JANT 한국항행학회논문지
Journal of Advanced Navigation Technology

기반 기술

J. Adv. Navig. Technol. 18(1): 78-83, Feb. 2014

2개 유전체층 위의 완전도체띠 격자구조에 의한 TM 산란의 급속한 수렴 해

Fast Convergent Solution of TM Scattering by Conducting Strip Grating on Two Dielectric Layers

윤 의 중
가천대학교 의공학과

Ueil-Joong Yoon
Department of Biomedicalr Engineering, Gachon University, Incheon 406-799, Korea

[요 약]

본 논문에서는 2개 유전체층 위의 완전도체띠 격자구조에 의한 TM (transverse magnetic)산란의 급속한 수렴 해에 대한 문제를 수치해석 방법인 FGMM (Fourier Galerkin moment method)를 이용하여 해석하였다. TM 산란에 대하여 유도되는 표면 전류밀도는 스트립 양 끝에서 매우 큰 값이 예측되므로, 이때 스트립에 유도되는 전류밀도는 적절한 모서리 경계조건을 만족하는 함수와 1종 Chebyshev 다항식의 곱의 급수로 전개하였다. 도체띠에 유도되는 전류밀도, 정규화된 반사전력 및 투과전력을 계산하였다. 제안된 함수를 사용한 수치결과는 기존의 지수함수를 사용했을 때 보다 빠르게 수렴도가 향상되었으며, 수치결과들은 기존 논문들의 결과들과 비교하여 거의 일치하였다.

[Abstract]

In this paper, the solutions of TM (transverse magnetic) scattering problems by perfectly conducting strip grating on two dielectric layers are analyzed by applying the FGMM (Fourier Galerkin moment method) as a numerical method. For the TM scattering problem, the induced surface current density is expected to the very high value at both edges of the strip, then the induced surface current density on the strip is expanded in a series of the multiplication of the functions of appropriate edge boundary condition and the Chebyshev polynomials of the first kind. The numerical results are obtained for the magnitude of induced current density, the normalized reflected power and transmitted power. The numerical results using proposed functions were improved the convergence faster than existing exponential functions, and the numerical results shown the good agreement compared to those of the existing papers.

Key word : TM scattering, Conducting strip, Chebyshev polynomials of the first kind, Two dielectric layers.

http://dx.doi.org/10.12673/jkoni.2014.18.1.78

This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-CommercialLicense(http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/) which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Received 16 January 2014; **Revised** 16 February 2014
Accepted 13 February 2014

***Corresponding Author; Ueil-Joong Yoon**

Tel: +82-032-820-4252
E-mail: ujyoon@gachon.ac.kr

Ⅰ. 서 론

격자구조 (strip grating)에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학의 이론 및 응용분야에서 널리 이용되어 왔으며, 격자구조에 대한 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다 [1]-[11]. 격자구조에 도체띠 (conducting strip)를 사용한 경우, Richmond [1]는 자유공간상에서 도체띠에 유도되는 전류밀도를 지수함수를 사용하여 fourier 급수로 전개한 후 FGMM (fourier galerkin moment method)을 이용하여 수치해석하였고, Kahlor [2]는 접지된 1개의 유전체층 위에 도체띠를 가지는 경우에 대해 수치방법중의 하나인 PMM (point matching method)을 이용하여 수치 계산하였다. 또한 자유공간 상에서 완전도체 띠 및 접지된 1개 유전체층 위의 도체띠 격자구조에 대해 모서리 경계조건을 만족하는 1종 Chebyshev 다항식을 이용하여 수치해석하였고 [3][4], 자유공간 상의 도체띠 격자구조에 대해 Ultraspherical 다항식을 이용하여 완전도체띠 격자구조에 대해 고찰하였다 [5].

저항띠 격자구조 문제에 대해 Mittra [6]는 자유공간상에서 1개의 저항띠 격자구조를 파수영역 (space domain)에서 TM (tranverse magnetic) 산란문제 및 접지된 1개의 유전체 층 위에 저항띠 격자구조에 대한 문제를 수치해석 함에 있어 기저함수를 지수함수 [7] 및 기저함수를 sin 함수과 cos 함수로 구분하여 취급하였다 [8].

