

PMCHW 적분식을 이용한 3차원 유전체의 전자파 과도산란

서정훈*, 한상호**, 안현수**, 정백호***

*호서대학교 대학원, **호서대학교 벤처전문대학원, ***호서대학교 전기정보통신공학부

Transient Electromagnetic Scattering from 3-Dimensional Dielectric Objects by Using PMCHW Integral Equation

Jung Hoon Seo*, Sang Ho Han**, Hyun Su An**, Baek Ho Jung***

*Graduate School, Hoseo University,

**Graduate School of Venture, Hoseo University,

***Department of Information and Communication Eng., Hoseo University

Abstract - In this paper, we analyze the transient electromagnetic response from three-dimensional dielectric bodies using a time-domain PMCHW (Poggio, Miller, Chang, Harrington, Wu) formulation. The time-domain unknown coefficients of the equivalent currents are approximated by a set of orthonormal basis functions that are derived from the Laguerre polynomials. Numerical results computed by the proposed method are presented.

본 장에서는 유전체 표면에 유기된 전류를 얻기 위하여 시간영역의 PMCHW 적분식으로부터 모멘트법을 적용하여 행렬식을 얻는 과정을 보인다. 그림 1과 같이 유전율과 투자율이 각각 ϵ_1 및 μ_1 인 무한공간 (매질 1)에 유전율과 투자율이 각각 ϵ_2 및 μ_2 인 3차원 유전체 (매질 2)가 놓여 있다고 가정한다. 외부로부터 입사되는 전자파에 의하여 산란되는 전장은 등가원리를 이용하여 유전체 표면 S에서 유기되는 등가 전기전류 I 및 자기전류 M 으로써 표현할 수 있다.

1. 서 론

전자기 과도 산란 문제를 풀기 위한 시간영역 적분방정식의 해석에는 MOT (marching-on in time) 기법이 널리 사용되었다 [1]. 이 방법의 단점은 해가 진동하는 불안정성이다. 3차원 임의의 구조 유전체의 전자기 산란의 해를 구하기 위하여 삼각형 모델링을 이용한 몇가지 MOT 방법이 제안되었다 [2], [3]. 전장과 자장이 결합된 PMCHW 적분방정식의 경우 적분식을 미분하여 2차 유한차분으로 근사시켜 해를 구하였다 [2]. 그러나 그 계산 결과는 불안정하였으며, 전류의 평균을 취하여 진동을 제거하였다. 그 후 전장 적분방정식의 자기 벡터 전위에 후방 유한차분으로 근사한 다음, 삼각형 조각 중심간의 최소거리보다 시간 간격을 크게 선택하여 후기 진동을 최소화하였다 [3]. 여기서 시간 간격을 크게 설정하는 방법을 적용하여 진동을 감소시키기는 하였지만, 입사파가 가지는 주파수 스펙트럼의 파장에 비하여 그 크기가 전기적으로 매우 작은 단순한 일부 구조를 제외하면 MOT 방법으로는 안정된 해를 얻기가 어렵다.

본 논문에서는 PMCHW 적분방정식을 이용하여 임의의 형태 3차원 유전체에 대하여 안정된 전자기 과도 응답을 해석하는 새로운 방법을 제시한다. 유전체 표면의 등가전류의 근사에는 공간영역의 전개 함수로서 RWG (Rao-Wilton-Glisson) 함수를 사용하며 [4], 이를 시험함수로도 사용한다. 시간영역의 전개함수로는 감쇄 지수함수와 라게르 다항식의 곱인 가중 라게르 함수를 사용한다 [5]. 그리고 가중 라게르 함수의 지수함수는 시간이 무한대로 접근함에 따라 영으로 수렴하는 특성 때문에 가우시안 펄스가 인가된 과도 응답은 무조건적으로 수렴한다. 이 가중 라게르 함수는 시간영역의 시험 함수로도 사용된다. 제안된 방법으로 가우시안 펄스의 평면파 입사시 원거리 산란장을 계산하며, 시간 영역의 수치 결과를 주파수영역의 적분방정식으로부터 계산된 해의 푸리에 역변환과도 비교한다.

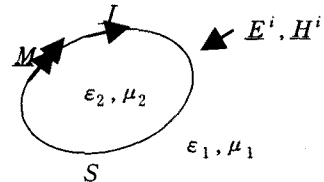


그림 1. 유전체와 등가전류의 모델.

