The Journal of The Institute of Internet, Broadcasting and Communication (IIBC)
Vol. 16, No. 4, pp.153-158, Aug. 31, 2016. pISSN 2289-0238, eISSN 2289-0246

http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2016.16.4.153
JIIBC 2016-4-22

접지된 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 의한 TE 산란에 관한 연구

A Study on TE Scattering by a Conductive Strip Grating between Grounded Double Dielectric Layer

윤의중*

Uei-Joong Yoon*

요 약 본 논문에서는 접지된 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 의한 TE(transverse electric) 산란문제를 전자파 수치해석 방법으로 알려진 PMM(point matching method)을 이용하여 해석하였다. 경계조건들은 미지의 계수를 구하기 위하여 이용하였고 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였으며, 도체띠의 해석을 위해 완전도체 경계조건을 적용하였다. 완전도체띠의 폭과 주기, 접지된 2중 유전체층의 비유전율과 두께 및 입사각에 대해 정규화된 반사전력을 계산하였다. 최소값을 가지는 변곡점들의 대부분의 반사전력은 입사각 이외의 다른 방향으로 산란된다. 접지된 2중 유전체층을 가지는 제안된 구조에 대한 수치결과들은 기존 논문의 수치해석 결과들과 비교하여 매우 잘 일치하였다.

Abstract In this paper, TE(transverse electric) scattering problems by a conductive strip grating between grounded double dielectric layer are analyzed by applying the PMM(point matching method) known as a numerical method of electromagnetic fileld. The boundary conditions are applied to obtain the unknown field coefficients, the scattered electromagnetic fields are expanded in a series of Floquet mode functions, and the conductive boundary condition is applied to analysis of the conductive strip. The numerical results for normalized reflected power are analyzed by according as the width and spacing of conductive strip, the relative permittivity and thickness of the double dielectric layers, and incident angles. The most normalized reflected powers of the sharp variations in minimum values are scattered in direction of the other angles except incident angle. The numerical results for the presented structure of this paper having a grounded double dielectric layer are shown in good agreement compared to those of the existing papers.

Key Words : TE scattering, Conductive boundary condition, grounded double dielectric layer.

Ⅰ. 서 론

스트립 회절격자(strip grating)에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학의 이론 및 응용분야에서 중요시 되었고, 광학에서는 이러한 구조들은 전송회절격자로 널리 이용되어 왔으며, reflector antenna systems, wave polarizers, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 등 반사나 투과 현상을 취급하

*종신회원, 가천대학교 의용생체공학과
접수일자 : 2016년 2월 4일, 수정완료 : 2016년 7월 24일
게재확정일자 : 2016년 8월 5일

Received: 4 February, 2016 / Revised: 24 July, 2016 /
Accepted: 5 August, 2016
*Corresponding Author: ujyoon@gachon.ac.kr
Dept. of Biomedical Engineering, Gachon University, Korea

기 위해서 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다[1]-[10]. 격자구조에 도체띠(conductive strip)를 사용한 기본 문제로서 Richmond[2]는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 FGMM(fourier galerkin moment method)을 이용하여 수치해석하였고, Mittra[3]는 자유공간상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 SGMM(spectral galerkin moment method)을 적용하여 수치해석하였으며, Kalhor[4]는 도체띠 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 반사를 유리하게 하기 위하여 유전체 접지층 위에 도체띠를 가지는 경우에 대해 PMM(point matching method)을 이용하여 수치 계산하였다. 그리고 주기적인 유전체층 문제에 대해 전자기파의 산란 문제에 대해 근사화 이론을 이용하여 해석하였고[5], 주기적인 유전체 층을 사용한 안테나용 주파수 선택 반사기를 설계한 바 있다[6]. 또한 2개의 유전체 층 및 접지된 2개 유전체층 위의 완전도체띠 격자구조에 대해 TE(transverse electric) 및 TM(transverse magnetic) 산란문제를 취급하였으며[7][8], 접지된 2중 유전체 사이의 저항띠 격자구조에 의한 TM(E-분극) 산란[9] 및 접지된 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 의한 TE(H-분극) 산란에 대한 수식을 정리한 바 있다[10].

