

論文2002-39TC-4-5

안정된 전자파 과도 산란해를 얻기 위한 시간영역 전장 적분방정식 해석

(Time-Domain Electric Field Integral Equation Solving for a Stable Solution of Electromagnetic Transient Scattering)

鄭 白 鎬 * , 金 彩 英 **

(Baek Ho Jung and Che Young Kim)

요 약

본 논문에서는 3 차원 임의의 형태 도체의 지연 산란 응답을 얻기 위한, 새로운 시간영역 전장 적분방정식 (Time-Domain Electric Field Integral Equation: TD-EFIE)을 제안한다. 자기 벡터 전위의 시간 미분항은 중앙 차분으로, 전기 스칼라 전위는 시간에 대한 평균을 취한 두 개의 항으로 근사하였다. 이로부터 도체에 의한 산란 지연 응답 해의 산출시, 기존의 방법보다 정확하고 더욱 안정된 해를 얻을 수 있었다. 제안된 방법의 자세한 정식화 과정을 보였으며, 주파수 영역에서의 이산 푸리에 역변환 (Inverse Discrete Fourier Transform: IDFT) 결과치와 제안된 방법에 의한 수치해를 각각 비교하였다.

Abstract

In this paper, we present a new formulation using time-domain electric field integral equation (TD-EFIE) to obtain transient scattering response from arbitrarily shaped three-dimensional conducting bodies. The time derivative of the magnetic vector potential is approximated with a central finite difference and the scalar potential is time averaged by dividing it into two terms. This approach with an implicit method using central difference results in accurate and more stable transient scattering responses from conducting objects. Detailed mathematical steps are included and several numerical results are presented and compared with the inverse discrete Fourier transform (IDFT) of the frequency-domain solution.

Key words : TD-EFIE, transient scattering

* 正會員, 湖西大學校 電氣情報通信工學部
(Department of Information and Communication Eng., Hoseo University)

** 正會員, 慶北大學校 電氣 및 電子工學部
(School of Electrical and Electronics, Kyungpook National University)

※ 본 논문은 BK21 및 MA 전자의 지원에 의한 결과임.
接受日字:2001年8月31日, 수정완료일:2001年3月27日

I. 서 론

임의 형태의 3 차원 구조물에 대한 전자파 지연 산란의 응답을 계산하기 위하여, 최근에 삼각형 표면 조각 모델링을 이용한 다수의 시간영역 적분방정식에 관한 연구가 진행되었다^[1]. 전장 적분방정식의 경우 자기 벡터 전위의 미분항이 있으며, 이를 처리하기 위하여 적분식 전체를 시간에 대한 2차 중앙차분으로 근사하여 해를 구하였다^[2]. 이 경우 계산 진행 과정의 시간

간격($c\Delta t$)은 삼각형 조각간의 최소 중심거리(R_{\min})보다 작아야 되는 제약을 가진다. 그리고 계산 결과는 시간이 증가하면 진동을 하며 그 결과 해가 불안정해진다. 이를 극복하기 위하여 기존 방법은 진동하는 전류의 평균을 취함으로써 그 불안정성을 제거하였다^[3]. 그러나 이 방법은 입사장도 시간에 대하여 미분을 해야하므로, 임펄스 또는 계단함수 형태의 전원을 입사장으로서 이용할 수 없다는 단점을 가지고 있다. 따라서 이를 극복하기 위하여 자기 벡터 전위의 미분항에 후방 유한차분(backward finite difference)을 이용하는 방법이 제시되었으며, 시간 간격 또한 삼각형 간의 최소 중심거리보다 큰 경우에도 계산이 가능하였다^[4]. 이외에도 전방 또는 후방 유한차분을 이용한 많은 수치 결과가 발표되었다^[1,5,6-9].

시간 간격이 삼각형 조각간의 최소 중심거리보다 작은 경우 사용되는 해법(explicit method)에서는 수치 오차의 누적으로 충분한 파형의 정보를 얻기 이전에 해는 진동을 겪게 된다. 또한 작은 시간 간격으로 인하여 계산 시간이 많이 소요된다. 시간 간격이 삼각형 조각 중심간의 최소 거리보다 큰 경우 사용되는 해법(implicit method)에서는, 시간 간격이 증가하면 미분항의 유한 차분 근사로 인한 오차가 발생된다. 본 논문에서는 이러한 단점을 극복하고, 더욱 정확하고 안정된 해를 얻기 위하여 전장 적분방정식의 벡터 전위의 미분항에 대하여 중앙 차분을 적용하고, 스칼라 전위항은 시간에 대한 평균을 취하는 새로운 해법을 제시한다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 다음 장에서 일반적인 시간 영역 전장적분방정식을 간략히 논한 다음, 중앙 차분을 도입하는 과정을 보인다. 그리고 III 장에서 행렬식을 얻는 과정을 보이며, IV 장에서 수치 예를 보인다. 제안된 방법으로 계산된 결과는 후방 유한차분에 의한 계산치와 주파수 영역의 해를 푸리에 역변환한 결과해와 비교된다. 그리고 마지막 장에서 결론을 맺는다.