자유공간상에서 2개의 유전체층을 갖는 도체띠 격자구조에 대해 도체띠에 유도되는 전류밀도를 계산함에 있어 기저함수를 지수함수의 급수로 전개하여 수치해석 하였으며 [9], 최근에 접지된 2개의 유전체층 위의 도체띠 격자구조에 대해 모서리 경계조건 (edge boundary condition)을 만족하는 함수를 사용하여 TM과 TE (tranverse electric) 산란문제를 취급한 바 있다 [10][11].

본 논문에서는 TM 산란의 경우, 자유공간상에 2개 유전체층 위의 완전도체띠의 격자구조에 대해 FGMM을 이용하여 수치해석 함에 있어, 도체띠에 유도되는 표면 전류밀도를 적절한 모서리경계조건을 만족하는 함수와 직교다항식의 일종인 제1종 Chebyshev 다항식의 곱의 급수로 전개하여 기하광학적 반사전력의 급속한 수렴 해에 대해 고찰하고 기존 논문들의 계산 결과와 비교하여 수치계산의 타당성을 입증하고자 한다.

Ⅱ. 문제의 구조에 대한 전자계 해석

문제의 구조는 그림 1과 같이 자유공간상에서 TM 평면파가 비스듬히 ϕ의 각도로 입사하고, 2개 유전체층 위에 완전도체띠가 y 방향으로 무한하고, 격자는 x방향으로 주기적으로 배열되어 있으며 영역 0과 3은 자유공간이다. 또한 영역 1과 2의 비유전율은 ϵ_{r1} 및 ϵ_{r2} [F/m]이고, .스트립 주기 s, 스트립 폭 w, h는 스트립폭의 반 (h= w/2), 영역 1과 2의 유전체 두께는 t_1

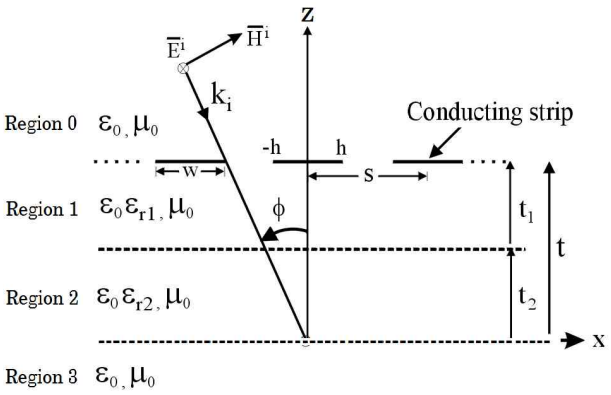

그림 1. 입사각에 대한 TM 산란 구조
Fig. 1. Structure of TM scattering for incident angle

및 t_2, $t = t_1 + t_2$, 단위는 파장 [λ]이며, 영역 0의 입사 전계 $\overline{E^i}$ 및 자계 $\overline{H^i}$ 는 다음과 같다 [9][11].

$$\overline{E^i} = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \cos\phi} e^{jk_0 z \sin\phi} \tag{1}$$

$$\overline{H^i} = \frac{k_0(\hat{a}_x \cos\phi + \hat{a}_z \sin\phi)}{\omega\mu_0} E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} e^{jk_0 z \cos\phi} \tag{2}$$

식 (1)과 (2)에서 $\hat{a}_x$, $\hat{a}_y$ 및 $\hat{a}_z$ 는 x, y 및 z 방향의 단위벡터이며, 전파상수 $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, 고유 임피이던스 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, μ_0와 ϵ_0는 자유공간의 투자율 및 유전율, E_0는 입사자계의 진폭으로 크기는 1로 정규화하고, 영역 0에서의 산란전계 $\overline{E^s}$ 및 자계 $\overline{H^s}$는 평면파의 합으로 다음과 같이 표현할 수 있다 [9][11].

$$\overline{E^s} = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_n A_n e^{-j\gamma_n (z-t)} e^{-j2n\pi x/s} \tag{3}$$

$$\overline{H^s} = -\hat{a}_x \frac{E_0}{\omega\mu_0} e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_n A_n \gamma_n e^{-\gamma_n (z-t)} e^{-j2n\pi x/s} \tag{4}$$

식 (3)과 (4)에서 A_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, $\beta_n = k_0 \sin\phi + 2n\pi/s$ 이고 γ_n은 다음과 같이 전파모드와 감쇠모드로 다음과 같이 표시할 수 있다 [9].