본 논문에서는 TE 산란문제에 대해 취급하였으며, 기존의 논문들은 접지된 유전체 층 위에 도체띠 격자구조에 있을 때 각 유전체 층의 비유전율의 크기에 따른 반사전력의 변화에 대해 주로 연구하였으나[4][7]-[10], 본 논문에서는 접지된 유전체층 사이에 도체띠 격자구조가 있을 때 각 유전체 층의 비 유전율의 값의 변화에 따른 기하광학적 반사전력의 해(solutions)를 계산하는 것이 본 논문의 목적이며, 수치해석 방법인 PMM을 이용하였다. 본 논문의 수치계산 결과를 검증하기 위하여 기존 논문의 수치계산 결과와 비교하여 본 논문의 타당성을 입증하고자 한다.

Ⅱ. 문제 구조의 전자계 수식전개

문제의 구조는 그림 1과 같이 TE 평면파가 가장자리에 나란하게 ϕ의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 2중 유전체층 사이에 완전도체띠가 y 방향으로 무한하게 배열되어 있다. 완전도체띠의 격자는 $x-y$ 평면상에 위치하고 있으며, x 방향으로 주기적으로 배열되어 있다. 그림 1에서 스트립 주기(strip spacing) s, 스트립 폭 w, 영역 1과 2의 비유전율(relative permittivity) 및 두께는 ϵ_{r1}, ϵ_{r2} [F/m] 및 t_1, t_2이며, 단위는 파장[λ]이다. 그림 1과 같은 구조에 대하여 비스듬히 입사하는 자계 $\overline{H^i}$ 및 전계 $\overline{E^i}$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다[4].

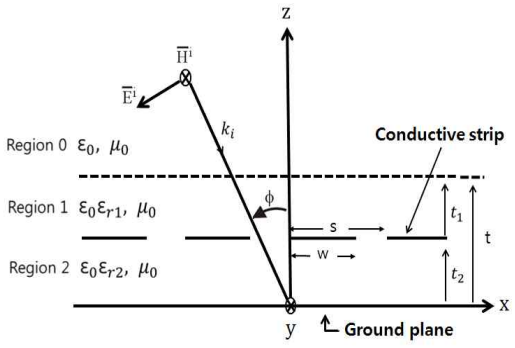

그림 1. 문제의 구조에 입사하는 TE 평면파
Fig. 1. Geometry of the problem and incident TE plane wave

$$\overline{H^i} = \hat{a_y} H_0 e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} \quad (1)$$

$$\overline{E^i} = -\hat{a_x}\frac{H_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} - \hat{a_z}\frac{H_0\beta_0}{\omega\epsilon_0} e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} \quad (2)$$

식 (1)과 (2)에서 $\hat{a_x}$, $\hat{a_y}$ 및 $\hat{a_z}$ 는 x, y 및 z 방향의 단위벡터이며, 매질의 전파상수(propagation constant) $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, μ_0와 ϵ_0는 자유공간의 투자율 및 유전율, $\beta_0 = k_0 \sin\phi$, $\gamma_0 = k_0 \cos\phi$, H_0 는 입사자계의 진폭으로서 1로 정규화하였으며, 편의상 수식전개시 생략하기로 한다. 영역 0에서 산란자계 $\overline{H^s}$ 및 전계 $\overline{E^s}$ 는 다음과 같은 평면파(plane wave)의 합으로 표시할 수 있다[4].

