

접지된 2개의 유전층위에 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 저항띠 격자구조에서의 전자파산란 해석

Analysis of Electromagnetic Scattering by Resistive Strip Grating with Zero Resistivity at the Strip-Edges On a Grounded 2 Dielectric Layers

윤의중*

Uei-Joong Yoon*

요 약

본 논문에서는 접지된 2개의 유전체평면 위에 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 저항율을 갖는 저항띠 격자구조의 전자파 산란문제를 수치해석 방법인 FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method)을 이용하여 스트립 폭 및 주기, 유전체층의 비유전율 및 두께, 입사각에 따라 수치해석하였다. 산란전자계는 Floquet 모드함수의 급수로 전개하였다. 경계조건은 미지의 계수를 구하기 위하여 적용하였고, 저항띠 경계조건은 접선성분의 전계와 스트립의 유도전류와의 관계를 위해 이용하였다. 저항띠의 변하는 저항율은 저항띠의 양끝에서 0으로 변하는 경우를 취급하였고, 이때 유도되는 표면 전류밀도는 2종 Chebyshev 다항식의 급수로 전개하였다. 본 논문에서 변하는 저항율이 0을 갖는 정규화된 반사전력은 기존 논문의 결과와 매우 잘 일치하였다.

Abstract

In this paper, electromagnetic scattering problems by a resistive strip grating with zero resistivity at the strip-edges on a grounded 2 dielectric layers according as strip width and spacing, relative permittivity, thickness of dielectric layers, and incident angles of a electric wave are analyzed by applying the FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method) known as a numerical procedure. The scattered electromagnetic fields are expanded in a series of floguet mode functions. The boundary conditions are applied to obtain the unknown field coefficients and the resistive boundary condition is used for the relationship between the tangential electric field and the electric current density on the strip. The tapered resistivity of resistive strips varies zero resistivity at strip edges. Then the induced surface current density on the resistive strip is expanded in a series of Chebyshev polynomials of the second kind. The normalized reflected power with zero resistivity in this paper show in good agreement with those of existing paper.

Key words : 도체띠, 저항띠 격자구조, 저항율, 반사전력, 전파 및 감쇠모드

I. 서 론

격자구조(strip grating)에 대한 문제는 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 많은 연구가 있어 왔으

* 가천의과학대학교 의용공학과(Dept. of Biomedical Engineering, Gachon University of Medicine and Science)

· 제1저자 (First Author) : 윤의중

· 접수일자 : 2006년 3월 14일

며, 또한 이러한 격자구조에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학 분야에서 널리 이용되어 왔으며, 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다[1]-[10].

광학에서는 이러한 구조들을 회절격자의 사용에 이용하고 있으며, reflector antenna system, wave polarizer, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 및 polarization twisters의 구성 등에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다 [1]-[3]. 격자구조에 도체를 사용한 기본 문제로서 Richmond[4]는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 간단히 프리에 급수로 전개함에 있어 모서리 경계조건(edge boundary condition)을 적용하여 매트릭스의 크기를 줄임으로써 수치계산시간을 절약할 수 있었다.

그리고 자유공간상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 spectral-Galerkin 모멘트법(moment method)을 이용하여 수치해석하였으며[5]-[7], 참고문헌[7]은 자유공간상에 저항띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 저항띠의 저항율이 양끝에서 무한대로 변하는 경우에 대하여 저항띠에 유도되는 전류밀도를 직교다항식의 일종인 Gegenbauer 다항식의 급수로 전개하여 파수영역에서 모멘트 법을 이용하여 수치해석하였다. 완전도체띠(conducting strip) 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 좀 더 좋은 반사성질을 얻기 위하여 접지층 위에 유전체 층을 가진 경우 [8],[9]에 대해 PMM(Point Matching Method)을 이용하여 수치 계산하였고, 그 후 좀더 개선된 방법인 FGMM을 이용하여 수치 해석한 바 있다[10].

본 논문에서는 참고문헌 [9]와 [10]에서 제안한 수치해석 모델을 확장하여 접지된 2개의 유전체층 위에 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 저항율을 갖는 저항띠 격자구조의 전자파 산란문제를 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 입사각에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력(reflected power)의 해(solutions)를 구하는 것이 본 논문의 목적이다. 수치해석시 산란전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였고, 각 영역의 경계면에서 전자파의 연속정리, 저항띠의 경계조건을 적용하였고, 저항율은 저항띠의 양끝에서 0으로 변하는 경우를 취급하기 위하

여, 저항띠에 유도되는 전류밀도는 직교다항식의 일종인 2종 Chebyshev 다항식의 급수로 전개하였으며 [11],[12], 저항띠는 매우 얇고 무한히 긴 경우를 취급하였다.