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}, & k_0^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_0^2}, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \tag{5}$$

또한 유전체 영역 1과 2의 접선성분의 전체 전계 $\overline{E_i^t}$ 및 자계 $\overline{H_i^t}$와 는 미지의 급수들의 합으로 다음과 같이 표현할 수

있다 [9][11].

$$\overline{E_i^t} = \hat{a_y}\, e^{-jk_0\, x\sin\phi}\sum_n \cdot \quad (6)$$
$$(B_{ni}e^{-j\eta_{ni}z} + C_{ni}e^{j\eta_{ni}z})e^{-j2n\pi x/s}$$

$$\overline{H_i^t} = -\hat{a_x}\frac{e^{-jk_0 x\sin\phi}}{\omega\mu_0}\ \sum_n \eta_{ni}\cdot \quad (7)$$
$$(B_{ni}e^{-j\eta_{ni}z} - C_{ni}e^{j\eta_{ni}z})e^{-j2n\pi x/s}$$

식 (6)과 식 (7)에서 i는 유전체 영역 1과 2를 의미하며, B_{ni}와 C_{ni}는 구해야 할 미지의 계수, η_{ni}는 다음과 같이 유전체 층에서 2가지 모드로 구분한다 [9].

$$\eta_{ni} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2-\beta_n^2}, & k_i^2 \geqq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2-k_i^2}, & k_i^2 < \beta_n^2 \end{cases},\ i=1,\ 2 \quad (8)$$

식 (8)에서 $k_i = w\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{ri}} = k_0\sqrt{\epsilon_{ri}}$, i는 유전체 영역 1과 2를 의미하며, $z<0$ 인 영역 3에서의 전체 전계 및 자계는 다음과 같다 [9].

$$\overline{E_3^t} = \hat{a_y}\, e^{-jk_0\, x\sin\phi}\sum_n T_n e^{j\gamma_n z}e^{-j2n\pi x/s} \quad (9)$$

$$\overline{H_3^t} = \hat{a_x}\frac{e^{-jk_0 x\sin\phi}}{\omega\mu_0}\ \sum_n T_n\gamma_n e^{j\gamma_n z}\, e^{-j2n\pi x/s} \quad (10)$$

여기서 T_n은 미지의 투과 계수이며, 지금까지 사용된 미지의 계수들은 각각의 경계면에서의 전계 및 자계가 연속정리를 이용하여 구하며, 또한 $z=t$ 의 경계면에서 전계 및 자계는 연속이므로 경계조건들을 정리하면 B_{n1}을 A_n의 항으로 표현할 수 있다 [9].

$$B_{n1} = (A_n + e^{jk_0 t\cos\phi}\delta_n)/p_{n3} \quad (11)$$

$$p_{n3} = e^{-j\eta_{n1}t} + \frac{p_{n2}}{p_{n1}}\, e^{j\eta_{n1}t} \quad (12)$$

$$p_{n1} = \frac{1}{2}\left\{e^{-j\eta_{n2}t_2}(1+\frac{\eta_{n2}}{\eta_{n1}}) + e^{-j\eta_{n2}t_2}(\frac{\eta_{n2}+\gamma_n}{\eta_{n2}-\gamma_n})(\frac{\eta_{n1}-\eta_{n2}}{\eta_{n1}})\right\} e^{j\eta_{n1}t_2} \quad (13)$$

$$p_{n2} = \frac{1}{2}\left\{e^{-j\eta_{n2}t_2}(1-\frac{\eta_{n2}}{\eta_{n1}}) + e^{-j\eta_{n2}t_2}(\frac{\eta_{n2}+\gamma_n}{\eta_{n2}-\gamma_n})(\frac{\eta_{n1}+\eta_{n2}}{\eta_{n1}})\right\} e^{j\eta_{n1}t_2} \quad (14)$$

그리고 $z=t$인 경계면에서 도체띠에 유도되는 표면 전류밀도는 기저함수 $G_p(x)$의 급수로 미지의 계수를 포함한 식으로 전개하였다.

