

<http://dx.doi.org/10.17703/JCCT.2023.9.3.641>

JCCT 2023-5-73

FGMM을 이용한 2중 유전체층 사이의 저항띠 격자구조에 의한 TM 산란 해

Solution of E-polarized Scattering by a Resistive Strip Grating Between a Double Dielectric Layer Using FGMM

윤의중*

Uei-Joong Yoon*

요약 본 논문에서는 2중 유전체층 사이의 저항띠 격자구조에 의한 TM(transverse magnetic) 산란 문제를 전자과 수치해석 방법으로 알려진 FGMM(fourier galerkin moment method)를 이용하여 해석하였다. 경계조건들은 미지의 계수를 구하기 위하여 이용하였고, 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였고, 저항띠의 해석을 위해 저항 경계조건을 적용하였다. 전반적으로, 저항띠의 균일저항율이 증가하면 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기는 감소하였고 반사 전력은 감소하였으며, 상대적으로 투과전력은 증가하였다. 또한 유전체 층의 두께가 증가할수록 반사전력은 증가하였고 상대적으로 투과전력은 상대적으로 감소하였다. 본 논문에서 제안된 구조에 대한 수치결과들은 기존 논문의 수치해석 방법인 PMM의 결과들과 비교하여 매우 잘 일치하였다.

주요어 : TM 산란, 저항경계조건, 2중 유전체층, PMM, FGMM.

Abstract In this paper, TM(transverse magnetic) scattering problems by a resistive strip grating between a double dielectric layer are analyzed by using the FGMM(fourier galerkin moment method) known as a numerical method of electromagnetic field. 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 resistive boundary condition is applied to analysis of the resistive strip. Overall, as the uniform resistivity of the resistive strip increased, the size of the current density induced in the resistance band decreased, the reflected power decreased, and the transmitted power increased. In addition, As the thickness of the dielectric layer increased, the reflected power increased and the transmitted power relatively decreased. The numerical results of the structure proposed in this paper are shown in good agreement compared to the results of PMM, a numerical analysis method of the existing paper.

Key words : TM scattering, Resistive Boundary Condition, Double Dielectric Layer, PMM, FGMM

1. 서론

유전체 판상의 스트립 회절격자(strip grating)에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학

*정회원, 가천대학교 의공학과 교수 (단독 저자)
접수일: 2023년 3월 5일, 수정완료일: 2023년 4월 8일
게재확정일: 2023년 5월 3일

Received: March 5, 2023 / Revised: April 8, 2023
Accepted: May 3, 2023
*Corresponding Author: jangyoume@hanmail.net
Dept. of Design, Inje Univ, Korea

의 이론 및 응용분야에서 중요시 되었고, 광학에서는 이러한 구조들은 reflector antenna systems, wave polarizers, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 등을 연구하는 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다[1]-[10]. 도체띠(conductive strip)를 이용한 격자구조에 대해 Richmond는 자유공간상에서 도체띠에 유도되는 미지의 유도전류를 계산하기 위하여 FGMM(fourier galerkin moment method)을 이용하여 수치해석하였고 Mittra는 자유공간상에서 저항띠의 문제를 파수영역(spectral domain)에서 SGMM(spectral galerkin moment method)을 적용하여 수치해석하였다[2, 3]. 그리고 Kalhor는 반사를 유리하도록 유전체 접지층 위에 도체띠를 가지는 경우에 대해 PMM(point matching method)을 이용하여 수치 계산하였고, Volakis는 유전체층 위에 저항띠가 배열되어 있을 때 FGMM을 이용하여 TE 산란 해석을 하였으며, 밀리미터 파장 대역에서 도체 판 대신에 유전체 층을 사용하면, 흡수 손실(absorption loss)가 현저하게 줄어들고 설계에 사용되는 유전체 층의 두께는 파장의 차수에 비례하므로 밀리미터파와 같이 높은 주파수에서 동작하는 반사기의 크기를 소형화할 수 있는 것에 대해 발표한 바 있으며[4-6], 또한 앞에서 취급한 모든 논문들은 전자파의 손실이 없는 것으로 가정하여 수치계산하였다[1-10].

전자파 산란문제를 수치해석할 때, TE(transverse electric, H-polarized) 및 TM(transverse magnetic, E-polarized) 평면파가 입사할 때 2차원 구조의 산란문제에 대해 주로 수치해석한다. 최근에 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 대해 TE-분극 및 TM-분극 산란문제에 대해 수치해석 방법인 PMM을 이용하여 수치해석하였다[7, 8]. 그리고 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 대해 TM 산란문제를 다른 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 수치해석하였고, 2중 유전체층 사이의 저항띠 격자구조에 대해 TM 산란문제를 PMM을 이용하여 수치해석한 바 있다[9, 10].