$$\overline{H^s} = \hat{a_y}\sum_{n=-N}^{N} A_n e^{-j\beta_n x} e^{-j\gamma_n (z-t)} \quad (3)$$

$$\overline{E^s} = \hat{a_x}\sum_{n=-N}^{N}\frac{A_n\gamma_n}{\omega\epsilon_0} e^{-j\beta_n x} e^{-j\gamma_n (z-t)} - \hat{a_z}\sum_{n=-N}^{N}\frac{A_n\beta_n}{\omega\epsilon_0} e^{-j\beta_n x} e^{-j\gamma_n (z-t)} \quad (4)$$

식 (3)과 식 (4)에서 A_n 는 구해야 할 미지의 계수이며, $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/s$, γ_n는 2가지 모드인 전파모드(propagation mode)와 감쇠모드(evanescent mode)로 표

시할 수 있다[4][10].

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2-\beta_n^2}\,, & k_0^2 > \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2-k_0^2}\,, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (5)$$

영역 $1(t_2 \le z \le t)$과 영역 $2(0 \le z \le t_2)$에서 전체 자계 $\overline{H_i^t}$ 및 전계 $\overline{E_i^t}$는 다음과 같이 무한급수의 합으로 표현할 수 있다[10].

$$\overline{H_i^t} = \hat{a_y}\sum_{n=-N}^{N}\left[B_{ni}e^{-j\beta_n x}e^{-j\eta_{ni}z} + C_{ni}e^{-j\beta_n x}e^{j\eta_{ni}z}\right] \quad (6)$$

$$\begin{aligned}\overline{E_i^t} = {} & \hat{a_x}\sum_{n=-N}^{N}\frac{B_{ni}\eta_{ni}}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}}e^{-j\beta_n x}e^{-j\eta_{ni}z} \\ & + \frac{C_{ni}\eta_{ni}}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}}e^{-j\beta_n x}e^{j\eta_{ni}z} \\ & - \hat{a_z}\sum_{n=-N}^{N}\frac{B_{ni}\beta_n}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}}e^{-j\beta_n x}e^{-j\eta_{ni}z} \\ & + \frac{C_{ni}\beta_n}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}}e^{-j\beta_n x}e^{j\eta_{ni}z}\end{aligned} \quad (7)$$

여기서 B_{ni}와 C_{ni}는 구해야 할 미지의 계수, i는 영역 1과 2를 의미하며, η_{ni}는 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다[10].

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

식 (8)에서 $k_i = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{ri}} = k_0\sqrt{\epsilon_{ri}}$, ϵ_{ri}는 영역 1과 2의 비유전율[F/m]이다. 그리고 경계면 $z=0$인 접지 평면에서 전계의 접선성분은 사라져야 하며, 또한 영역 0과 1의 경계면 $z=t$에서 영역 0과 영역 1의 접선성분의 전체전계 및 자계는 연속이어야 하므로 식 (1)에서 식 (6)을 이용하여 정리하면 하면 B_{n1}에 관한 식을 A_n의 항으로 표시할 수 있다.

$$B_{n1} = p_{n0}A_n + e^{j\gamma_0 t}p_{n1}\delta_n \quad (9)$$

$$p_{n0} = 0.5(1+\epsilon_{r1}\gamma_n/\eta_{n1})e^{j\eta_{n_1}t_1} \quad (10)$$

$$p_{n1} = 0.5(1-\epsilon_{r1}\gamma_n/\eta_{n1})e^{j\eta_{n_1}t_1} \quad (11)$$

그리고 영역 1과 2의 경계면 $z=t_2$에서 영역 1과 영역 2의 접선성분의 전체자계는 연속이어야 하므로, 식 (1), (3), (6)을 정리하면 슬롯(slot)에서 만족하는 A_n에 관한 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{n=-N}^{N}A_n p_{n5}e^{-j\beta_n x} = -e^{-j\beta_0 x}e^{j\gamma_0 t}p_{n6} \quad (12)$$