II. 시간영역 전장 적분방정식

해석의 대상이 되는 구조는 3 차원인 완전 도체이다. 그 표면을 S 라고 한다면, 외부로부터 입사되는 전자장에 의하여 이 표면에는 전류 $\bar{J}(x, t)$ 가 유기된다. 이 유기 전류에 의하여 산란되는 전장은

$$E^s(\bar{J}) = -\frac{\partial A}{\partial t} - \nabla\phi \quad (1)$$

이며, A 와 ϕ 는 각각 자기 벡터 및 전기 스칼라 전위로서 다음과 같다.

$$A(x, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \frac{\bar{J}(x', \tau)}{R} dS' \quad (2)$$

$$\phi(x, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_S \frac{q(x', \tau)}{R} dS' \quad (3)$$

$$\tau = t - \frac{R}{c} \quad (4)$$

$$R = |x - x'| \quad (5)$$

여기서 μ 와 ϵ 은 각각 산란체가 놓인 공간의 투자율과 유전율이며, c 는 전파속도, x 과 x' 은 각각 원점과 장점간 그리고 원점과 전원점 간의 거리벡터이다. 그리고 표면전하밀도 q 와 전류밀도 \bar{J} 는 다음의 연속방정식에 의해 관계 지워진다.

$$\nabla \cdot \bar{J}(x, t) = -\frac{\partial q(x, t)}{\partial t} \quad (6-1)$$

$$q(x, t) = -\int_0^t \nabla \cdot \bar{J}(x, t') dt' \quad (6-2)$$

식 (6)을 식 (3)에 대입하면 다음 식이 된다.

$$\phi(x, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \int_S \int_0^t \frac{\nabla' \cdot \bar{J}(x', t')}{R} dt' dS' \quad (7)$$

도체 표면에서 전장의 전체 접선 성분은 모든 시간에 대하여 영이므로

$$[E^i + E^s(\bar{J})]_{\tan} = 0, x \in S \quad (8)$$

이 성립된다. 여기서 첨자 'tan'은 접선성분을 나타낸다. 그리고 E^i 는 입사파 전장이며, $E^s(\bar{J})$ 는 산란파 전장이다. 식 (1)을 (8)에 대입하면

$$\left[\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla\phi \right]_{\tan} = [E^i]_{\tan}, x \in S \quad (9)$$

을 얻는다. 식 (9)는 미지의 전류 $\bar{J}(x, t)$ 를 구하기 위한 시간 영역의 전장 적분방정식이다.

시간영역에서 전장 적분방정식의 수치 해를 구하기 위하여, 시간을 간격 Δt 로 등분하고 시간 단계(time step)를 $t_i = i\Delta t$ 로 정의한다. 식 (9)를 시간 $t = t_{i-1}$ 에서 계산하고, 시간에 대한 미분 항을 전방 차분으로 근사하면 식 (9)를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\left[\frac{A(x, t_i) - A(x, t_{i-1})}{\Delta t} + \nabla\phi(x, t_{i-1}) \right]_{\tan}$$

$$= [E^i(x, t_{i-1})]_{\tan} \quad (10)$$

이 방법은 시간 간격($c\Delta t$)이 삼각형 조각간의 최소 중심거리 (R_{\min})보다 작은 경우에 사용되었다^[1]. 식 (9)를 시간 $t = t_i$ 에서 계산하고, 시간에 대한 미분 항을 후방 차분으로 근사하면 다음과 같다^[4,8].

$$\left[\frac{A(x, t_i) - A(x, t_{i-1})}{\Delta t} + \nabla\phi(x, t_i) \right]_{\tan} = [E^i(x, t_i)]_{\tan} \quad (11)$$

식 (10)과 (11)로부터 계산된 해의 안정도와 정확성을 개선시키기 위하여, 중앙 차분을 적용한 전장 적분 방정식의 전개 과정을 보이코자 한다. 식 (9)를 시간 $t = t_{i-1/2}$ 에서 계산하고, 자기 벡터 전위에 대해서는 중앙 차분을 전기 스칼라 전위에 대해서는 시간에 대한 평균을 취하면

$$\left[\frac{A(x, t_i) - A(x, t_{i-1})}{\Delta t} + \frac{\nabla\phi(x, t_i) + \nabla\phi(x, t_{i-1})}{2} \right]_{\tan} = [E^i(x, t_{i-1/2})]_{\tan} \quad (12)$$

와 같다. 식 (10)과 (11), 그리고 (12)를 동일한 코드로 처리하기 위하여 한 개의 식으로 결합하면

$$\left[\frac{A(x, t_i) - A(x, t_{i-1})}{\Delta t} + (1-\nu)\nabla\phi(x, t_i) + \nu\nabla\phi(x, t_{i-1}) \right]_{\tan} = [E^i(x, t_{i-\nu})]_{\tan} \quad (13)$$

가 된다. 여기서 전방 및 후방 차분에 대하여는 각각 $\nu=1$ 과 $\nu=0$ 이며, 중앙 차분에 대하여는 $\nu=1/2$ 이다.

III. 행렬식

입의 형태의 3차원 구조물의 표면을 다수의 삼각형 조각으로 근사화할 수 있다. 두 개의 삼각형이 변을 공유하여 접하는 경우를 위한 전개함수는 다음과 같이 정의된다^[10].

$$f_n(x) = f_n^+(x) + f_n^-(x) \quad (14)$$

$$f_n^\pm(x) = \begin{cases} \frac{l_n}{2A_n^\pm} \rho_n^\pm, & x \in T_n^\pm \\ 0, & x \notin T_n^\pm \end{cases} \quad (15)$$

여기서 l_n 은 두 삼각형이 접하는 공유 변의 길이이며, A_n^\pm 은 삼각형 T_n^\pm 의 면적이다. 그리고 ρ_n^\pm 는 공유

변에 포함되지 않은 삼각형의 꼭지점으로부터 정의되는 위치 벡터이다.

