F_w)}{8(2F_\epsilon \epsilon_0 \epsilon_r + F_\sigma \sigma \Delta t)\Delta},$$

$C = \frac{2F_w \Delta t}{8(2F_\epsilon \epsilon_0 \epsilon_r + F_\sigma \sigma \Delta t)\Delta}$  로 정의 된다. 갱신 방정식의  $F_w$ ,  $F_\epsilon$ ,  $F_\sigma$ 에 따라 식 (4)~(6)의 갱신 방정식은 Yee, H(2,4), ELND-FDTD, 제안한 방법으로 변화하게 된다. 이에 따른 변화는 표 1에 나타나 있다.

$$\hat{x} \frac{\partial}{\partial y} E_z = -\hat{x} \frac{\partial}{\partial t} \mu H_x \quad (4)$$

$$\hat{y} \frac{\partial}{\partial x} E_z = \hat{y} \frac{\partial}{\partial t} \mu H_y \quad (5)$$

$$\hat{z} \left( \frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x \right) = \hat{z} \left( \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_0 \epsilon_r E_z + \sigma E_z \right) \quad (6)$$

표 1.  $F_w$ ,  $F_\epsilon$ ,  $F_\sigma$ 에 따른 갱신방정식의 상태

Table 1. Status of update equation according to  $F_w$ ,  $F_\epsilon$ ,  $F_\sigma$ .

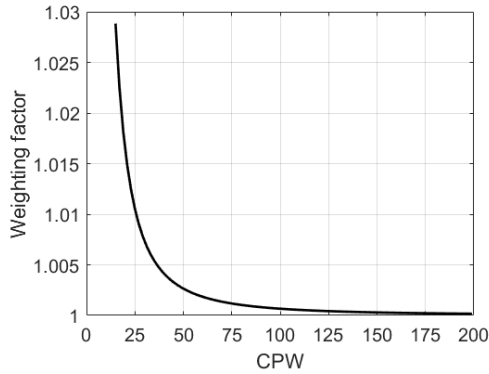
	Yee	H(2,4)	ELND-FDTD, Proposed method
$F_w$	0	1	$F_w > 1$
$F_\epsilon$	1	1	$F_\epsilon > 1$
$F_\sigma$	1	1	$F_\sigma > 1$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) = H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta} \left[ \left(1 + \frac{F_w}{8}\right) \{E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j)\} \right. \\ \left. - \frac{F_w}{24} \{E_z^n(i, j+2) - E_z^n(i, j-1)\} \right] \quad (7)$$

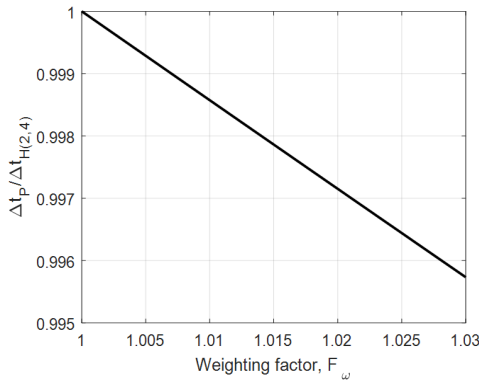
$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) = H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta} \left[ \left(1 + \frac{F_w}{8}\right) \{E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j)\} \right. \\ \left. - \frac{F_w}{24} \{E_z^n(i+2, j) - E_z^n(i-1, j)\} \right] \quad (8)$$

$$E_z^{n+1}(i, j) = A E_z^n(i, j) + B \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j\right) \right. \\ \left. - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) + H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{1}{2}\right) \right\} \\ - C \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{3}{2}, j\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{3}{2}, j\right) \right. \\ \left. - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{3}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{3}{2}\right) \right\} \quad (9)$$