, $\mathrm{w} \le \mathrm{x} \le \mathrm{s}$

$$p_{n2} = j\left(\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}}\frac{\eta_{n1}}{\eta_{n2}}\right)\cot(\eta_{n2}t_2) \quad (13)$$

$$p_{n3} = p_{n2} - 1 \quad (14)$$

$$p_{n4} = p_{n2} + 1 \quad (15)$$

$$p_{n5} = p_{n0}(p_{n3} + p_{n4}e^{-j2\eta_{n_1}t_1}) - p_{n4}e^{-j\eta_{n_1}t_1} \quad (16)$$

$$p_{n6} = p_{n1}(p_{n3} + p_{n4}e^{-j2\eta_{n_1}t_1}) - p_{n4}e^{-j\eta_{n_1}t_1} \quad (17)$$

또한 경계면 $z=t_2$인 완전도체띠에서 전체 전계는 사라져야 하므로, 완전도체 경계조건(conductive boundary condition)[4]을 식 (7)에 적용하면 도체띠의 구간에서 만족하는 A_n에 관한 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{n=-N}^{N}A_n p_{n7}e^{-j\beta_n x} = -e^{-j\beta_0 x}e^{j\gamma_0 t}(\delta_n p_{n8}) \quad (18)$$

, $0 \le \mathrm{x} < \mathrm{w}$

$$p_{n7} = p_{n0}(1+e^{-j2\eta_{n_1}t_1}) - e^{-j\eta_{n_1}t_1} \quad (19)$$

$$p_{n8} = p_{n1}(1+e^{-j2\eta_{n_1}t_1}) - e^{-j\eta_{n_1}t_1} \quad (20)$$

식 (12)와 식 (18)은 한 주기 구간인 $0 \le \mathrm{x} \le \mathrm{s}$의 범위에서 만족하는 수식이다.

Ⅲ. 수치계산 결과 및 검토

기존 논문들은 전지된 유전체 층 위에 도체띠 격자구조가 주기적으로 배열되어 있을 때 각 유전체 층의 비유전율의 크기에 따른 TE(H-polarized) 및 TM (E-polariz-ed) 산란 문제를 취급하였으나, 접지된 2중 유전체층 사이에 도체띠 격자구조가 주기적으로 배열되어 있을 때 각 유전체 층의 비유전율의 크기에 따른 기하광학적 반사전력의 해를 수치해석 방법인 PMM을 이용하여 수치해석하고, 기존 논문의 수치계산 결과와 비교하여 수치해석의 타당성을 검증하는 것이 본 논문의 목적이며, 본 논문은 TE 산란문제에 대해서만 취급하였다.

식 (12)와 식 (18)을 이용하여 미지의 계수 A_n을 구하기 위해서는 (2N + 1) 개의 등 간격으로 나누어 수치계

산할 수 있으며, 본 논문에서는 행렬의 크기 n= [-N:N], N= 100을 사용하였으며, 정방행렬의 역변환을 수행하여 기하광학적 정규화된 반사전력(normalized reflected power of zeroth order mode) $|A_0|^2$을 계산할 수 있다. 또한 영역 1과 2의 비유전율 ϵ_{r1} 및 ϵ_{r2}의 단위[F/m]와 도체띠의 폭(w), 주기(s) 및 영역 1과 2의 유전체층의 두께 t_1 및 t_2의 단위는 파장[λ]으로 편의상 단위는 생략하기로 한다.

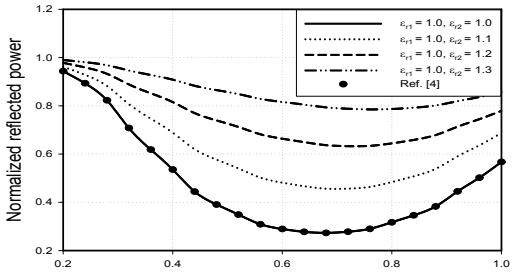

그림 2. 수직입사시 비유전율 ϵ_{r2}에 대한 반사전력

Fig. 2. Normalized reflected power for relative permittivity ϵ_{r2} at normal incidence