산란체의 표면전류밀도 \bar{J} 는 식 (14)와 (15)의 전개 함수를 이용하여 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\bar{J}(x, t) = \sum_{n=1}^N I_n(t) f_n(x) \quad (16)$$

여기서 N 은 공유변의 개수이다. 식 (13)을 풀기 위하여 모멘트법을 적용하며, 이때 시험함수를 전개함수와 동일하게 선택하는 갤러킨 방법을 사용한다. 그리고 두 벡터간의 내적을 $\langle f, g \rangle = \int_S f \cdot g dS$ 로 정의하여 이를 식 (13)에 적용하면 그 결과는 다음과 같다.

$$A_m(t_i) + \Delta t(1-\nu)\phi_m(t_i) = \Delta t V_m(t_{i-\nu}) + A_m(t_{i-1}) - \Delta t \nu \phi_m(t_{i-1}) \quad (17)$$

여기서

$$A_m(t_i) = \langle f_m, A(x, t_i) \rangle \quad (18)$$

$$\phi_m(t_i) = \langle f_m, \nabla\phi(x, t_i) \rangle \quad (19)$$

$$V_m(t_i) = \langle f_m, E^i(x, t_i) \rangle \quad (20)$$

이다.

미지의 전류에 대하여 전개함수로 근사한 식 (16)을 (18) 및 (19)에 대입하고, 식 (2)와 (7)을 이용하면 그 결과는 다음과 같다.

$$A_m(t_i) = \sum_{n=1}^N [A_{mn}^{++} I_n(\tau_{mn}^{++}) + A_{mn}^{+-} I_n(\tau_{mn}^{+-}) + A_{mn}^{-+} I_n(\tau_{mn}^{-+}) + A_{mn}^{--} I_n(\tau_{mn}^{--})] \quad (21)$$

$$\phi_m(t_i) = \sum_{n=1}^N [\phi_{mn}^{++} Q_n(\tau_{mn}^{++}) + \phi_{mn}^{+-} Q_n(\tau_{mn}^{+-}) + \phi_{mn}^{-+} Q_n(\tau_{mn}^{-+}) + \phi_{mn}^{--} Q_n(\tau_{mn}^{--})] \quad (22)$$

여기서

$$A_{mn}^{pq} = \frac{\mu}{4\pi} \int_S f_m^p(x) \cdot \int_S \frac{f_n^q(x')}{R} dS' dS \quad (23)$$

$$\phi_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_S \nabla \cdot f_m^p(x) \int_S \frac{\nabla' \cdot f_n^q(x')}{R} dS' dS \quad (24)$$

$$I_n(\tau_{mn}^{pq}) = I_n(t_i - \frac{R_{mn}^{pq}}{c}) \quad (25)$$

$$Q_n(\tau_{mn}^{pq}) = \int_0^{\tau_{mn}^{pq}} I_n(t) dt \quad (26)$$

$$\tau_{mn}^{pq} = t_i - \frac{R_{mn}^{pq}}{c}, \quad R_{mn}^{pq} = |x_m^{cp} - x_n^{cq}| \quad (27)$$

이며, p 와 q 는 + 또는 -이다. 그리고 x_m^{cp} 은 시험 삼각형 T_m^p 의 중심 위치의 벡터이다. 식 (21)과 (22)의 유도 과정에서 $t_i - R/c \approx t_i - R_{mn}^{\text{cp}}/c$ 으로 가정하였다. 식 (23)과 (24)에서 장점 좌표계에 의한 시험 적분은 삼각형 T_m^p 의 중심에서 근사적으로 계산되며, 그 결과는 각각

$$A_{mn}^{\text{pq}} = \frac{\mu l_m l_n}{16\pi} \rho_m^{\text{cp}} \cdot \frac{1}{A_n^q} \int_{T_m^p} \frac{\rho_n^q}{R_m^p} dS' \quad (28)$$

$$\phi_{mn}^{\text{pq}} = \frac{l_m l_n}{4\pi\epsilon} \frac{1}{A_n^q} \int_{T_m^p} \frac{1}{R_m^p} dS' \quad (29)$$

와 같다. 여기서

$$R_m^p = |x_m^{\text{cp}} - x'| \quad (30)$$

이다. 식 (28)과 (29)의 적분은 참고문헌 [11]의 방법을 이용한다.

마지막으로 식 (20)의 내적을 삼각형 중심의 시험 값으로 근사하면 다음과 같다.

$$V_m(t_i) = V_m^+(t_i) + V_m^-(t_i) \quad (31)$$

$$V_m^p(t_i) = \int_S f_m^p \cdot E^i(x, t_i) dS \approx \frac{l_m}{2} \rho_m^{\text{cp}} \cdot E^i(x_m^{\text{cp}}, t_i) \quad (32)$$

여기서 p 는 + 또는 -이다.