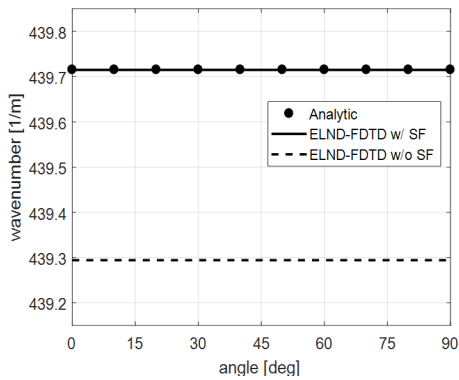
식 (7)~(9)에 있는  $F_w$ 는 진행방향에 따른 파수의 변화를 제거하는 역할을 하는 변수이고,  $F_\epsilon$ 과  $F_\sigma$ 는 비례치 (Scaling Factor: SF)로 각각 유전율과 도전율에 곱해져서 파수를 이론값과 일치하도록 만드는 역할을 한다. 식 (1)을 이용하여  $F_w$ 를 계산하면 그림 2(a)와 같이 나타난다. 파장 당 셀 수(Cells Per Wavelength: CPW)가 증가할수록  $F_w$ 가 1로 근접함을 알 수 있다. 또한 CPW가 증가할수록  $F_w$ 의 변화가 작아진다. 또한  $F_w$ 는 제안한 방법의 안정성(stability)에도 영향을 미치게 된다. 안정성은 사용할 수 있는 최대 단위 시간(maximum unit time step)을 결정하고, 수치 분산 관계를 이용하여 최대 단위 시간을 계산할 수 있다<sup>[11]</sup>. 수치 분산관계는 식 (10)으로 표현할 수 있고, 식 (10)을 이용하여 최대 단위 시간은 식 (11)로 구할 수 있게 된다. 그림 2(b)는 이를 이용하여 H(2,4) 기법의 최대 단위 시간과 제안한 방법의 단위 시간을 비교했다. 가중치(weighting factor)는 그림 2(a)에 나온 범위를 이용했다. 가중치가 증가할수록 두 기법의 최대 단위 시간의 비율



(a)



(b)



(c)

그림 2. (a) CPW에 따른  $F_w$  특성, (b) H(2,4) 기법과 제안한 방법의 최대 단위시간 비교, (c) 이론 값과  $F_w$ ,  $F_e$ ,  $F_o$ 에 따른 수치 파수 변화

Fig. 2. (a) Weighting factor versus CPW, (b) Comparison between maximum time step of H(2,4) method and proposed method, (c) Analytic wavenumber and numerical wavenumber change due to scaling factors.

이 작아지지만, 제안한 방법의 가중치가 1에 근접하기 때문에 그 변화는 크지 않은 것을 확인할 수 있다.

$$\left\{ \frac{\Delta}{c\Delta t} \sin\left(\frac{w\Delta t}{2}\right) \right\}^2 = \sin^2\left(\frac{\tilde{k}_y\Delta}{2}\right) \left\{ 1 + \frac{F_w}{6} \sin^2\left(\frac{\tilde{k}_y\Delta}{2}\right) \right\}^2 + \sin^2\left(\frac{\tilde{k}_x\Delta}{2}\right) \left\{ 1 + \frac{F_w}{6} \sin^2\left(\frac{\tilde{k}_x\Delta}{2}\right) \right\} \quad (10)$$

$$\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \times \frac{6}{F_w \times 6} \times \frac{c}{\Delta} \quad (11)$$

그림 2(c)에서 점선 그래프(ELND-FDTD w/o SF)는 ELND-FDTD 기법에  $F_w$ 의 값만 적용했을 때의 파수를 나타낸다.  $F_w$ 의 효과로 인해 진행방향에 따라 변하지 않는 수치 파수를 얻게 되었다. 즉, 상수 수치 비유전율( $\epsilon_{rn}$ )과 상수 수치 도전율( $\sigma_n$ )을 얻게 되었다. 하지만 그림 2(c)에서 보는 것과 같이 이론값과의 차이가 있는 것을 확인할 수 있다. 이를 해결하기 위해서 두 개의 비례 변수( $F_e$ ,  $F_o$ )를 도입하였다. 이 변수들은 각각  $\epsilon_{rn}$ 과  $\sigma_n$ 에 곱해지게 된다.  $\epsilon_{rn}$ 과  $\sigma_n$ 을 이론값과 같게 만들기 위해서  $F_e$ 과  $F_o$ 는 식 (12), (13)으로 정의 했다.  $F_e$ 과  $F_o$ 의 효과로 인해 이론값과 같은 수치 파수를 얻게 된 것을 그림 2(c)의 그래프(ELND-FDTD w/ SF, Analytic)를 통해 확인할 수 있다.