II. 문제의 구조해석

문제의 구조는 그림 1과 같이 E-분극 평면파가 가장자리에 나란하게 ϕ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 유전체 층위에 저항띠(thin resistive strip)가 y 방향으로 무한하게 배열되어 있으며, 저항띠 격자는 $x-y$ 평면상에 위치하고, x 방향으로 주기적으로 배열되어 있다. 스트립 주기 s , 스트립 폭 w 이며, h 는 스트립폭의 반($h=w/2$)이다. 영역 2와 3의 비유전율(relative permittivity)은 ϵ_{r1} 및 ϵ_{r2} [F/m], 영역 2와 3의 유전체 두께는 t_1 및 t_2 , 전체두께는 $t=t_1+t_2$ 로서 단위는 파장 $[\lambda]$ 이다.

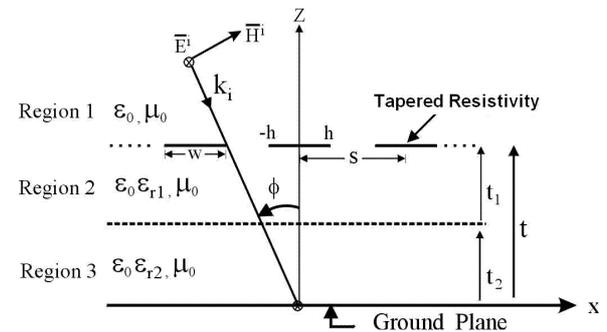


그림 1. 문제의 구조
Fig. 1. Geometry of the problem.

문제의 구조에 입사되는 전계 \overline{E}^i 및 접선성분의 자계 \overline{H} 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

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

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

여기서 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 이며, k_0 는 매질의 전파상수(propagation constant), μ_0 와 ϵ_0 는 자유공간의

투자율 및 유전율, E_0 는 입사전계의 진폭으로서 본 논문에서는 1로 하였다. 그리고 영역 1에서 접선성분의 전체 산란전계 \overline{E}^s 및 자계 \overline{H}^s 는 다음과 같은 평면파(plane wave)의 합으로 표시할 수 있다.

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

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

여기서 A_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, $\beta_n = k_0 \sin\phi + 2n\pi/s$ 이고 γ_n 은 다음과 같이 전파모드(propagation mode)와 감쇠모드(evanescent mode)로 표시할 수 있다.

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

영역 2 ($t_2 \leq z \leq t$)의 구간에서 접선성분의 전체 전계 \overline{E}_{II}^t 및 자계 \overline{H}_{II}^t 는 다음과 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E}_{II}^t = \widehat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_n (B_n e^{-jn_{n1}x} + C_n e^{jn_{n1}x}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (6)$$

$$\overline{H}_{II}^t = -\widehat{a}_x \frac{E_0}{j\omega\mu_0} e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_n n_{n1} \cdot (B_n e^{-jn_{n1}x} - C_n e^{jn_{n1}x}) e^{j2n\pi x/s} \quad (7)$$

식 (6)과 (7)에서 B_n 과 C_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, n_{n1} 은 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

$$n_{n1} = \begin{cases} \sqrt{k_1^2 - \beta_n^2}, & k_1^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_1^2}, & k_1^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (8)$$

여기서 $k_1 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{r1}} = k_0\sqrt{\epsilon_{r1}}$ 이다. 영역

3 ($0 \leq z \leq t_1$)의 구간에서 접선성분의 전체 전계 \overline{E}_{III}^t 및 자계 \overline{H}_{III}^t 는 다음과 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E}_{III}^t = \widehat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_n (D_n e^{-jn_{n2}x} + E_n e^{jn_{n2}x}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (9)$$

$$\overline{H}_{III}^t = -\widehat{a}_x \frac{E_0}{j\omega\mu_0} e^{-jk_0 x \sin\phi} \sum_n n_{n2} (D_n e^{-jn_{n2}x} - E_n e^{jn_{n2}x}) e^{j2n\pi x/s} \quad (10)$$

여기서 D_n 과 E_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, n_{n2} 은 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

$$n_{n2} = \begin{cases} \sqrt{k_2^2 - \beta_n^2}, & k_2^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_2^2}, & k_2^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (11)$$

여기서 $k_2 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{r2}} = k_0\sqrt{\epsilon_{r2}}$ 이며, $z=0$ 인 접지평면(ground plane)에서 접선성분의 전체전계는 접지평면에서 사라져야만 하며, 영역 1과 2의 경계면에서 접선성분은 연속, 영역 2와 3의 경계면에서 접선성분의 전계 및 자계는 연속이어야 하며, 위에서 언급된 식들은 x 의 모든 항에 대하여 선형적으로 독립적이어야 하므로 이들 경계조건들과 관계식을 이용하여 정리하면 다음과 같이 B_n 을 A_n 의 항으로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$B_n = \frac{1}{p_{n3}} (E_0 e^{jk_0 t \cos\phi} \delta_n + A_n) \quad (12)$$