그림 2는 수직입사시 격자상수 $s = 1.2$, $t_1 = 0.4$, $t_2 = 0.4$ 및 영역 1의 비유전율 $\epsilon_{r1} = 1$일 때, 영역 2의 비유전율 ϵ_{r2}의 변화에 따른 정규화된 반사전력을 계산한 것으로, 범례에 표시된 선들인 실선, 점선, 끊어진 실선, 2점 쇄선들은 본 논문의 수치계산 결과이며, 범례 표시 "●"는 접지된 1개의 유전체층을 갖는 기존 논문[4]의 수치계산 결과와 일치하여 수치해석의 타당성을 검증하였으며, 전반적으로 영역 2의 비유전율 ϵ_{r2}의 값이 증가할수록 반사전력이 증가하는 것을 알 수 있다.

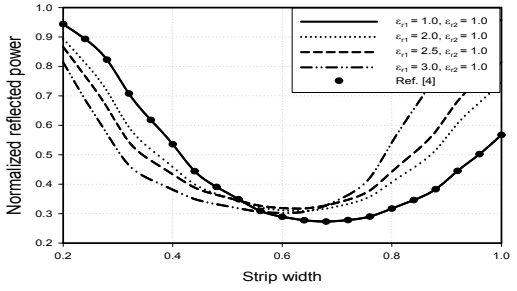

그림 3. 수직입사시 비유전율 ϵ_{r1}에 대한 반사전력

Fig. 3. Normalized reflected power for relative permittivity ϵ_{r1} at normal incidence

그림 3은 수직입사시, 격자상수 $s = 1.2$, $t_1 = 0.4$, $t_2 = 0.4$ 및 $\epsilon_{r2} = 1$일 때, ϵ_{r1}의 변화에 따른 정규화된 반사전력을 계산한 것으로, "●"는 그림 2에서 언급하였으며, 스트립 폭 $w = 0.6[\lambda]$ 부근을 중심으로 좌측에서는 ϵ_{r1}의 값이 작아질수록 반사전력이 증가하였으나, 우측에서는 반사전력이 감소하였으며, 스트립 폭 및 ϵ_{r1}이 증가하면 반사전력은 증가하였다.

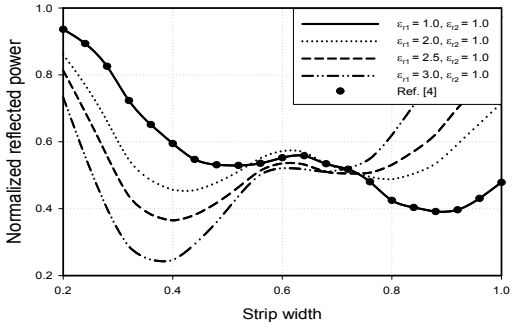

그림 4. 입사각 60도에서 비유전율 ϵ_{r1}에 대한 반사전력

Fig. 4. Normalized reflected power for relative permittivity ϵ_{r1} at incident angle $\phi = 60^o$

그림 4는 입사각이 60도일 때, 격자상수 $s = 1.2$, $t_1 = 0.4$, $t_2 = 0.4$ 및 $\epsilon_{r2} = 1$일 때, ϵ_{r1}의 변화에 따른 정규화된 반사전력을 계산한 것으로, "●"는 그림 2에서 언급하였으며, 스트립 폭 $w = 0.7$ 부근의 좌측에서는 ϵ_{r1}의 값이 작아질수록 반사전력이 증가하였으나, 우측에서는 반사전력이 감소하여 수치계산 결과가 스트립 폭(w)에 의해 민감한 영향을 미치는 것을 알 수 있다.