유전체 표면에서 전장과 자장의 접선성분이 연속인 경계조건을 적용하면 PMCHW 적분방정식은 다음과 같다.

$$\sum_{\nu=1}^2 \left[\frac{\partial}{\partial t} A_{\nu}(x, t) + \nabla \phi_{\nu}(x, t) + \frac{1}{\epsilon_{\nu}} \nabla \times E_{\nu}(x, t) \right]_{\tan} = [E^i(x, t)]_{\tan}, \quad x \in S \quad (1)$$

$$\sum_{\nu=1}^2 \left[\frac{\partial}{\partial t} E_{\nu}(x, t) + \nabla \psi_{\nu}(x, t) - \frac{1}{\mu_{\nu}} \nabla \times A_{\nu}(x, t) \right]_{\tan} = [H^i(x, t)]_{\tan}, \quad x \in S \quad (2)$$

여기서 ν 는 1 또는 2이며, E^i 와 H^i 는 입사장, 첨자 'tan'은 접선성분을 의미한다. 그리고 A_{ν} 와 E_{ν} 는 각각 자기 및 전기 벡터 전위이며, ϕ_{ν} 와 ψ_{ν} 는 전기 및 자기 스칼라 전위로서, 등가전류에 의하여 다음과 같이 표현된다.

$$A_{\nu}(x, t) = \frac{\mu_{\nu}}{4\pi} \int_S \frac{I(x', \tau_{\nu})}{R} dS' \quad (3)$$

$$E_{\nu}(x, t) = \frac{\epsilon_{\nu}}{4\pi} \int_S \frac{M(x', \tau_{\nu})}{R} dS' \quad (4)$$

2. 적분 방정식

$$\Phi_\nu(\boldsymbol{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_\nu} \int_S \frac{q_e(\boldsymbol{x}', \tau_\nu)}{R} dS' \quad (5)$$

$$\Psi_\nu(\boldsymbol{x}, t) = \frac{1}{4\pi\mu_\nu} \int_S \frac{q_m(\boldsymbol{x}', \tau_\nu)}{R} dS' \quad (6)$$

여기서 $R = |\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|$ 은 장점 \boldsymbol{x} 과 전원점 \boldsymbol{x}' 간의 거리, $\tau_\nu = t - R/c_\nu$ 는 지연시간, 그리고 $c_\nu = 1/\sqrt{\epsilon_\nu\mu_\nu}$ 는 매질 상수가 ϵ_ν 및 μ_ν 인 공간의 전자파 전파속도이다. 연속방정식에 의하여 전기 및 자기 전하밀도 q_e 와 q_m 은 전류밀도 벡터 \boldsymbol{J} 및 \boldsymbol{M} 과 각각 다음과 같은 관계를 가진다.

$$\nabla \cdot \boldsymbol{I}(\boldsymbol{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} q_e(\boldsymbol{x}, t) \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{M}(\boldsymbol{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} q_m(\boldsymbol{x}, t) \quad (8)$$

식 (5)와 (6)을 식 (1)과 (2)에 사용한다면 연속방정식 (7)과 (8)의 관계로부터 시간에 대한 적분이 발생한다. 이 적분을 피하고 벡터 전위의 미분항을 해석적으로 처리할 수 있도록 계산의 편의를 위하여, 전류밀도 벡터와 다음과 같은 관계를 가지는 새로운 전원 벡터 \boldsymbol{e} 와 \boldsymbol{h} 를 도입하고자 한다.

$$\boldsymbol{I}(\boldsymbol{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{e}(\boldsymbol{x}, t) \quad (9)$$

$$\boldsymbol{M}(\boldsymbol{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{h}(\boldsymbol{x}, t) \quad (10)$$

식 (7)-(10)의 관계로부터 전하밀도는 전원 벡터에 의하여 다음과 같이 표현된다.

$$q_e(\boldsymbol{x}, t) = -\nabla \cdot \boldsymbol{e}(\boldsymbol{x}, t) \quad (11)$$

$$q_m(\boldsymbol{x}, t) = -\nabla \cdot \boldsymbol{h}(\boldsymbol{x}, t) \quad (12)$$

해석의 대상이 되는 임의 형태의 3차원 유전체 표면은 평면 삼각형으로 근사된다. 참고문헌 [4]에서 제안된 RWG 벡터 전개함수는 두 삼각형이 이루는 n 째 공유변에 대하여 다음과 같이 정의된다.