$$F_{S1} = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{rn}} \quad (12)$$

$$F_{S2} = \frac{\sigma}{\sigma_n} \quad (13)$$

그림 3은 H(2,4)기법, ELND-FDTD 기법의 오차 곡선을 나타내고 있다. 오차는 각 주파수에서의 비유전율과 도전율 오차를 동시에 반영하여 식 (14)로 정의했다.  $\epsilon_{ra}$ ,  $\epsilon_{rn}$ ,  $\sigma_a$ ,  $\sigma_n$ 은 각각 이론 비유전율과 수치 비유전율, 이론 도전율과 수치 도전율을 각각 나타낸다. 최적화 주파수 ( $f_{opt}$ )는  $F_w$ ,  $F_e$ ,  $F_o$ 가 계산되는 주파수를 의미하고,  $f$ 는 해석 주파수 범위를 의미한다. ELND-FDTD 기법에서  $F_w$ ,  $F_e$ ,  $F_o$ 는 6 GHz와 10 GHz에서 정확한 값을 갖도록

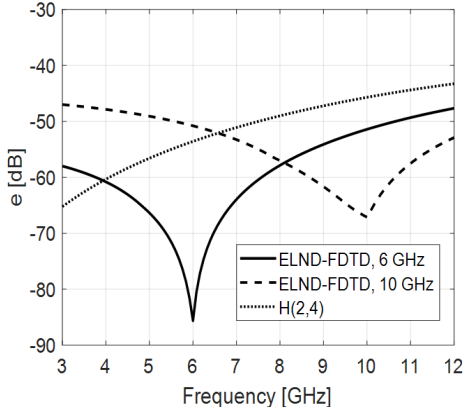


그림 3. H(2,4) 기법과 6 GHz, 10 GHz에서 최적화시켰을 때의 ELND-FDTD 기법의 오차 곡선  
 Fig. 3. Error of H(2,4) FDTD scheme and ELND-FDTD optimized 6 GHz and 10 GHz.

계산되어졌다. ELND-FDTD 기법은 최적화 주파수에서는 매우 작은 오차를 갖지만, 최적화 주파수에서 멀어질수록 오차가 급격히 증가하는 것을 볼 수 있다. 특히 10 GHz에서 최적화를 시켰을 때의 오차 곡선은 7 GHz보다 작은 주파수에서는 H(2,4) 기법보다 부정확한 특성을 갖는다. 반면, 6 GHz에 최적화 시켰을 때의 오차 곡선을 보면 4 GHz 근처에서 H(2,4) 기법보다 부정확한 특성을 갖게 된다. 즉, ELND-FDTD 기법의 경우, 최적화 된 주파수에 따라서 광대역 주파수 해석의 결과의 정확도가 변화한다.

$$e(f_{opt}, f) = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{ra}(f) - \epsilon_{rn}(f_{opt}, f)}{\epsilon_{ra}(f_{opt}, f)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_a(f) - \sigma_n(f_{opt}, f)}{\sigma_a(f_{opt}, f)}\right)^2} \quad (14)$$

$$e_S(f_{opt}) = \sum_f e(f_{opt}, f) \quad (15)$$

광대역 해석의 정확도를 높이기 위해서는 해석 주파수 범위에서 오차를 가장 작게 만드는 최적의  $F_w, F_\epsilon, F_\sigma$ 의 값을 계산에 이용되는 모든 물질에 대해서 각각 찾아 적용해야 한다. 그림 4는 최적의 변수를 찾는 과정을 나타내고 있다. 식 (15)는 본 논문에서 계산한 광대역 오차를 나타내는 수식으로 식 (14)에서 변수  $f$ 를 모두 더한 값이 된다. 그림 5는  $\epsilon_{ra}$ 가 4.4이고,  $\sigma_a$ 가 0.1 S/m,  $\Delta t$ 는 2.5