전류 계수 I_n 을 시간에 대한 일차함수를 이용하여 선형적으로 근사하고자 한다. 삼각형 중심간의 거리가 시간 간격보다 클 때, 즉 $R_{mn}^{\text{cp}} \geq c\Delta t$ 일 때 지연 시간이 $t_{j-1} < \tau_{mn}^{\text{cp}} \leq t_j$ 인 구간에서 전류 계수는

$$I_n(\tau_{mn}^{\text{cp}}) = (1 - \delta)I_n(t_{j-1}) + \delta I_n(t_j) \quad (33)$$

이다. 식 (26)의 전류계수 적분은

$$Q_n(\tau_{mn}^{\text{cp}}) = \Delta t \sum_{k=0}^{i-2} I_n(t_k) + \frac{\Delta t}{2} (1 + 2\delta - \delta^2) I_n(t_{j-1}) + \frac{\Delta t}{2} \delta^2 I_n(t_j) \quad (34)$$

와 같이 표현되며, 시간 t_j 는 계산이 진행되는 시간 $t = t_i$ 보다 작다고 가정하였다. 여기서

$$\delta = \frac{\tau_{mn}^{\text{cp}} - t_{j-1}}{\Delta t} \quad (35)$$

이다. 그러므로 식 (33)과 (34)를 이용하면 시간 $t = t_i$ 에서 $R_{mn}^{\text{cp}} < c\Delta t$ 이외의 구간에서 식 (17)이 계산될

수 있다. 시간구간 $R_{mn}^{\text{cp}} < c\Delta t$ 에 대해서는, 즉 지연시간이 $t_{i-1} < \tau_{mn}^{\text{cp}} \leq t_i$ 일 때 식 (25)와 (26)은 다음과 같이 표현된다.

$$I_n(\tau_{mn}^{\text{cp}}) = S_{mn}^{\text{cp}} I_n(t_{i-1}) + (1 - S_{mn}^{\text{cp}}) I_n(t_i) \quad (36)$$

$$Q_n(\tau_{mn}^{\text{cp}}) = \Delta t \sum_{k=0}^{i-2} I_n(t_k) + \frac{\Delta t}{2} \{2 - (S_{mn}^{\text{cp}})^2\} I_n(t_{i-1}) + \frac{\Delta t}{2} (1 - S_{mn}^{\text{cp}})^2 I_n(t_i) \quad (37)$$

여기서

$$S_{mn}^{\text{cp}} = \frac{R_{mn}^{\text{cp}}}{c\Delta t} \quad (38)$$

이다.

식 (36)과 (37)을 이용하여 시간 $t = t_i$ 에서 식 (21)과 (22)를 기지와 미지의 항으로 나누어 쓰면

$$A_m(t_i) = \sum_{n=1}^N \dot{X}_{mn} I_n(t_i) + \dot{P}_m(t_{i-1}) + \dot{A}_m(t_i) \quad (39)$$

$$\phi_m(t_i) = \sum_{n=1}^N \dot{Y}_{mn} I_n(t_i) + \dot{B}_m(t_{i-1}) + \dot{D}_m(t_{i-2}) + \dot{\phi}_m(t_i) \quad (40)$$

와 같다. 여기서

$$\dot{X}_{mn} = A_{mn}^{++}(1 - S_{mn}^{++}) + A_{mn}^{+-}(1 - S_{mn}^{+-}) + A_{mn}^{-+}(1 - S_{mn}^{-+}) + A_{mn}^{--}(1 - S_{mn}^{--}) \quad (41)$$

$$\dot{P}_m(t_{i-1}) = \sum_{n=1}^N (A_{mn}^{++} S_{mn}^{++} + A_{mn}^{+-} S_{mn}^{+-} + A_{mn}^{-+} S_{mn}^{-+} + A_{mn}^{--} S_{mn}^{--}) I_n(t_{i-1}) \quad (42)$$

$$\dot{Y}_{mn} = \frac{\Delta t}{2} \{ \phi_{mn}^{++}(1 - S_{mn}^{++})^2 + \phi_{mn}^{+-}(1 - S_{mn}^{+-})^2 + \phi_{mn}^{-+}(1 - S_{mn}^{-+})^2 + \phi_{mn}^{--}(1 - S_{mn}^{--})^2 \} \quad (43)$$

$$\dot{B}_m(t_{i-1}) = \frac{\Delta t}{2} \sum_{n=1}^N [\phi_{mn}^{++} \{2 - (S_{mn}^{++})^2\} + \phi_{mn}^{+-} \{2 - (S_{mn}^{+-})^2\} + \phi_{mn}^{-+} \{2 - (S_{mn}^{-+})^2\} + \phi_{mn}^{--} \{2 - (S_{mn}^{--})^2\}] I_n(t_{i-1}) \quad (44)$$

$$\dot{D}_m(t_{i-2}) = \Delta t \sum_{n=1}^N \{ (\phi_{mn}^{++} + \phi_{mn}^{+-} + \phi_{mn}^{-+} + \phi_{mn}^{--}) \sum_{k=0}^{i-2} I_n(t_k) \} \quad (45)$$

이다. 식 (39)부터 (45)까지 문자 위의 기호 \cdot 는 $R_{mn}^{\text{cp}} < c\Delta t$ 에 해당하는 항들의 합을 나타내며, 기호 \sim 는 $R_{mn}^{\text{cp}} \geq c\Delta t$ 의 조건을 만족하는 항들의 합을 나타낸다. 그러므로 식 (39)의 $\dot{A}_m(t_i)$ 와 식 (40)의 $\dot{\phi}_m(t_i)$ 는 $R_{mn}^{\text{cp}} \geq c\Delta t$ 을 만족하는 항들의 합으로 구성되며 식

(21) 및 (22)의 표현과 동일하다.