$$\overline{J_y}(x) = \hat{a}_y\, e^{-jk_0 x\sin\phi}\sum_p f_p\, G_p(x) \quad (15)$$

식 (15)의 f_p는 미지의 계수이며, 본 논문에서는 TM 산란의 경우이므로 도체띠에 유도되는 전류밀도는 도체띠의 양끝에서 매우 큰 값이 예측되므로 기저함수를 적절한 모서리경계조건을 만족하는 함수와 직교다항식의 일종인 제1종 Chebyshev 다항식의 곱의 급수로 전개하였다 [3], [10]-[12].

$$G_p(x) = \frac{T_p(x/h)}{\sqrt{1-(x/h)^2}}\, P_x(-h,h) \quad (16)$$

여기서 $P_x(-h,h)$는 저항띠 구간에서 1, 이외의 구간에서는 0이며, 유도전류는 영역 0과 1의 자계의 차이에 의해 결정되므로 식 (2), (4), (7), (15)를 이용하여 정리한 후, 양변에 $e^{j2n\pi x/s}$를 곱하고, $-s/2<x<s/2$ 구간에서 양변을 적분하면 다음과 같이 A_n의 항으로 표시할 수 있다.

$$A_n = -\frac{k_0\eta_0}{s}\sum_{p=-M}^{M} f_p\left(\frac{T_{pn}}{\gamma_n-\eta_{n1}p_{n4}}\right) + e^{jk_0 t\cos\phi}\left(\frac{k_o\cos\phi+\eta_{n1}p_{n4}}{\gamma_n-\eta_{n1}p_{n4}}\right)\delta_n \quad (17)$$

$$p_{n4} = \frac{e^{-j\eta_{n1}t} - (p_{n2}/p_{n1})\, e^{j\eta_{n1}t}}{e^{-j\eta_{n1}t} + (p_{n2}/p_{n1})\, e^{j\eta_{n1}t}} \quad (18)$$

그리고 $z=t$인 도체띠에서 영역 0에서의 입사전계와 산란전계의 합은 사라져야 하므로, 식 (1)과 (3)을 정리한 후 양변에 $T_q(x/h)$를 곱하고, $-h<x<h$ 구간에서 적분하면 다음 식을 얻는다.

$$\sum_{n=-N}^{N} A_n T_{qn}^* = -e^{jk_0 t\cos\phi}\ T_q \quad (19)$$

$$T_{qn}^* = \int_{-h}^{h} T_q(x/h)\, e^{-j2\pi nx/s}\, dx \quad (20)$$

$$T_q = \int_{-h}^{h} T_q(x/h)\ dx \quad (21)$$

식 (19)에 식 (15)의 A_n을 대입하여 정리하면 다음과 같은 선형방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{p=0}^{M} f_p Z_{pq} = V_q \quad (22)$$

$$Z_{pq} = \frac{k_0\eta_0}{s}\sum_{n=-N}^{N}\left(\frac{T_{pn}}{\gamma_n-\eta_{n1}p_{n4}}\right) T_{qn}^* \quad (23)$$

$$V_q = e^{jk_0 t\cos\phi}\left[T_q + \sum_{n=-N}^{N}\left(\frac{k_0\cos\phi+\eta_{n1}p_{n4}}{\gamma_n-\eta_{n1}p_{n4}}\right)\delta_n\right] T_{qn}^* \quad (24)$$

또한, 각 경계면에서 전계와 자계의 연속정리를 이용하여 투과계수 T_n을 계산하면 다음과 같다.

$$T_n = \frac{2\eta_{n2}}{\eta_{n2}-\gamma_n}\ \frac{(A_n + e^{jk_0 t\cos\phi}\delta_n)}{p_{n1}\, p_{n3}} \quad (25)$$

Ⅲ. 수치계산 결과 및 검토

식 (22)에서 미지의 계수 f_p를 구한 후 식 (17) 및 (25)에 대입하여 기하광학적 정규화된 반사전력(reflected power of zeroth order mode) $|A_0|^2$ 및 기하광학적 정규화된 투과전력 (transmitted power of zeroth order mode) $|T_0|^2$를 계산한다. 식 (22)의 정방 행열 Z_{pq}에서 p= [0:M] 및 n=[-N:N]일 때, 본 논문에서는 M=10, N=100으로 한정하여 수치해석하였으며, 식 (16)을 지수함수로 놓으면 다음과 같다 [9].