$$f_n(\boldsymbol{x}) = f_n^+(\boldsymbol{x}) + f_n^-(\boldsymbol{x}) \quad (13-1)$$

$$f_n^{\pm}(\boldsymbol{x}) = \begin{cases} \frac{l_n}{2A_n^{\pm}} \boldsymbol{\rho}_n^{\pm}, & \boldsymbol{x} \in T_n^{\pm} \\ 0, & \boldsymbol{x} \notin T_n^{\pm} \end{cases} \quad (13-2)$$

여기서 l_n 은 공유변의 길이이며, A_n^{\pm} 은 삼각형 T_n^{\pm} 의 넓이이다. $\boldsymbol{\rho}_n^{\pm}$ 는 공유변에 접하지 않은 꼭지점으로부터 정의되는 위치 벡터이다. 식 (13)을 이용하여 전기 및 자기 전류의 전원 벡터를 다음과 같이 전개할 수 있다.

$$\boldsymbol{e}(\boldsymbol{x}, t) = \sum_{n=1}^N e_n(t) f_n(\boldsymbol{x}) \quad (14)$$

$$\boldsymbol{h}(\boldsymbol{x}, t) = \sum_{n=1}^N h_n(t) g_n(\boldsymbol{x}) \quad (15)$$

여기서 e_n 과 h_n 은 시간영역의 미정계수이다.

식 (1)과 (2)를 풀기 위하여 모멘트법을 적용하고자 한다. 식 (3)-(5) 및 식 (9)-(15)를 식 (1)에 대입하고, 시험함수로서 식 (13)의 RWG 벡터 함수 f_m 을 사용하여

내적을 취하면 그 결과는 다음과 같다.

$$\sum_{\nu=1}^2 \sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \left[\mu_\nu a_{mn}^{pq} \frac{d^2}{dt^2} e_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon_\nu} e_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) + \frac{I_k^{pq}}{c_\nu} \frac{d^2}{dt^2} h_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) + I_2^{pq} \frac{d}{dt} h_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) \right] = V_m^E(t) \quad (16)$$

여기서 식 (16)에 사용된 각 요소는

$$a_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S f_m^p(\boldsymbol{x}) \cdot \int_S \frac{f_n^q(\boldsymbol{x}')}{R} dS' dS \quad (17)$$

$$b_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S \nabla \cdot f_m^p(\boldsymbol{x}) \int_S \frac{\nabla' \cdot f_n^q(\boldsymbol{x}')}{R} dS' dS \quad (18)$$

$$I_k^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S f_m^p(\boldsymbol{x}) \cdot \int_S f_n^q(\boldsymbol{x}') \times \frac{\hat{\boldsymbol{R}}}{R^k} dS' dS, \quad k=1, 2 \quad (19)$$

$$V_m^E(t) = \int_S f_m(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{E}^i(\boldsymbol{x}, t) dS \quad (20)$$

이다. 그리고 p 와 q 는 $+$ 또는 $-$ 이며, $\hat{\boldsymbol{R}}$ 은 $\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'$ 방향의 단위벡터이다. 식 (16)을 얻는 과정에서 전원계수의 변화가 삼각형 내에서 크지 않다고 가정하여 지연시간을 다음과 같이 근사하였다.

$$\tau_\nu \approx \tau_{mn,\nu}^{pq} = t - \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu}, \quad R_{mn}^{pq} = |\boldsymbol{x}_m^{cp} - \boldsymbol{x}_n^{cq}|$$

여기서 $\boldsymbol{x}_n^{c\pm}$ 은 삼각형 T_n^{\pm} 의 중심을 나타내는 위치 벡터이다.

시간영역 미정계수의 근사를 위한 전개함수는 감쇄하는 지수함수를 라게르 함수에 곱하여 다음과 같이 정의된다.

$$\phi_j(t) = e^{-t/2} L_j(t) \quad (21)$$

여기서 $L_j(t)$ 는 라게르 함수이며, j 는 그 차수이다 [5]. 라게르 함수는 $t \geq 0$ 에서 정의되며, 시간 $t = 0$ 이후부터 신호가 인가되는 과도응답의 표현에 적합하다. 또한 지수함수의 감쇄특성으로 인하여 응답은 후기 진동없이 안정될 수 있다. 식 (21)을 이용하여 식 (14)과 (15)에서 도입된 전원계수 e_n 와 h_n 을 나타내면 다음과 같다.