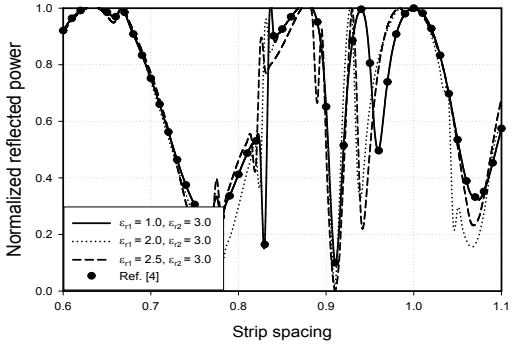

그림 5. 입사각 60도에서 스트립 주기에 대한 반사전력

Fig. 5. Normalized reflected power for strip spacing at incident angle $\phi = 60^o$

그림 5는 입사각이 60도일 때, 격자상수 w= s/2, $t_1 = t_2 = s$, $\epsilon_{r2} = 3$일 때, ϵ_{r1}의 변화에 따른 격자 주기 s에 대한 반사전력을 계산한 결과로서, "●"는 그림 2에서 언급하였으며, 수치계산 결과가 일치하여 수치해석의 타당성을 검증하였으며, 격자주기 $s = 0.73$ 이하에서는 비유전율에 관계없이 반사전력은 거의 비슷하였으나, $s = 0.82$ 및 $s = 0.91$ 부근에서는 반사전력이 급변하여 격자주기에 민감하게 반사전력에 영향을 주었으며, 이는 공진현상에 기인한 것으로 입사각 이외의 다른 방향으로 산란된다는 것을 의미하고, 이는 전파모드에서 감쇠모드로, 감쇠모드에서 전파모드로 전환될 때 발생하는 것으로 "Wood's anomaly"라고 언급한 바 있다[4].

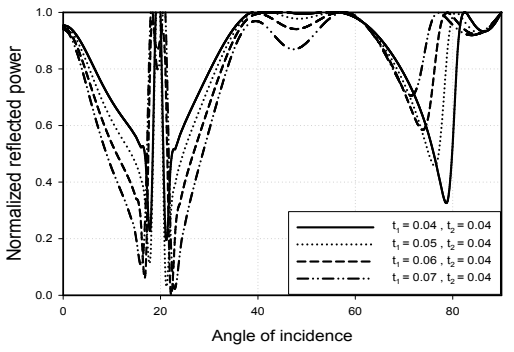

그림 6. 입사각에서 유전층의 두께 t_1 대한 반사전력
Fig. 6. Normalized reflected power for thickness of dielectric layer t_1 at incident angles

그림 6은 입사각에 따른 반사전력을 계산한 결과로서, 격자상수들은 s= 1.5, w= 0.7s, $\epsilon_{r1} = 2$, $\epsilon_{r2} = 3$및 유전체층의 두께 $t_2 = 0.04$일 때, 유전체층의 두께 t_1의 변화에 따른 입사각에 대한 반사전력을 계산한 결과로서, 입사각 20, 40, 60, 80도인 경우 반사전력의 크기가 거의 1에 도달하여 유전체층의 두께 t_2가 중요한 요인으로 작용한다는 것을 알 수 있었으며, 입사각이 40도에서 60도 사이에서는 대역통과필터(BPF)의 역할을 하였으며, 입사각이 90도에서는 입사전력과 반사전력이 동일하므로 수치해석의 타당성이 있다고 할 것이다.

Ⅳ. 결 론

기존 논문들은 전지된 유전체 층 위에 도체띠 격자구조가 주기적으로 배열되어 있을 때 각 유전체 층의 비유전율의 크기에 따른 TE(H-polarized) 및 TM (E-polariz-ed) 산란 문제를 취급하였으나, 본 논문에서는 TE 산란 문제의 경우, 접지된 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 각 유전체 층의 비유전율의 크기에 따른 정규화된 기하광학적 반사전력의 해(solutions)를 구함에 있어 수치해석 방법인 PMM을 이용하여 수치해석하는 것이 본 논문의 목적이며, 수치계산 결과의 타당성을 검증하기 위하여 기존 논문의 수치계산 결과와 일치하여 본 논문의 타당성을 검증하였다.