본 논문에서는 TM 전자파 산란 문제의 경우, 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 저항띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기, 정규화된 반사 및 투과전력을 계산하고, PMM의 수치계산 결과와 비교하여 본 논문에서 제안한 수치해석 방법의 타당성을 입증

하고자 한다.

II. 문제의 구조에 대한 수치해석

1. 본 논문에서 제안한 수치해석 구조

본 논문에서 제안한 산란 구조는 그림 1과 같으며, TM 평면파가 가장자리에 나란하게 ϕ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 회절격자는 $x-y$ 평면 상에 위치하고 2중 유전체층 사이에 저항띠가 y 방향으로 무한하게 놓여 있으며, x 방향으로 주기적으로 배열되어 있고, 영역 1과 2의 비유전율 ϵ_{r1} , ϵ_{r2} 이며, 스트립 주기 s , 스트립 폭 $w(=2h)$ 및 영역 1과 2의 유전체층의 두께 t_1 , t_2 이며, 단위는 파장[m]이다.

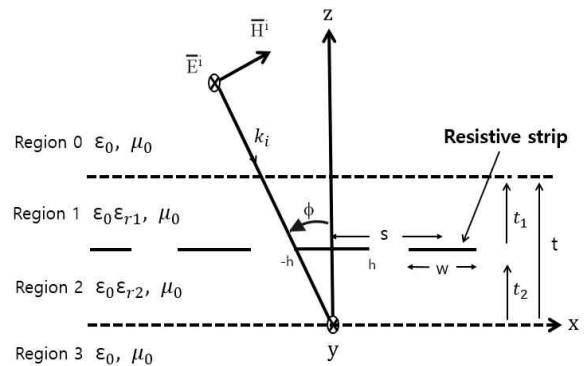


그림 1. 2중 유전체층 사이의 저항띠 격자구조와 TM 평면파
Figure 1. Geometry of resistive strip grating between a double dielectric layer and TM plane wave

2. 기본적인 전자파 수식 소개[9]

기존 논문에서 사용되었던 수식들은 전계나 자계 등의 설명이 필요하므로 기존 논문의 수식을 그대로 사용하기로 하고, 전계(electric field)에 대한 식에 대해서만 정리하기로 한다. 그림 1과 같은 구조에 대하여 입사하는 전계 \vec{E}^i 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\vec{E}^i = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin \phi} e^{jk_0 z \cos \phi} \quad (1)$$

식 (1)에서 벡터 \hat{a}_y 는 y 방향의 단위벡터를 의미하고 k_0 는 매질의 전파상수, E_0 는 입사 전계의 진폭이며, 그림 1의 구조에서 산란 전계 \vec{E}^s 는 평면파의 합으로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\overline{E^s} = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n A_n e^{-j\gamma_n(z-t)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (2)$$

식 (2)에서 A_n 는 미지의 계수이며, γ_n 는 2가지 모드인 전파모드와 감쇠모드로 표시할 수 있다[4].

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}, & k_0^2 > \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_0^2}, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (3)$$

식 (3)에서 $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/s$, 영역 1과 영역 2에서 전계 $\overline{E_i}$ 는 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E_i} = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n \cdot (B_{ni} e^{-j\eta_{ni} t} + C_{ni} e^{j\eta_{ni} t}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (4)$$

식 (4)에서 B_{ni} 와 C_{ni} 는 구해야 할 미지의 계수, i 는 유전체 영역 1과 2를 의미하며, η_{ni} 는 유전체 층에서의 전파상수로서 2가지 모드로 표시할 수 있다.

$$\eta_{ni} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta_n^2}, & k_i^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_i^2}, & k_i^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad i = 1, 2 \quad (5)$$

식 (5)에서 $k_i = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ri}}$ 이며, k_i 와 ϵ_{ri} 는 영역 1과 2의 전파상수와 비유전율이며, 자유공간의 전파상수(k_0)에 비해 유전체층에서의 전파상수(k_i)가 큰 값을 가지며, 영역 3에서 투과하는 전계 $\overline{E_3}$ 는 무한급수의 합으로 표현하였다.

$$\overline{E_3} = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n T_n e^{j\gamma_n z} e^{-j2n\pi x/s} \quad (6)$$

식 (6)에서 T_n 은 투과계수이며, 전자파에 대한 산란 해석을 위해서는 전계와 자계가 공존하므로 자계에 관한 식들은 유도해야 되는데 식 (1), (2), (4), (6)에 대한 전계에 관한 식들은 Maxwell 방정식을 이용하여 계산할 수 있다.