식 (39)와 (40)을 식 (17)에 대입하면 다음 행렬식이 얻어진다.

$$[\alpha_{mn}][I_n(t_i)] = [\beta_m(t_i)] \quad (46)$$

여기서

$$\alpha_{mn} = \dot{X}_{mn} + \Delta t(1-\nu) \dot{Y}_{mn} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \beta_m(t_i) = & \Delta t V_m(t_{i-\nu}) + A_m(t_{i-1}) - [\tilde{A}_m(t_i) - \dot{P}_m(t_{i-1})] \\ & - \Delta t \nu \phi_m(t_{i-1}) - \Delta t(1-\nu) [\tilde{\phi}_m(t_i) + \dot{B}_m(t_{i-1}) + \dot{D}_m(t_{i-2})] \end{aligned} \quad (48)$$

이다. 전방 차분의 경우 $\nu=1$ 이므로 스칼라 전위는 식 (47)의 α_{mn} 과 (48)의 우변에서 마지막 항에 기여하지 않는다. 또한 미분 항에 대한 후방 차분의 근사 경우 $\nu=0$ 이므로 스칼라 전위는 식 (48)의 우변에서 제 4 항에 기여하지 않는다. 그러나 $\nu=1/2$ 인 중앙 차분의 경우 스칼라 전위는 α_{mn} 과 β_m 의 모든 항에 포함된다. 입사장 또한 각 시간 단계의 중간에서 고려된다. 행렬 $[\alpha_{mn}]$ 은 시간의 함수가 아니며, 따라서 계산 초기에 한 번의 역행렬 연산만 필요하다.

IV. 수치 결과

본 논문에서 제시된 해석 기법은 임의 구조의 산란체에 대해서 성립하지만, 전형적인 산란체의 구조를 선택하여 그 수치 결과를 보이고자 한다. 선택된 구조는 도체 평판, 정육면체, 그리고 구이다. 이 구조들에 후방 차분 ($\nu=0$)과 중앙 차분 ($\nu=1/2$)을 적용한 결과를 보인다. 전방 차분 ($\nu=1$)의 경우 해의 심한 조기 진동으로 인하여 수치 예에서 제외시켰다. 산란체에 다음과 같은 가우시안 펄스의 평면파를 입사시켰다.

$$E^i(x, t) = E_0 \frac{4}{\sqrt{\pi T}} e^{-\gamma^2} \quad (49)$$

$$\gamma = \frac{4}{T} (ct - ct_0 - x \cdot \hat{k}) \quad (50)$$

여기서 \hat{k} 는 입사파의 진행방향을 나타내는 단위 파수 벡터이다. $E_0 = \hat{x}$, $T = 4$ lm, $ct_0 = 6$ lm (lm ; light meter), 그리고 입사파의 도래 방향은 $\phi = 0^\circ$ 및 $\theta = 0^\circ$ 으로 하였다. 비교를 위하여 주파수 영역에서 구한 해의 IDFT 결과를 함께 나타낸다.

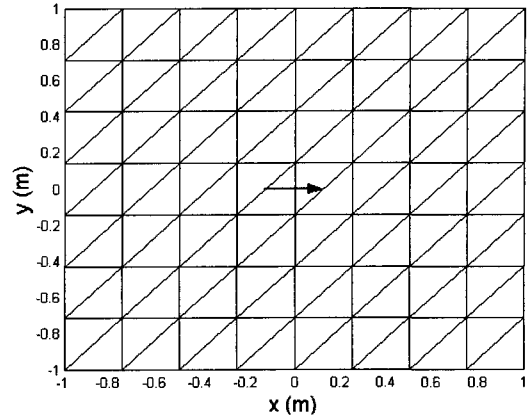


그림 1. 도체 평판의 삼각형 분할 (2 m×2 m).

Fig. 1. Triangle patching of a conducting plate (2 m×2 m).

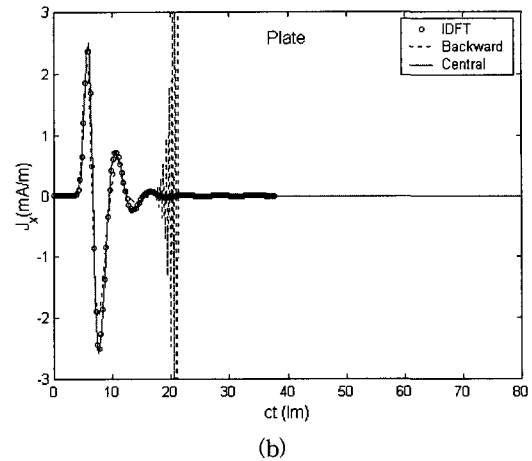
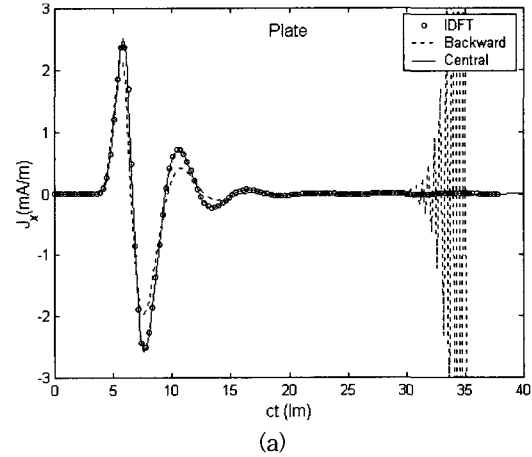


그림 2. 도체 평판 중앙의 x 방향 전류의 지연응답, (a) 배정도 연산, (b) 단일정도 연산.