$$G_p(x) = e^{jp\pi x/h} P_x(-h, h) \tag{26}$$

그림 2는 수직입사시, 격자주기 s= 1.2, w= 0.8, $\epsilon_{r1} = 1.0$, $\epsilon_{r2} = 2$, $t_1 = 0.05$, $t_2 = 0.05$일 때 반사전력의 수렴도를 기존 논문에서 사용된 지수함수 논문 [9]인 식 (26)과 본 논문에서 제안한 식 (16)의 계산결과를 비교하였을 때 정방행렬의 행수 p의 크기가 작아도 본 논문의 경우가 매우 빠르게 수렴함을 알 수 있다.

그림 3은 수직입사시 격자 주기 s= 1.6, $t_1 = t_2 = 0.05$일 때, 각 유전체층의 비유전율 ϵ_{r1}, ϵ_{r2}의 값에 따른 도체띠에 유도되는 전류밀도의 크기를 계산하였으며, 전류밀도의 크기가 좌우 대칭이고, 도체띠 양끝에서 매우 크게 나타났으며, 이는 식 (16)을 사용했기 때문으로 수치해석의 타당성을 알 수 있다.

그림 4는 수직입사시 격자주기 s와 스트립 폭 w의 비 w/s = 0.2, $t_1 = t_2 = 0.05$인 경우, 비유전율 ϵ_{r1}, ϵ_{r2}을 변화시켰을 때 반사 및 투과전력을 계산한 것으로, 표시 "●"과 "■"는 논문 [1] 과 [9]의 계산결과와 일치하였다. 전반적으로 1파장 이상에서 비유전율이 크면 반사전력도 증가하였고 1파장 부근에서 반사전력의 급변점이 발생하였으며, 이는 감쇠모드에서 전파모드로, 전파모드에서 감쇠모드로 전환될 때 발생하는 것으로 'Wood's anomaly' 라고 언급한 바 있다 [2].

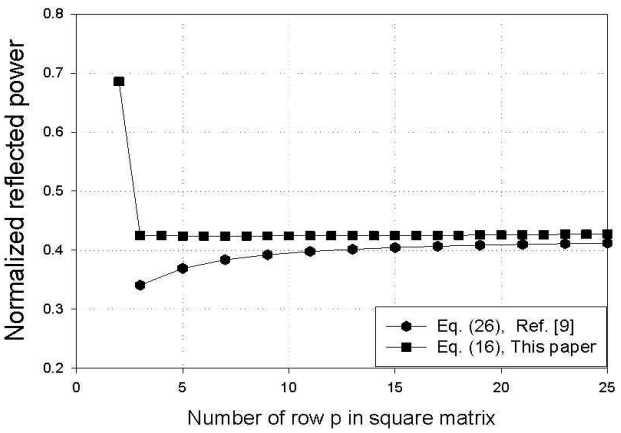

그림 2. 정방 행렬의 행 p의 크기에 따른 수렴곡선
Fig. 2. Convergence curve for number of row p in square matrix

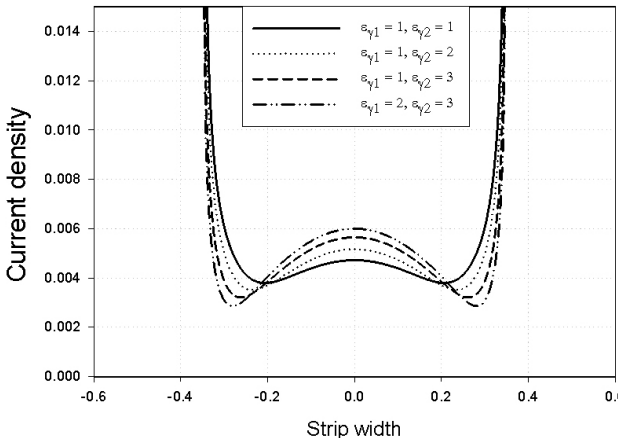

그림 3. 수직입사시 유도되는 전류밀도의 크기
Fig. 3. Magnitude of the induced surface current density for normal incidence