TM 평면파가 입사하는 수치해석 구조인 그림 1에 대해 각 유전체 층에 대해 경계조건을 적용해야 한다.

우선, $z=0$ 에서 전계와 자계가 연속이라는 연속정리를 이용하여 수치계산하게 되며, 또한 $z=t$ 및 $z=t_2$ 에서 전계와 자계는 연속이어야 한다. 그리고 $z=t_2$ 인 경계면에서 수치해석 방법인 FGMM을 적용하기 위해서는 기저함수(Basis function)를 도입해야 한다. 이 때, 도체 띠에 유도되는 전류를 미지의 계수와 지수함수의 곱의 프리에 급수로 다음과 같이 놓았다[2][9].

$$\overline{J} = \hat{a}_y e^{-jk_x x \sin \phi} \sum_{p=-N}^N f_p e^{jp\pi x/h}, \quad -h \leq x \leq h \quad (7)$$

식 (7)에서 f_p 는 구해야 할 미지의 계수이고 그림 1에 나타난 바와 같이 h 는 저항띠 폭의 반($w/2$)으로 저항띠 구간에서 만족하는 식이며, 저항띠에 유도되는 전류는 경계면 $z=t_2$ 에서 Maxwell 방정식($\nabla \times \overline{H} = \overline{J}$)을 만족하도록 관련 수식들을 정리한 후, 양변에 $e^{j2n\pi x/s}$ 를 곱하고, 한 주기 s 구간에서 양변을 적분하면 다음과 같이 반사계수(Reflection coefficient) A_n 을 구할 수 있으며, 관련 계수들은 다음과 같다[9].

$$A_n = \frac{1}{s} \sum_{p=-M}^M f_p \left(\frac{G_{pn}}{P_{n4}} \right) + e^{k_0 \phi \cos \phi} \left\{ \left(\frac{P_{n5}}{P_{n4}} \right) \delta_n \right\} \quad (8)$$

$$p_{n1} = j \tan(\eta_{n1} t_2) \frac{\eta_{n2} - \gamma_n}{\eta_{n2} + \gamma_n} \quad (9)$$

$$p_{n2} = \eta_{n2} p_{n1} - \eta_{n1} \quad (10)$$

$$p_{n3} = \eta_{n2} p_{n1} + \eta_{n1} \quad (11)$$

$$p_{n4} = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_{n1} - \gamma_n}{\eta_{n1}} \right) (p_{n2} - p_{n3} e^{-j2\eta_{n1} t_1}) + p_{n3} e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (12)$$

$$p_{n5} = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_{n1} - k_0 \cos \phi}{\eta_{n1}} \right) (p_{n2} - p_{n3} e^{-j2\eta_{n1} t_1}) + p_{n3} e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (13)$$

3. 저항경계조건 적용[3][10]

경계면 $z=t_2$ 인 경계면에 균일 저항율을 갖는 저항띠에 대하여 다음과 같은 저항 경계조건(resistive boundary condition)을 만족해야 한다.

$$\overline{E_1^t} = R \overline{J_y}(x) \quad (14)$$

식 (14)에서 R 은 저항띠의 균일저항율(Ω/square)이며, $\overline{E_1^t}$ 는 영역 1에서의 전체 전계, $\overline{J_y}(x)$ 는 y -방향 성분을 가지는 저항띠에 유도되는 전류밀도로서 tr

(14)와 Maxwell 방정식을 만족하도록 관련 식들을 정리한 후 양변에 $e^{-jq\pi x/h}$ 를 곱한 후, 양변에 저항띠 구간에 대해 적분을 취하면 다음과 같은 선형방정식(linear equation)을 얻을 수 있다.

$$\sum_{p=-M}^M f_p Z_{pq} = V_q \quad (15)$$

$$Z_{pq} = RG_{pq} - \frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_{n=-N}^N \left(G_{pn} \frac{p_{n6}}{p_{n4}} \right) G_{qn}^* \quad (16)$$

$$V_q = e^{jk_0 \cos \phi} \sum_{n=-N}^N \left\{ p_{n7} - \frac{p_{n5} p_{n6}}{p_{n4}} \right\} \delta_n \left\} G_{qn}^* \quad (17)$$