Fig. 2. Transient response for the x-directed current at the center of conducting plate. The results have been computed using (a) double precision and (b) single precision.

산란체의 첫 예는 그림 1과 같이 좌표계의 xy 평면에 놓여진 크기가 $2\text{ m} \times 2\text{ m}$ 인 도체 평판이다. x 와 y 방향으로 각각 8 및 7 등분으로 분할하여 삼각형 조각을 구성하였으며, 그 결과 112 개의 삼각형 조각과 153 개의 공유 변을 갖게 된다. 임의의 두 삼각형 중심 간 최소 거리는 $R_{\min} = 12.65\text{ cm}$ 이다. 그림 2는 평판의 중심 위치에서 x 방향 전류에 대한 지연 응답을 보이고 있다. $R_{\min} \geq c\Delta t$ 에 대한 해 (implicit solution)를 얻기 위하여 $c\Delta t = 2R_{\min}$ 으로 선택하였다. 그림 2(a)는 배정도 (double precision)에 의한 결과이며, 그림 2(b)는 단일 정도 (single precision)에 의한 계산 결과이다. 그림에서 보는 바와 같이 중앙 차분을 적용한 EFIE의 결과는 IDFT와 잘 일치하며, 후방 차분의 해보다 더 정확하고 안정됨을 볼 수 있다. 그림 2(b)에서 단일 정도의 연산임에도 해가 매우 안정됨을 볼 수 있다. 그러나 그림 2(a)처럼 후방 차분을 적용한 경우 배정도 연산을 수행하더라도 진동의 시작이 단일정도보다 다소 늦어질 뿐이며 여전히 진동을 보이고 있다.

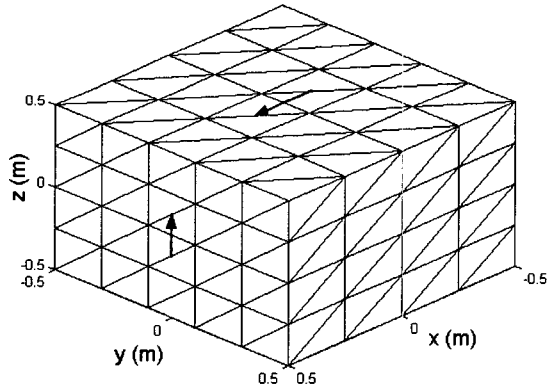


그림 3. 정육면 도체의 삼각형 분할.
Fig. 3. Triangle patching scheme for a conducting cube.

두 번째 예의 구조는 그림 3에 보인 모서리가 1 m인 정육면 도체이다. x , y 및 z 방향을 따라서 각각 4, 5, 그리고 4 등분을 하였으며, 그 결과 224 개의 삼각형 조각과 336 개의 공유변을 만든다. $R_{\min} = 10.67\text{ cm}$ 이며, 계산시 시간 간격은 $c\Delta t = 2R_{\min}$ 가 되도록 하였다. 그림 3에 표시된 화살표와 같이 육면체 윗면 중앙의 x 방향 전류와 옆면의 z 방향 전류의 지연 응답은 각각 그림 4 및 그림 5와 같다. 후방 및 중앙 차분을 적용하여 계산된 결과를 주파수 영역에서 얻어진 IDFT

에 의한 결과와 상호 비교하였다. 단일 정도를 적용하여 계산할지라도, 중앙차분에 의한 해는 후방 차분을 적용한 결과보다 IDFT와 잘 일치하고 매우 안정됨을 볼 수 있다.