전반적으로 특정한 입사각, 스트립 주기 및 스트립 폭에 따라 발생하는 급변하는 반사전력들은 공진현상에 기인한 것으로 반사각 이외의 다른 방향으로 산란되는 것으로 판단된다.

앞으로 본 논문에서 수치해석한 방법을 기반으로 하여 접지된 2중 유전체층 사이에 저항띠가 존재할 때 수치해석 방법인 PMM 및 FGMM을 적용하여 TE 및 TM 산란 문제에 대한 수치해석이 가능할 것으로 기대되어 지속적인 연구가 필요하다.

References

[1] M. Ando and K. Takei, "Reflection and Transmission Coefficient of a Thin Strip Grating for Antenna Application," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.AP-35, No.4, pp.367-371, Mar. 1987. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1987.1144112

[2] J. H. Richmond, "On the Edge Mode in the Theory of TM Scattering by a Strip or Strip Grating," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-28, pp. 883-887, Sept. 1980. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1980.1142427

[3] R. C. Hall and R. Mittra, "Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-33, pp. 1009-1011, Sept. 1985. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1985.1143706

[4] H. A. Kalhor, "Electromagnetic Scattering by a Dielectric Slab Loaded with a Periodic Array of Srips Over a Grounded Plane," IEEE Transactions

on Antennas and Propagation, Vol. AP-36, No. 1, pp. 147-151, Jan. 1988.
DOI: http://dx.doi.org/10.1109/8.1088

[5] M. N. Kim and G. S. Chae, "Analysis of Scattering of Electromagnetic Wave in Dielectric Periodic Media," Journal of the Korea Academia-Industrial cooperation Society(JKAIS), Vol. 5, No. 5, pp. 385-388, 2004.

[6] K. C. Ho, "Design of Frequency-Selective Reflector for Large Reflecting Antennas using a Periodic Dielectric Layer," The Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(JIIBC), Vol. 10, No. 1, pp. 33-38, 2010.

[7] U. J. Yoon, "Solution of TE Scattering by a Perfectly Conducting Strip Grating Over the Grounded Two Dielectric Layers Applying Fourier-Galerkin Moment Method," Journal of Korea Navigation Institute(JKNI), Vol. 16, No. 4, pp. 635-640, Aug. 2012.
DOI: http://dx.doi.org/10.12673.jkoni.2012.16.4.635

[8] U. J. Yoon, "Fast Convergent Solution of TM Scattering by Conductive Strip Grating on Two Dielectric Layers," Journal of Advanced Navigation Technology(JANT), Vol. 18, No. 1, pp. 78-83, Feb. 2014.
DOI: http://dx.doi.org/10.12673/jkoni.2014.18.1.78

[9] Y. S. Choi and S. I. Yang, "Analysis of E-polarized plane wave scattering by a Tapered resistive strip grating in a grounded dielectric layer," Journal of Korean Institute of Communications and Information Sciences(JKIEES), Vol. 18, No. 6, pp. 656-663, June. 2007.

[10] U. J. Yoon, "TE Scattering by a Conductive Strip Grating in a Grounded Double Dielectric Layers," IIBC 2015 Conference, Vol. 13, No. 1, pp. 12-13, Nov. 2015.

저자 소개

윤 의 중(종신회원)

- 1993년 8월 : 숭실대학교 대학원 전자공학과 (공학박사)
- 1997년 6월 ~ 1997년 8월 : Bemidji State University in Minnesota(USA) 미국방문연수
- 2008년 7월 ~ 2012년 1월 : 가천대학교 학생처장
- 2006년 3월 ~ 2012.년 2월 : 가천대학교 의용생체공학과 학과장
- 2006년 3월 ~ 현재 : 가천대학교 의용생체공학과 교수

<관심분야 : 전자파산란 수치해석, 마이크로파 회로, 생체신호처리, 생체모니터링 시스템 등>