식 (16), (17)에서 사용된 “*”는 공액복소(Complex conjugate)이며, G_{pn} , G_{qn}^* 및 사용된 계수 들은 다음과 같다.

$$G_{pn} = \int_{-h}^h e^{j2\pi(p/w + n/s)x} dx \quad (18)$$

$$G_{qn}^* = \int_{-h}^h e^{-j2\pi(q/w + n/s)x} dx \quad (19)$$

$$p_{n6} = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_{n1} - \gamma_n}{\eta_{n1}} \right) (1 - e^{-j2\eta_{n1} t_1}) e^{j\eta_{n1} t_1} + e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (20)$$

$$p_{n7} = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_{n1} - k_0 \cos \phi}{\eta_{n1}} \right) (1 - e^{-j2\eta_{n1} t_1}) e^{j\eta_{n1} t_1} + e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (21)$$

그리고 식 (16)의 G_{pq} 는 식(18)과 (19)의 행렬의 곱으로 얻어진 정방행렬이며, 각 영역에서 전자계의 경계 조건을 적용하면 투과계수 T_n 을 얻을 수 있다.

$$T_n = \frac{2\eta_{n2} (A_n p_{n6} + e^{jk_0 \cos \phi} \delta_n) p_{n7}}{(\eta_{n2} - \gamma_n) (e^{-j2\eta_{n2} t_2} + \frac{\eta_{n2} + \gamma_n}{\eta_{n2} - \gamma_n} e^{j\eta_{n2} t_2})} \quad (22)$$

III. 수치해석 결과 및 검토

식 (15)를 이용하여 정방행 매트릭스를 역변환하여 미지의 계수 f_p 를 구한 후, 식 (7)을 이용하여 도체띠에 유도되는 전류밀도를 계산할 수 있으며, 식 (8)과 (22)를 이용하여 반사전력 $|A_0|^2$ 및 투과전력 $|T_0|^2$ 를 계산할 수 있다. 또한 본 논문에서 사용된 행렬의 크기 $p=q=[-M:M]$, $n=[-N:N]$ 을 가지며, $M=20$, $N=100$ 으로 행렬의 크기를 한정하여 수치계산하였다. 그리고

도체띠의 주기(s), 폭(w), 및 유전체층의 두께 t_1, t_2 이며, 단위는 파장[m]으로 편의상 생략하기로 한다.

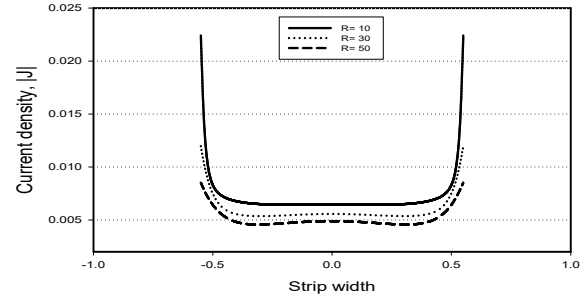


그림 2. 수직입사시 저항띠 위의 전류밀도 크기
Figure 2. Magnitude of current density on resistive strip at normal incidence

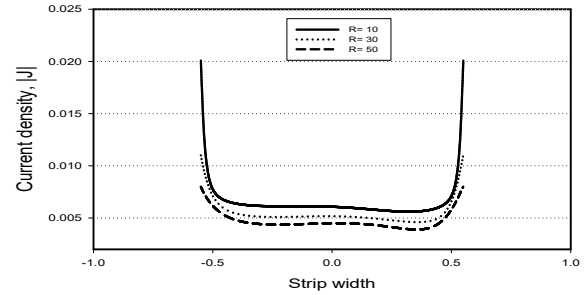


그림 3. 입사각 30도에서 저항띠 위의 전류밀도 크기
Figure 3. Magnitude of current density on resistive strip at incident angle of 30 degrees.

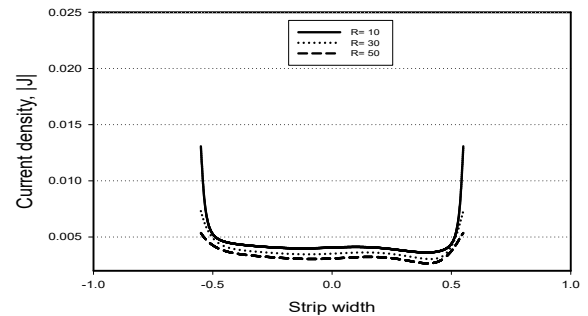


그림 4. 입사각 60도에서 저항띠 위의 전류밀도 크기
Figure 4. Magnitude of current density on resistive strip at incident angle of 60 degrees.