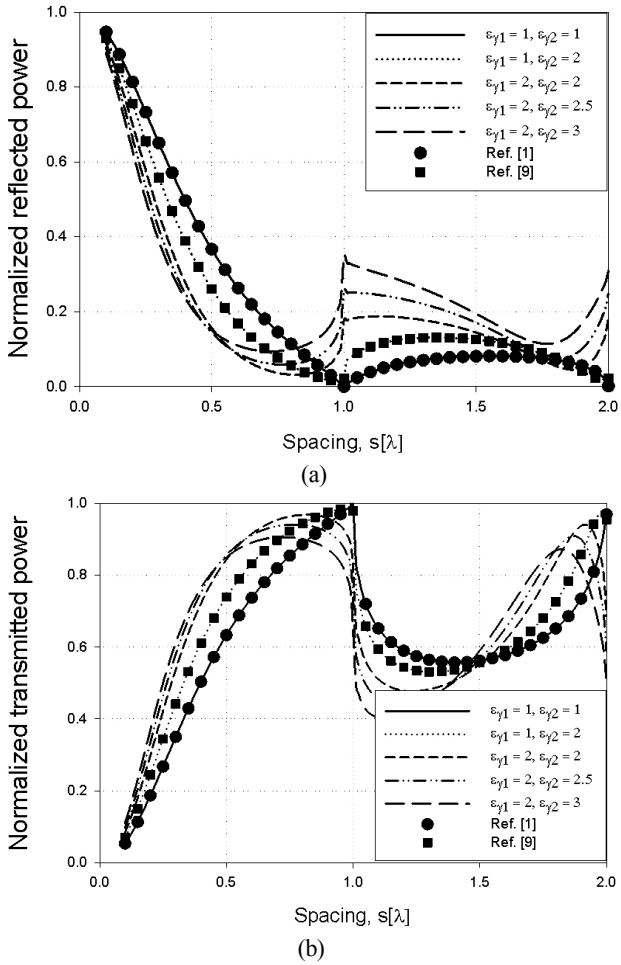

그림 4. 수직입사시 격자주기에 대한 정규화된 반사전력 (a) 및 투과전력 (b)
Fig. 4. Normalized reflected power (a) and transmitted power (b) vs. Strip spacing at normal incidence

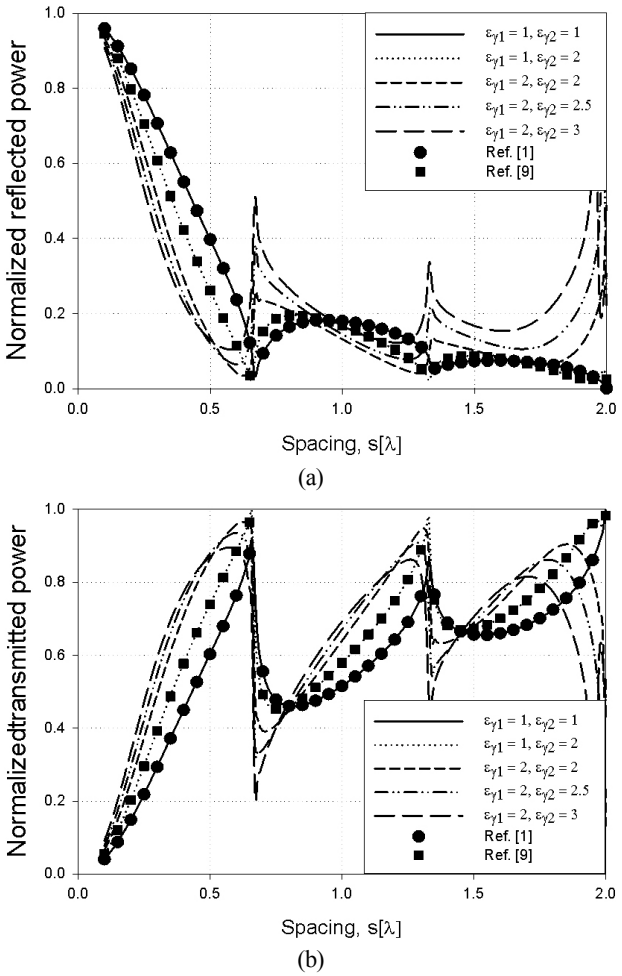

그림 5. 스트립 주기에 대한 정규화된 반사전력 (a) 및 투과 전력 (b), $\phi = 30^{o}$

Fig. 5. Normalized reflected (a) and Transmitted power (b) vs. strip spacing, $\phi = 30^{o}$