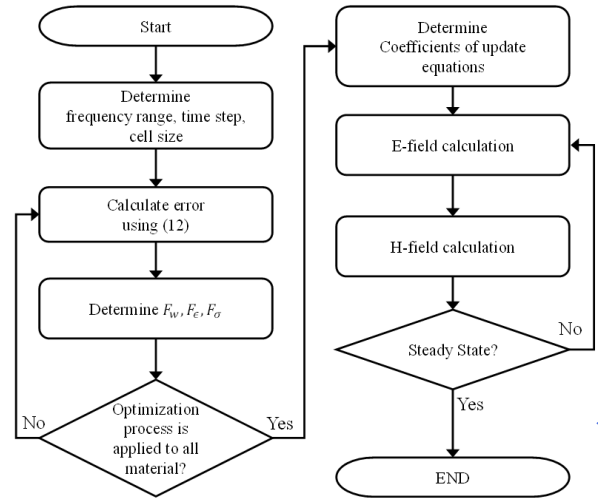


그림 4. 제안한 알고리즘의 흐름도  
 Fig. 4. Flow chart of the proposed FDTD method.

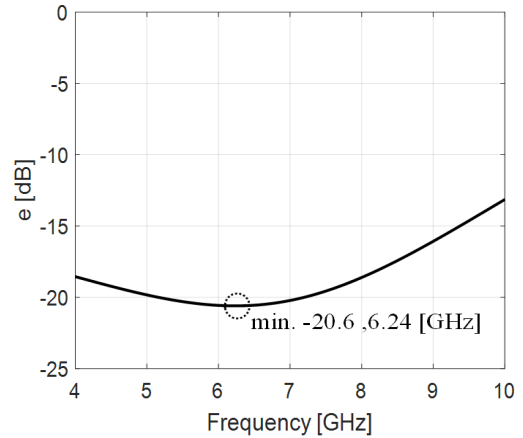


그림 5. 광대역 오차 곡선  
 Fig. 5. Wideband error graph.

ps,  $\Delta$ 는 1.3 mm이고,  $f_{opt}$ 와  $f$  모두 4~10 GHz일 때의 오차 곡선이다. 오차가 가장 작은 경우는  $f_{opt}$ 가 6.24 GHz 일 때이다.

### III. Numerical Results

본 논문에서는 제안한 방법의 우수한 광대역 해석 특성을 확인하기 위해서 제안한 방법(proposed)과 10 GHz에서 최적화한 ELND-FDTD 기법, H(2,4) 기법으로 2차원

실린더 유전체의 광대역 산란 문제를 계산하였다. 계산 조건은 다음과 같다. 유전체 반지름은 299 mm, 비유전율은 4.4, 도전율은 0.1 S/m이다. 격자 길이( $\Delta$ )와 단위 시간( $\Delta t$ )은 각각 1.3 mm, 2.5 ps이다. 해석 주파수 범위는 4~10 GHz로 정했다. 그림 6은 계산 구조 및 관찰 부분을 나타내고 있고, 두 물질의 경계 값은 두 물질 상수의 산술 평균을 취하였다.

그림 7은 네 개의 주파수(4 GHz, 6.24 GHz, 7.76 GHz, 9.94 GHz)에서의 유전체 실린더에 의해 산란된 전기장의 실수부와 허수부의 차이를 나타낸다(위: 실수부, 아래: 허수부). 그림 7(b), (c)에서 볼 수 있듯이 제안한 방법이 실수부와 허수부에서 이론값<sup>[12]</sup>과 가장 근사한 값을 갖는

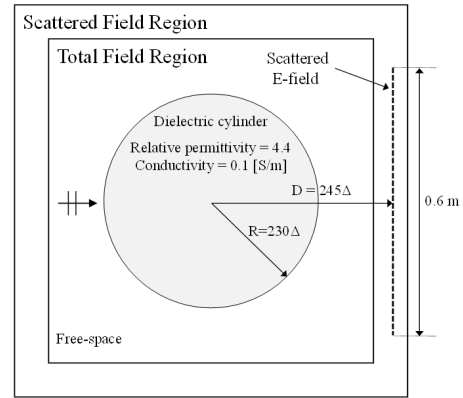
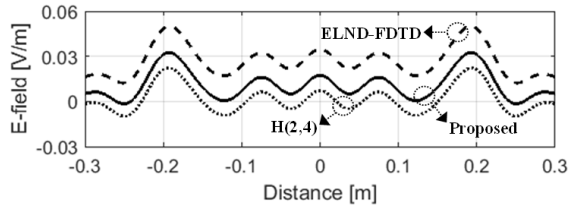
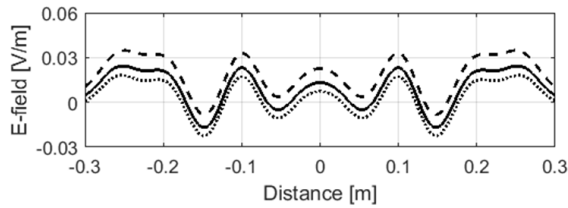