$$a_n(t) = \sum_{j=0}^{\infty} a_{n,j} \phi_j(st) \quad (22)$$

여기서 a_n 은 e_n 또는 h_n 이다. 그리고 $a_{n,j}$ 는 미정계수이며, s 는 시간 확장 파라미터이다. 참고문헌 [5]의 부록을 이용하여 식 (22)의 미분형을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{d}{dt} a_n(t) = s \sum_{j=0}^{\infty} \left[\frac{1}{2} a_{n,j+1} + \sum_{k=0}^{j-1} a_{n,k} \right] \phi_j(st) \quad (23)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} a_n(t) = s^2 \sum_{j=0}^{\infty} \left[\frac{1}{4} a_{n,j+2} + \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) a_{n,k} \right] \phi_j(st) \quad (24)$$

식 (16)의 $e_n(t)$ 또는 $h_n(t)$ 에 식 (22)-(24)를 대입하고, 그 결과에 식 (21)의 전개함수를 시험함수로 사용하여 $\phi_j(st)$ 으로서 $st = 0$ 부터 무한대까지 적분하는 내적을 취하면

$$\sum_{\nu=1}^2 \sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \sum_{j=0}^{\infty} \left[\left(\frac{s^2}{4} \mu_\nu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon_\nu} \right) e_{n,j} \right]$$

$$\begin{aligned}
& + s^2 \mu_\nu a_{mn}^{pq} \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} \Big) I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) \\
& + \left(\left(\frac{s^2}{4} \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} + \frac{s}{2} I_2^{pq} \right) h_{n,i} \right. \\
& \left. + \sum_{k=0}^{j-1} \left(s^2 \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} (j-k) + s I_2^{pq} \right) h_{n,k} \right) I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) \Big] = V_{m,i}^E \quad (25)
\end{aligned}$$

를 얻을 수 있다. 여기서 $e_{n,i}$ 와 $h_{n,i}$ 는 식 (22)의 $a_{n,i}$ 에 대응이 되며, 각각 e_n 과 h_n 에 관련된 계수이다. 식 (25)에서

$$I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) = \int_0^\infty \phi_i(st) \phi_j \left(st - s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) d(st) \quad (26)$$

$$V_{m,i}^E = \int_0^\infty \phi_i(st) V_{m,i}^E(t) d(st) \quad (27)$$

이다. 식 (26)의 적분은 참고문헌 [5]의 부록에 의하여 다음과 같이 주어진다.

$$I_{ij}(y) = \begin{cases} \phi_{i-j}(y) - \phi_{i-j-1}(y), & j \leq i \\ 0, & j > i \end{cases} \quad (28)$$

여기서 $y = sR_{mn}^{pq}/c_\nu$ 이다. 식 (28)로부터 $j > i$ 일 때 $I_{ij} = 0$ 이므로 식 (25)에서 j 에 관한 합의 기호 상한 ∞ 대신에 i 를 쓸 수 있다. 그리고 $j < i$ 에 해당되는 계수 $e_{n,j}$ 와 $h_{n,j}$ 를 우변으로 이항하면

$$\begin{aligned}
\sum_{n=1}^N (a_{mn}^E e_{n,i} + \beta_{mn}^E h_{n,i}) &= V_{m,i}^E + P_{m,i}^E + Q_{m,i}^E, \\
i &= 0, 1, \dots, \infty \quad (29)
\end{aligned}$$

을 얻을 수 있다. 여기서

$$a_{mn}^E = \sum_{\nu=1}^2 \sum_{p,q} \left(\frac{s^2}{4} \mu_\nu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon_\nu} \right) \exp \left(-s \frac{R_{mn}^{pq}}{2c_\nu} \right) \quad (30)$$

$$\beta_{mn}^E = \sum_{\nu=1}^2 \sum_{p,q} \left(\frac{s^2}{4} \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} + \frac{s}{2} I_2^{pq} \right) \exp \left(-s \frac{R_{mn}^{pq}}{2c_\nu} \right) \quad (31)$$

$$\begin{aligned}
P_{m,i}^E &= - \sum_{\nu=1}^2 \sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \left[\left(\frac{s^2}{4} \mu_\nu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon_\nu} \right) \sum_{j=0}^{i-1} e_{n,j} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) \right. \\
&\quad \left. + s^2 \mu_\nu a_{mn}^{pq} \sum_{j=0}^i \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) \right] \quad (32)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Q_{m,i}^E &= - \sum_{\nu=1}^2 \sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \left[\left(\frac{s^2}{4} \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} + \frac{s}{2} I_2^{pq} \right) \sum_{j=0}^{i-1} h_{n,j} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) \right. \\
&\quad + s^2 \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} \sum_{j=0}^i \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) h_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) \\
&\quad \left. + s I_2^{pq} \sum_{j=0}^i \sum_{k=0}^{j-1} h_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c_\nu} \right) \right] \quad (33)
\end{aligned}$$