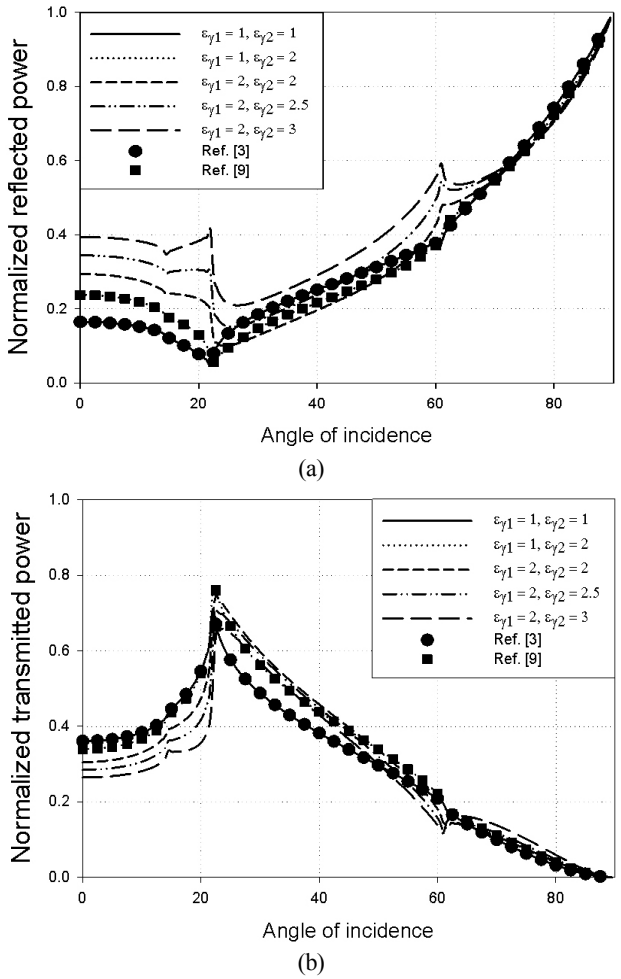

그림 6. 입사각에 대한 정규화된 반사전력 (a) 및 투과 전력 (b)

Fig. 6. Normalized reflected power (a) and transmitted power (b) vs. incident angles

그림 5는 입사각이 30도일 때의 계산결과로서 격자주기와 스트립 폭의 비 $w/s = 0.2$이고 각 유전체 층의 두께 $t_1 = t_2 = 0.05$일 때, 각 유전체 층의 비유전율 ϵ_{r1}, ϵ_{r2}을 변화시켜서 반사 및 투과전력을 계산하였으며, 표시 "●"와 "■"는 그림 4에서 언급하였으며, 수치결과는 기존 논문과 일치하였으며, 반사전력의 급변점이 2곳에서 발생하였다.

그림 6은 격자 주기 s= 1.2, h= 0.3, $t_1 = t_2 = 0.05$ 이고 비유전율 ϵ_{r1}, ϵ_{r2}을 변화시켰을 때 반사 및 투과전력의 계산 결과로서, 표시 "●" 과 "■"는 논문 [3]과 [9]의 계산결과와 거의 일치하였고 22도 및 60도 부근에서 급변점이 발생하였으며, 전반적으로 22도 이하의 각도에서는 비유전율이 증가할수록 반사전력이 증가하였다.

Ⅳ. 결 론

본 논문에서는 TM 산란의 경우, 자유공간상에서 2개 유전체층 위에 완전도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때, 도체띠에 유도되는 전류밀도를 모서리 경계조건을 만족하는 함수와 1종 Chebyshev 다항식의 곱의 급수로 전개하여 기하광학적 반사 및 투과전력을 계산하였다. 기존의 지수함수보다 본 논문에서 제안한 함수가 작은 정방행열의 크기를 가지고도 빠른 수렴해를 얻어 기존 논문과 차별화된다. 그리고 입사각, 각 층의 비유전율 및 두께를 변화시켜 계산한 반사 및 투과전력을 계산하였을 때, 기존 논문의 결과와 거의 일치하여 수치계산의 타당성을 입증하였다.