그림 2, 3, 및 4는 격자상수 $s=1.6$, $w=0.8$, $t_1=0.15$, $t_2=0.15$, $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=2$ 일 때, 균일저항을 $R=10, 30, 50 \Omega/square$ 과 입사각에 따른 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기를 계산하였다. 그림 2는 수직으로 입사한 경우, 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기가

좌우대칭이므로 수치계산의 타당성을 검증하였다.

그림 2에서 균일 저항율의 값이 증가하면 유도되는 전류밀도의 크기가 감소하는 것을 확인할 수 있으며, 저항띠를 따라 유도되는 전류밀도는 y -방향으로 진행되며, 이때 모서리 양끝(strip edges)에서는 급격히 상승하는 것을 확인할 수 있으며, 이는 모서리 양 끝에서는 급격히 상승하는 것은 표면적이 0에 가까이 접근하기 때문이다. 또한 그림 3은 입사각이 30도, 그림 4는 입사각이 60도인 경우의 대해 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기를 보인 것으로, 전반적으로 비스듬히 입사하는 각도가 증가하면 유도전류 밀도의 크기가 감소하고 있다는 것을 확인하였다.

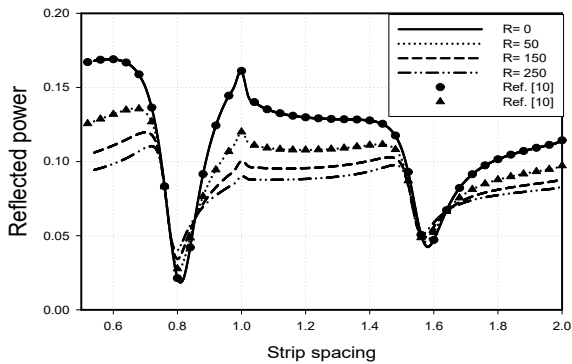


그림 5. 수직입사시 균일 저항율에 대한 반사전력
 Figure 5. Reflected power for uniform resistivity at normal incidence

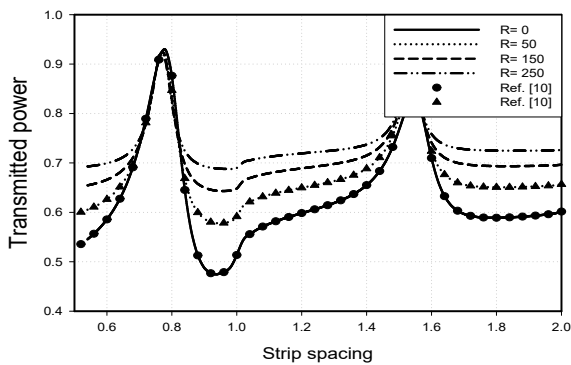


그림 6. 수직입사시 균일 저항율에 대한 투과전력
 Figure 6. Transmitted power for uniform resistivity at normal incidence

그림 5와 6은 수직입사시, 격자상수 $w/s = 0.25$, $t_1 = t_2 = 0.3$, $\epsilon_{r1} = 2$, $\epsilon_{r2} = 2$ 일 때, 균일저항율 $R = 0, 50, 150, 250 \Omega/square$ 으로 변화시켰을 때 반사 및 투과

전력을 계산하였다. 전반적으로 균일 저항율이 작으면 반사전력은 큰 값을 가지며, 투과전력은 상대적으로 작은 값을 가지는 것을 알 수 있다. 또한 그림 5와 6에서 발생하는 급하게 변하는 값을 가지는 것은 주로 격자구조에서 발생하는 현상으로 ‘Wood’s anomaly’라고 언급한 바 있으며[4], 입사각 이외의 다른 방향으로 산란되는 것을 의미하며, 범례에 표시된 기호인 “●”와 “▲”는 기존 논문의 다른 수치해석방법인 PMM의 수치결과로서 2가지 방법의 수치계산 결과가 매우 잘 일치하여 본 논문에서 제안한 수치해석 방법의 타당성을 검증하였다[10].