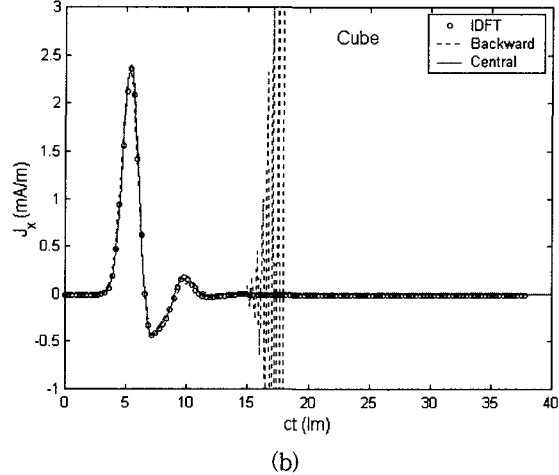
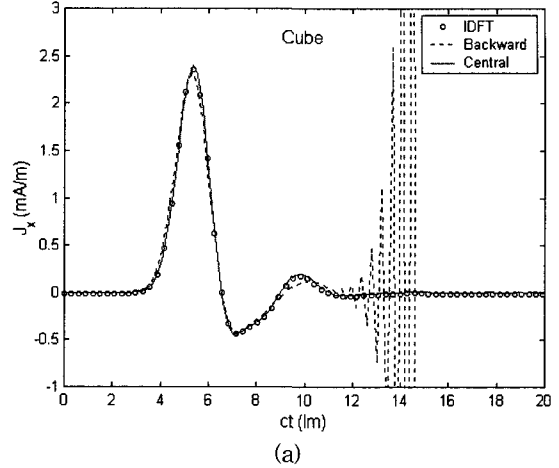
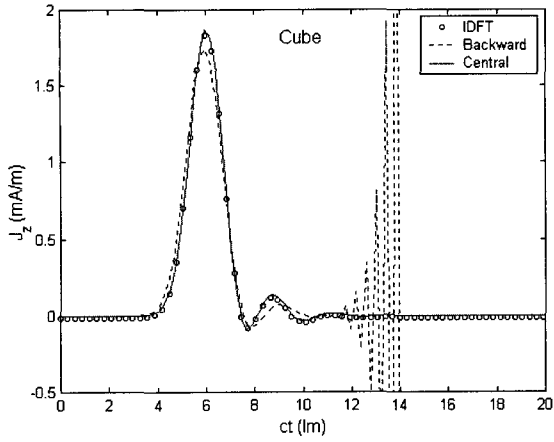


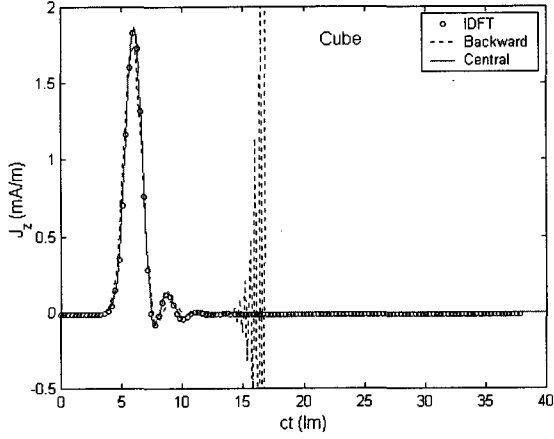
그림 4. 정육면 도체 윗면 중앙의 x 방향 전류의 지연 응답, (a) 단일정도 연산, (b) 배정도 연산.

Fig. 4. Transient response for the x -directed current at the center of a top face on a conducting cube. The results have been computed using (a) single precision and (b) double precision.

마지막으로 그림 6에 보인 도체구의 지연 응답을 보인다. 구의 반지름은 0.5 m이며 좌표계의 원점에 중심이 있다. θ 와 ϕ 방향으로 각각 8 및 12 등분으로 나누었으며, 그 결과 168 개의 삼각형 조각과 152 개의 공유변을 가진다. $R_{\min} = 6.37\text{ cm}$ 이며, 계산시 시간 간격은 $c\Delta t = 4R_{\min}$ 으로 선택하였다. 그림 7은 그림 6에 화살표로 표시된 θ 및 ϕ 방향의 전류에 대하여 단일



(a)



(b)

그림 5. 정육면 도체 옆면 중앙의 z 방향 전류의 지연 응답, (a) 단일정도 연산, (b) 배정도 연산.

Fig. 5. Transient response for the z-directed current at the center of a side face on a conducting cube. The results have been computed using (a) single precision and (b) double precision.

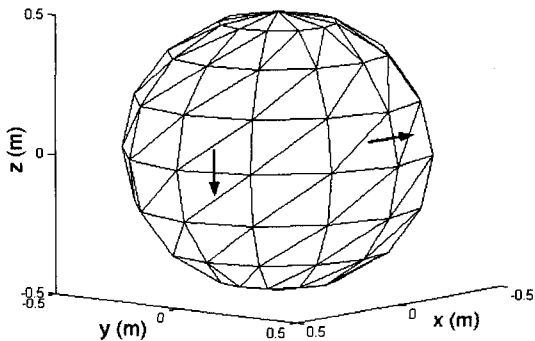
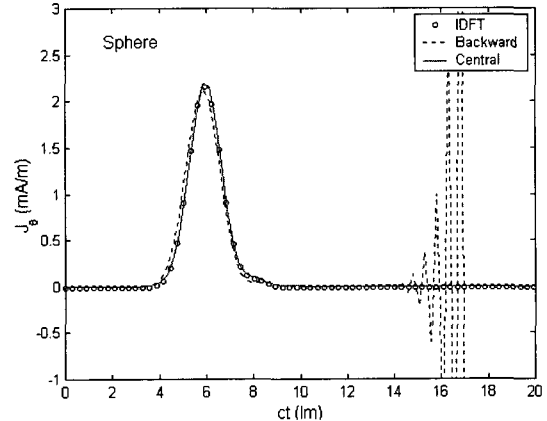


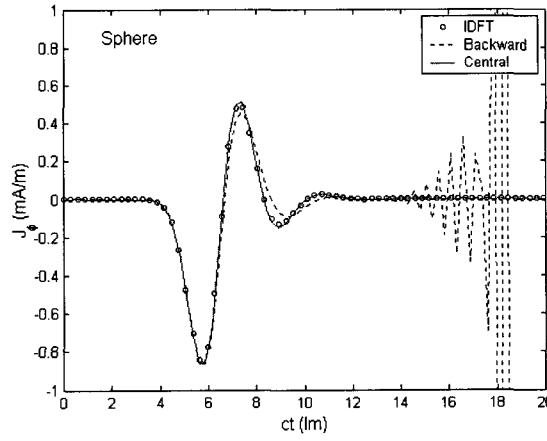
그림 6. 도체구의 삼각형 분할

Fig. 6. Triangle patching scheme for a conducting sphere.