이다. 이와 유사한 과정으로 식 (2)로부터

$$\begin{aligned}
\sum_{n=1}^N (a_{mn}^H h_{n,i} + \beta_{mn}^H e_{n,i}) &= V_{m,i}^H + P_{m,i}^H + Q_{m,i}^H, \\
i &= 0, 1, \dots, \infty \quad (34)
\end{aligned}$$

를 얻을 수 있으며, 여기서 식 (29)와 (34)로부터 전원계수를 계산하기 위한 행렬식을 나타내면

$$\begin{bmatrix} \alpha_{mn}^E \\ \beta_{mn}^H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_{mn}^E \\ \alpha_{mn}^H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{n,i} \\ h_{n,i} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_{m,i}^E \\ \gamma_{m,i}^H \end{bmatrix} \quad (35)$$

와 같다. 여기서

$$\gamma_{m,i}^E = V_{m,i}^E + P_{m,i}^E + Q_{m,i}^E \quad (36)$$

$$\gamma_{m,i}^H = V_{m,i}^H + P_{m,i}^H + Q_{m,i}^H \quad (37)$$

이다. 주파수 대역 B 를 가지고 시간영역에서 T_f 까지 지속되는 신호가 인가된다고 가정하면, 필요한 시간영역 전개함수의 최소 개수는 $M = 2BT_f + 1$ 이 된다 [5]. 그러므로 식 (35)의 계산시 $i = 0, 1, \dots, M-1$ 이며, 차수 i 를 증가시키면서 M 회 계산을 반복하면 전원계수를 얻을 수 있으며, 그 결과로부터 전류 및 산란장을 계산할 수 있다.

3. 수치 결과

수치 계산을 위하여 상대유전율이 2이며 자유공간에 놓인 유전체를 가정하였다. 유전체에는 평면파가 입사하며, 전장이 다음과 같이 표현되는 가우시안 펄스로 가정하였다.

$$E^i(x, t) = E_0 \frac{4}{\sqrt{\pi T}} \exp \left[- \left\{ \frac{4}{T} (ct - ct_0 - x \cdot \hat{k}) \right\}^2 \right] \quad (38)$$

여기서 \hat{k} 는 전파 방향을 나타내는 단위 파수 벡터이며, T 는 펄스의 폭, t_0 는 시간 $t=0$ 으로부터 펄스 침투치의 위치를 나타내는 지연시간이다. 계산시 평면파의 입사 방향은 $\phi=0^\circ$ 와 $\theta=0^\circ$, 즉 $\hat{k} = -\hat{z}$ 으로 하였으며, 전장의 방향은 $E_0 = \hat{x}$ 으로 두었다. 그리고 가우시안 펄스의 폭과 지연시간은 $T = 2 \text{ lm}$ (light meter) 및 $ct_0 = 4 \text{ lm}$ 로 하였다. (단위 'lm'은 자유공간에서 전자파가 1 m 전파하는데 걸리는 시간이다.) 이 펄스는 500 MHz까지의 주파수 성분을 포함하고 있다. 과도해의 계산시 최종 관측시간을 $cT_f = 20 \text{ lm}$ 로 두고, 가중 라게르 함수의 수는 충분히 크게 $M = 80$ 으로 하였다. 그리고 시간 확장 파라미터는 $s = 2 \times 10^9$ 으로 두었다. 계산되는 결과는 입사 방향과 반대로 산란되는 θ (또는 x) 성분의 정규화 전장이며 주파수영역의 결합 적분방정식으로부터 얻어진 결과의 푸리에 역변환 (inverse discrete Fourier transform, IDFT)과 비교한다 [6].

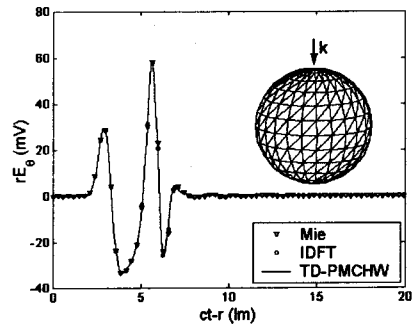


그림 2. 구형 유전체의 산란 전장의 과도응답.