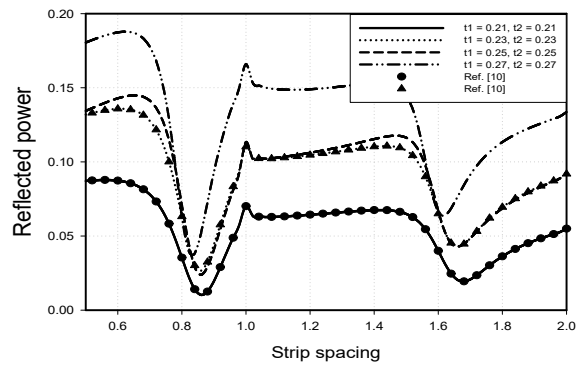


그림 7. 수직입사시 유전체층의 두께에 의한 반사전력
 Figure 7. Reflected power for thickness of dielectric layers at normal incidence

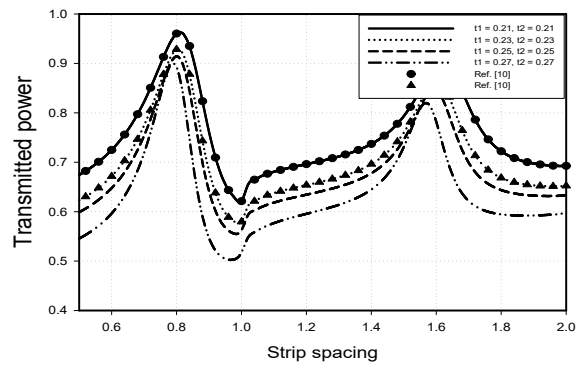


그림 8. 수직입사시 유전체층의 두께에 의한 투과전력
 Figure 8. Transmitted power for thickness of dielectric layers at normal incidence

그림 7과 8은 수직입사시, 균일 저항율 $R = 100 \Omega/square$, 격자상수 $w/s = 0.25$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2$ 일 때 유전체층의 두께 t_1 과 t_2 의 값에 따른 반사 및 투과전력을 계산하였다. 유전체 층의 두께가 증가할수록 반사전력은 증가하였으며, 상대적으로 투과전력은 상대적으로 감소

하였다. 그리고 범례의 기호인 “●” 와 “▲”는 그림 5와 6에서 언급하였으며, 지면의 한계로 인하여 유전체층의 각 유전체층의 비유전율의 값, 각 유전체층의 두께를 동일한 값을 가지는 경우로 한정하였다.

IV. 결 론

본 논문에서는 E-분극 전자파 산란 문제의 경우, 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 저항띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 수치해석법인 FGMM을 이용하여 수치계산하였으며, 다른 수치해석 방법인 PMM 방법의 수치계산 결과와 비교하여 매우 잘 일치하여 본 논문에서 제안한 수치해석 방법의 타당성을 입증하였다.

각각의 유전체층의 두께와 비유전율의 값은 동일한 값을 가지는 경우에 대해 수치해석하였으며, 전반적으로 저항율이 증가하면 반사전력은 감소하였으나 상대적으로 투과전력은 감소하였으며, 유전체 층의 두께가 증가할수록 반사전력은 증가하였으며, 상대적으로 투과전력은 상대적으로 감소하였다.

앞으로 본 논문을 기반으로 하여 2중 유전체층을 수치함에 있어, 역변환시 정방행렬의 크기를 줄이는 방법에 대한 연구가 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 Strips Over a Grounded Plane,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. AP-36, No. 1, pp. 147-151, Jan. 1988. OI: <http://dx.doi.org/10.1109/AP.1988.110988>
- [5] J. L. Volakis, Y. C. Lin and H. Anastassiou, “TE Characterization of Resistive Strip Grating on a Dielectric Slab Using a Single Edge-Mode Expansion,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. AP-42, No. 2, pp. 205-212, Feb. 1994.
- [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, “A Study on TE Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Double Dielectric Layer,” *The Journal of The Institute of Internet, Broadcasting and Communication (JIIBC)*, Vol.17, No.2, pp.83-88, 2017.
- [8] U. J. Yoon, “A Study on TM Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Double Dielectric Layer,” *The Journal of The Institute of Internet, Broadcasting and Communication (JIIBC)*, Vol.18, No.2, pp.73-79, 2018.DOI: <http://doi.org/10.7236/JIIBC.2018.18.2.73>
- [9] U. J. Yoon, “Analysis of E-polarized Electromagnetic Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Double Dielectric Layer Using FGMM,” *Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(IIBC)*, Vol. 20, No. 1, pp. 77-82, 2020. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2020.20.1.77>
- [10] U. J. Yoon, “A Study on TM Scattering by a Resistive Strip Grating Between a Double Dielectric Layer,” *Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(IIBC)*, Vol. 21, No. 1, pp. 49-54, 2021.DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2021.21.1.49>