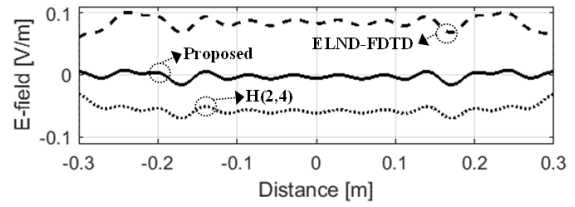
그림 6. 계산 구조 및 관찰 부분  
Fig. 6. Calculation structure and observation line.



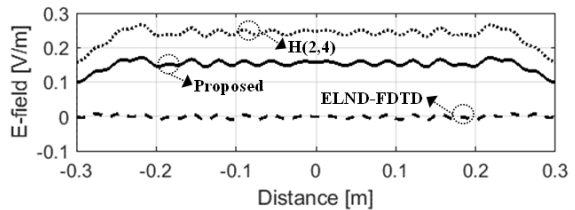
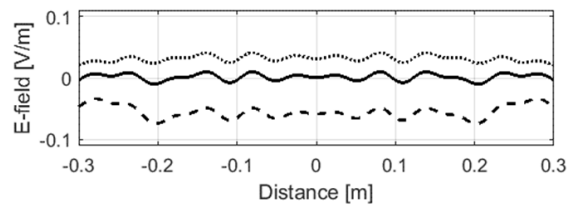
(a) 4 GHz



(c) 7.76 GHz



(b) 6.24 GHz



(d) 9.94 GHz

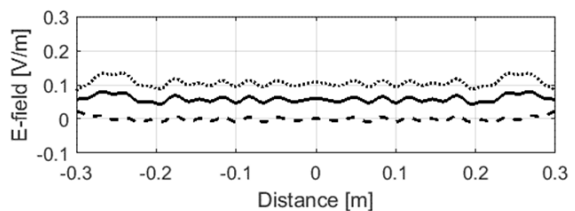


그림 7. 이론 값과 계산된 전기장 차이. 위: 실수부, 아래: 허수부

Fig. 7. Difference electric field intensity of analytic results and numerical results. upside: Real part, bottom side: Imaginary part.

것을 확인할 수 있다. 그림 7(a)의 경우에는 H(2,4) 기법과 제안한 방법의 정확도가 유사하게 나타난다. 하지만, ELND-FDTD 기법의 결과는 최적화 주파수인 10 GHz에 근접한 주파수를 제외하고는 해석 주파수 범위에서 H(2,4) 기법의 결과보다도 부정확하게 나타남을 확인할 수 있다.

$$RMS = \sum_{y=1}^n \sqrt{\frac{(Re_A(y) - Re_C(y))^2 + (Im_A(y) - Im_C(y))^2}{2n}} \quad (16)$$

그림 7에서 특정 주파수에서의 전계 분포 비교를 통해 정확성을 확인했다면 그림 8은 정량적인 분석을 위해서 해석 주파수 범위에서의 Root Mean Square(RMS) 값을 500 MHz 간격으로 계산한 결과를 나타내고 있다. RMS는 식 (16)을 이용하였다. 식 (16)에서  $Re$ 는 실수부분을  $Im$ 는 허수부분을 나타내고, 아래 첨자  $A$ 는 이론값을  $C$ 는 계산 결과를 의미한다.  $y$ 는 관찰한 위치를 의미하고,  $n$ 은 관찰한 전계의 수를 각각 의미한다. 제안한 방법(proposed)을 이용하여 계산한 것이 10 GHz에서 최적화한 ELND-FDTD 기법보다 4~8 GHz 범위에서 정확성이 높은 것을 확인할 수 있고, H(2,4) 기법보다는 전 대역에서 정확도가 높은 것을 확인할 수 있다.