수치계산에 사용되는 첫 구조는 반경이 0.5 m인 유전체구이며, 그 중심은 좌표계의 원점에 있다. 구표면을 528개의 삼각형으로 모델링한 결과 $N = 792$ 개의 공유변을 얻었다. 그림 2는 유전체구로부터 $+z$ 방향으로 산란되는 정규화 원거리 전장이며, 주파수영역의 적분방정식으로부터

터 계산된 해와 엄밀해(Mie solution)의 IDFT와도 잘 일치하고 있다.

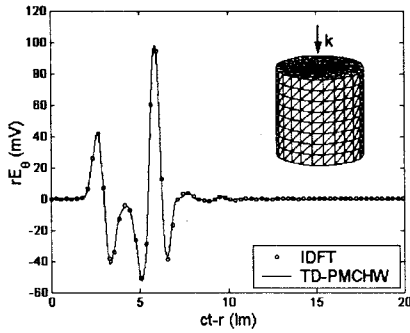


그림 3. 원통 유전체의 산란 전장의 과도응답.

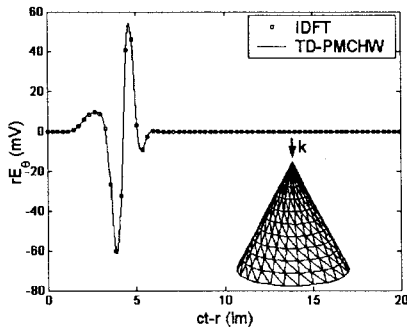


그림 4. 원추 유전체의 산란 전장의 과도응답.

둘째 해석구조는 중심이 좌표계의 원점에 있으며 반경이 0.5 m, 높이가 1 m인 원통형 유전체이다. 그 표면을 분할하여 720 개의 삼각형으로 구성하였으며, 공유변의 수는 $N=1,080$ 이다. 그림 3은 원통형 유전체로부터 +z 방향으로 산란된 정규화 원거리 전장이며, 진동없이 안정되어 있음을 볼 수 있다. 그리고 주파수영역의 적분방정식으로부터 계산된 해의 IDFT와 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 그림 4는 원추 유전체로부터 산란되는 전장의 과도응답이다. 원추 유전체의 밑면 반경은 0.5 m, 수직높이는 1 m이며, 그 표면을 624개의 삼각형으로 분할하였으며, 공유변의 수는 936이다. 산란전장의 과도해는 원추의 표면이 불균일한 삼각형으로 이루어짐에도 불구하고 안정되어 있으며, 주파수영역의 해와 잘 일치하고 있다.

4. 결 론

시간영역의 PMCHW 적분방정식을 이용하여 임의의 형태 3차원 유전체 구조의 안정된 과도 산란해를 얻기 위한 해석 방법을 제안하였다. 시간영역의 미지수 전개에는 가중 라게르 함수를 도입하였으며 이 함수를 시간영역의 시험 함수로도 사용하였다. 무조건적으로 수렴하는 가중 라게르 함수의 감쇄 특성으로 펄스 인가시의 과도해는 진동 현상 없이 안정되어 있었다. 계산된 원거리 산란장의 해는 주파수영역의 적분방정식의 계산 결과와도 잘 일치하였으며, 유전체구의 경우 산란장은 엄밀해와도 정확히 일치하였다.

참고 문헌

- [1] S. M. Rao, *Time Domain Electromagnetics*. Academic Press, 1999.
- [2] D. A. Vechinski, S. M. Rao, and T. K. Sarkar, "Transient scattering from three-dimensional arbitrary shaped dielectric bodies," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 11, no. 4, pp.

1458-1470, April 1994.

- [3] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "Implicit solution of time-domain integral equations for arbitrarily shaped dielectric bodies," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 3, pp. 201-205, May 1999.
- [4] S. M. Rao, D. R. Wilton, and A. W. Glisson, "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 30, no. 3, pp. 409-418, May 1982.
- [5] 정백호, 정용식, "가중 라게르 다항식과 전장적분식을 이용한 도체의 과도 산란 해석," *한국전자과학회논문지*, 제 13권, 제 9호, pp. 937-946, 2002. 10.
- [6] B. H. Jung, T. K. Sarkar, and Y.-S. Chung, "A survey of various frequency domain integral equations for the analysis of scattering from three-dimensional dielectric objects," *J. of Electromagn. Waves and Appl.*, vol. 16, no. 10, pp. 1419-1421, 2002.