정도로 계산된 지연 응답을 보이고 있다. 중앙 차분을 이용한 결과는 후방 차분을 적용한 해보다 IDFT는 매우 잘 일치하고 안정적임을 볼 수 있다. 그러나 후방 차분의 경우 배정도 연산을 수행하더라도 진동을 가졌으며, IDFT와 오차를 보였다.



(a)



(b)

그림 7. 도체구의 전류 지연응답. (a) $\theta=90^\circ$, $\phi=15^\circ$ 의 θ 성분 전류, (b) $\theta=78.75^\circ$, $\phi=90^\circ$ 의 ϕ 성분 전류.

Fig. 7. Transient response of the current on a conducting sphere. (a) θ -component of current at $\theta=90^\circ$, $\phi=15^\circ$, (b) ϕ -component of current at $\theta=78.75^\circ$, $\phi=90^\circ$.

V. 결 론

3차원 도체 구조의 지연 산란을 해석하기 위하여 시간영역 전장 적분방정식을 처리하는 새로운 방법을 보였다. 자기 벡터 전위에 대하여 중앙 차분을 적용하였으며, 스칼라 전위는 시간에 대한 평균을 취하였다. 제

시된 방법에 의하여 계산된 결과를 후방 차분에 의한 해와 주파수 영역에서 얻어진 IDFT와 비교하였다. 그 결과 중앙 차분에 의한 응답은 IDFT와 잘 일치하였으며, 단일 정도 연산을 수행하더라도 정확하고 매우 안정되었다.

참 고 문 헌

- [1] S. M. Rao, *Time Domain Electromagnetics*. Academic Press, 1999.
- [2] S. M. Rao and D. R. Wilton, "Transient scattering by conducting surfaces of arbitrary Shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 39, pp. 56~61, Jan. 1991.
- [3] D. A. Vechinski and S. M. Rao, "A stable procedure to calculate the transient scattering by conducting surfaces of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 40, pp. 661~665, 1992.
- [4] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "An alternative version of the time-domain electric field integral equation for arbitrarily shaped conductors," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 41, pp. 831~834, 1993.
- [5] A. Sadigh and E. Arvas, "Treating the instabilities in marching-on-intime method from a different perspective," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 41, pp. 1695~1702, Dec. 1993.
- [6] P. J. Davies, "On the stability of time-marching schemes for the general surface electric-field integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 44, pp. 1467~1473, Nov. 1996.
- [7] S. M. Rao, D. A. Vechinski, and T. K. Sarkar, "Transient scattering by conducting cylinders-implicit solution for the transverse electric case," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, Vol. 21, pp. 129~134, April 1999.
- [8] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "An efficient method to evaluate the time-domain scattering from arbitrarily shaped conducting bodies," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 321~325, April 1998.
- [9] T. K. Sarkar, W. Lee, and S. M. Rao, "Analysis of transient scattering from composite arbitrarily shaped complex structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 48, pp. 1625~1634, Oct. 2000.
- [10] S. M. Rao, D. R. Wilton and A. W. Glisson, "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 30, pp. 409~418, May 1982.
- [11] D. R. Wilton, S. M. Rao, A. W. Glisson, D. H. Schaubert, O. M. Al-Bundak, And C. M. Butler, "Potential integrals for uniform and linear source distributions on polygonal and polyhedral domains," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 32, pp. 276~281, March 1984.

저 자 소 개



鄭 白 鎬(正會員)

1985년 2월 ; 경북대학교 전자공학과 (공학사). 1989년 2월 ; 경북대학교 대학원 전자공학과 (공학석사). 1997년 8월 ; 경북대학교 대학원 전자공학과 (공학박사). 1989년 2월~1994년 3월 국방과학연구소 연구원. 1997년 9월~현재 호서대학교 전기정보통신공학부 및 벤처전문대학원 조교수. 2001년 1월~2002년 2월 ; 미국 Syracuse 대학교 연구교수. <주관심분야: 전자파 수치해석, 이동통신 전파환경, 비선형 광학>



金 彩 英(正會員)

1976년 2월 : 경북대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1978년 2월 : 한국 과학원 전기 및 전자공학과 졸업(공학석사). 1990년 2월 : 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학박사). 1979년 4월~1992년 9월 : 경북대 전자공학과 전임강사, 조교수, 부교수. 1992년 10월~현재 : 경북대 전자전기공학부 교수. 1985년 9월~1986년 8월 : 미국 Syracuse 대학 방문연구원. 1991년 9월~1993년 2월 : 미국 MIT 공대 연구과학자. <주관심분야: 이동통신 전파환경, 전자파 수치해석, 전자파 이론 및 응용, 전자소자 측정기법 개발>