#### IV. Conclusion

본 논문은 ELND-FDTD 기법을 기반으로하여 광대역

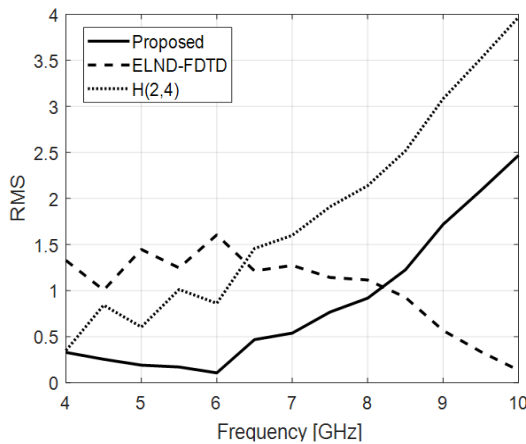


그림 8. RMS 오차 비교  
Fig. 8. Comparison of RMS error.

에서도 정확한 전자기 특성을 예측할 수 있는 FDTD 방법에 대해서 제안했다. 계산 시간 및 알고리즘의 복잡도 증가 없이 해석 주파수 범위에서 가장 작은 오차를 갖도록 하는 최적화 방법을 제안했다. H(2,4) 기법과 ELND-FDTD 기법과 제안한 방법의 결과를 이론값과 비교하여 제안한 방법의 우수성을 확인하였다. 제안한 방법은 정밀한 전자기 현상 해석이 필요한 분야에서 매우 유용하게 이용될 수 있을 것이다.

#### References

- [1] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302-307, May 1966.
- [2] R. J. Spiegel, M. B. A. Fatmi, S. S. Stuchly, and M. A. Stuchly, "Comparison of finite-difference time domain SAR calculations with measurements in a heterogeneous model of man," *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 36, no. 8, pp. 849-855, Aug. 1989.
- [3] B. Chaudhury, S. Chaturvedi, "Study and optimization of plasma based radar cross section reduction using three-dimensional computations," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 37, no. 11, pp. 2116-2127, Nov. 2009.
- [4] J. C. Ju, H. Y. Lee, D. C. Park, and N. S. Chung, "FDTD analysis of lightning-induced voltages on shielded telecommunication cable with multipoint grounding," *Journal of Electromagnetic Engineering and Science*, vol. 1, no. 1, pp. 88-94, 2001.
- [5] T. Dogaru, C. Le, "SAR images of rooms and buildings based on FDTD computer models," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 47, no. 5, pp. 1388-1401, May 2009.
- [6] I. Y. Oh, Y. Hong, and J. G. Yook, "Extremely low dispersion higher order(2, 4) 2-D-FDTD scheme for Maxwell-Boltzmann system," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 12, pp. 6100-6106, Dec. 2013.

- [7] I. Y. Oh, Y. Hong, and J. G. Yook, "Extremely low dispersion H(2,4) FDTD scheme for lossy material," *Journal of Electromagnetic Engineering and Science*, vol. 13, no. 3, pp. 158-164, Sep. 2013.
- [8] I. S. Koh, H. Kim, J. M. Lee, J. G. Yook, and C. S. Pil, "Novel explicit 2-D FDTD scheme with isotropic dispersion and enhanced stability," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 11, pp. 3505- 3510, Nov. 2006.
- [9] W. T. Kim, I. S. Koh, and J. G. Yook, "3D isotropic dispersion(ID)-FDTD algorithm: Update equation and characteristics analysis," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 4, pp. 1251-1259, Apr. 2010.
- [10] W. T. Kim, I. Koh, and J. G. Yook, "3-D isotropic dispersion FDTD algorithm for rectangular grid," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 9, pp. 522-525, 2010.
- [11] A. Taflove, S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Boston, MA, Artech House, 2005.
- [12] J. M. Jin, *Theory And Computation of Electromagnetic Fields*, Hoboken, John Wiley & Sons, 2011.

## 오 일 영



2007년 2월: 연세대학교 전기전자공학과 (공학사)

2013년 8월: 연세대학교 전기전자공학과 (공학박사)

2014년 1월~2016년 8월: 삼성전자연구원

2016년 9월~현재: 동양미래대학교 정보 전자공학과 조교수

[주 관심분야] 전자기 현상 수치 해석, 플라즈마 전자기 특성 해석, 소형 안테나 설계, EMC