앞으로 다층 유전체층 위에서의 완전도체와 저항띠의 격자구조, 2중 유전체층 사이의 완전도체와 저항띠의 격자구조에 대한 TE 및 TM 산란에 대한 수치해석 및 다층 유전체 격자구조에 대해 PMM을 이용하여 수치해석하기 위해서 지속적인

연구가 필요하다.

감사의 글

이 논문은 2014년도 가천대학교 교내연구비 지원에 의한 결과임. (GCU-2014-M007)

참고문헌

[1] J. H. Richmond, “On the Edge Mode in the Theory of TM scattering by a Strip or Strip Grating,” *IEEE Trans. Antennas Propagat*., Vol. AP-28, pp. 883-887, Sept. 1980.

[2] H. A. Kalhor, “Electromagnetic Scattering by a Dielectric Slab Loaded with a Periodic Array of Strips Over a Grounded Plane,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-36, No. 1, pp. 147-151, Jan. 1988.

[3] S. H. Lee and Y. K. Cho, “Solution for Scattering by a Periodic Strip Grating with a Dielectric Slab,” *Journal of KITE,* Vol. 27, No. 11, pp. 20-24, Nov. 1990.

[4] Y. K. Cho, et al, “Analysis of Electromagnetic Sacttering by Periodic Strips on Grounded Dielectric Slab,” *IEEE Trans. Antennas Propagat., Symposium Digest,* Vol 1, pp. 511-517, 1995.

[5] U. J. Yoon, “The Fast Convergent Solution of E-Polarized Reflection Coefficient by a Perfect Conductor Strip Grating, *Journal of KIEES,* Vol. 6, No. 1, pp. 10-16, Mar. 1995.

[6] R. C. Hall and R. Mittra, “Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips,” *IEEE Trans. Antennas Propagat*., Vol. AP-33, pp. 1009-1011, Sept. 1985.

[7] U. J. Yoon and S. I. Yang, “E-Polarized Electromagnetic Scattering by a Resistive Strip Grating with a Grounded Dielectric Layer Using Fourier Galerkin Moment Method,” *KITE Journal of Electronics Engineering*, Vol. 7, No. 2, pp. 15-19, June 1996.

[8] Y. S. Choi and S. I. Yang, “Analysis of the Electromagnetic Scattering of Resistive Strip Grating with Uniform Resistivity on a Grounded Dielectric Layer -H-Polarization Case,” *Journal of KICS,* Vol. 31, No. 3A, pp. 321-327, Mar. 2006.

[9] S. I. Yang, “Analysis on E-Polarized Scattering by a Conducting Strip Grating with Two Dielectric Layers,” *Journal of KIEES*, Vol. 6,No. 3, pp. 68-74, Sept. 1995.

[10] U. J. Yoon, “Solution of TE Scattering by a Conductive Strip Grating Over the Grounded Two Dielectric Layers with Edge Boundary Condition,” *Journal of Korea Navigation Institute,* Vol. 17, No. 2, pp. 183-188, Apr. 2013.

[11] U. J. Yoon, “Solution of TM Scattering by a Conductive Strip Grating Over the Grounded Two Dielectric Layers with Edge Boundary Condition,” *Journal of Korea Navigation Institute,* Vol. 17, No. 4, pp. 429-434, Aug. 2013.

[12] I. S. Gragshteyn and I. M. Ryzhik, *Talble of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, Jan. 1980.

윤 의 중 (Uei-Joong Yoon)

1993년 8월 : 숭실대학교 전자공학과 (공학박사)
1997년 6월 ~ 1997년 8월 : Bemidji State University in Minnesota (USA), 미국연수
2008년 7월 ~ 2012월 1월 : 가천대학교 학생처장
2006년 3월 ~ 현재 : 가천대학교 의공학과 교수
※관심분야 : 관심분야 : 전자파산란 수치해석, 생체영상처리, 생체정보 모니터링 등