여기서 $p_{n3} = e^{-jn_{n1}t} + e^{jn_{n1}t} p_{n2}/p_{n1}$ 이며, p_{n1} 와 p_{n2} 는 다음과 같다.

$$p_{n1} = \left\{ \frac{n_{n2}}{n_{n1}} \cos(n_{n2}t_2) - j \sin(n_{n2}t_2) \right\} e^{jn_{n1}t_2} \quad (13)$$

$$p_{n2} = \left\{ \frac{n_{n2}}{n_{n1}} \cos(n_{n2}t_2) + j \sin(n_{n2}t_2) \right\} e^{-jn_{n1}t_2} \quad (14)$$

여기서 δ_n 는 $n=0$ 일 때만 1이고, $n \neq 0$ 의 경우는 0인 Kronecker delta함수이다. 그리고 $z=t$ 인 경계면에서 저항띠에 유도되는 전류밀도는 다음과 같이 미지의 푸리에 계수를 포함한 식으로 놓았다.

$$\bar{J}_y(x) = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_p f_p U_p(x/h) P_x(-h, h) \quad (15)$$

여기서 f_p 는 미지의 계수이며, 기저함수(basis function) $U_p(x/h)$ 는 직교다항식의 일종인 2종 Chebyshev 다항식[11],[12]이며, $P_x(-h, h)$ 는 저항띠의 구간에서만 1이고 나머지 구간에서는 0이다. 또한 유도전류는 영역 1과 2의 자계의 차이에 의해 결정되므로 식 (2), (4), (7), (10)을 이용하여 정리한 후 양변에 $e^{j2\pi x/s}$ 를 곱하고, $-s/2 < x < s/2$ 구간에서 양변을 적분하면 다음과 같이 A_n 의 항으로 표시할 수 있다.

$$A_n = -\frac{k_0 \Omega_0}{s} \sum_p f_p \left(\frac{U_{pn}}{\gamma_n - p_{n5}} \right) + e^{k_0 t \cos \phi} \left(\frac{k_0 \cos \phi + p_{n5}}{\gamma_n - p_{n5}} \right) \delta_n \quad (16)$$

여기서 $p_{n5} = n_{n1} p_{n4} / p_{n3}$ 이며, p_{n3} 와 p_{n4} 는 다음과 같다.

$$p_{n3} = e^{-jn_{n1}t} + e^{jn_{n1}t} p_{n2} / p_{n1} \quad (17)$$

$$p_{n4} = e^{-jn_{n1}t} - e^{jn_{n1}t} p_{n2} / p_{n1} \quad (18)$$

그리고 $z=t$ 인 경계면에서 영역 1의 입사전계와 산란전계의 합으로 표현되는 전체전계 \bar{E}_I^t 는 저항경계조건(resistive boundary condition)을 만족해야 한다.

$$\bar{E}_I^t = R(x) \bar{J}_y(x) \quad (19)$$

여기서 $R(x)$ 는 저항띠 위에서 변하는 저항율을 의미하며 다음과 같다.

$$R(x) = \eta \sqrt{1 - (x/h)^2} P_x(-h, h) \quad (20)$$

여기서 η 는 임피의 상수이며, 또한 식 (1), (3), (15), (19)로부터 수식을 정리한 후 양변에 가중함수(weighted function) $U_q(x/h)$ 를 곱하고, $-h < x < h$ 구간에서 양변을 적분하면 다음과 같다.

$$e^{jk_0 t \cos \phi} U_q(x/h) + \sum_{n=-N}^N A_n U_{qn}^* = \sum_{p=0}^M f_p U_{pq} \quad (21)$$

여기서 asterisk(*)는 공액복소를 의미하며, 식 (21)에 식 (16)의 A_n 을 대입하여 정리하면 다음과 같은 선형방정식을 얻을 수 있다.

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

$$Z_{pq} = U_{pq} + \frac{k_0 \Omega_0}{s} \sum_{n=-N}^N \left(\frac{U_{pn}}{\gamma_n - p_{n5}} \right) U_{qn}^* \quad (23)$$

$$V_q = e^{jk_0 t \cos \phi} \left[U_q + \sum_{n=-N}^N \left(\frac{k_0 \cos \phi + p_{n5}}{\gamma_n - p_{n5}} \right) \delta_n U_{qn}^* \right] \quad (24)$$

여기서 각 수식에 사용된 U_{pn} , U_{qn}^* , U_q , U_{pq} 은 다음과 같다[11],[12].

$$U_{pn}(x/h) = \int_{-h}^h U_p(x/h) \cdot e^{j\frac{2n\pi}{s}x} dx \quad (25)$$

$$U_{qn}^*(x/h) = \int_{-h}^h U_q(x/h) \cdot e^{-j\frac{2n\pi}{s}x} dx \quad (26)$$

$$U_{pq}(x/h) = \int_{-h}^h R(x) U_p(x/h) U_q(x/h) dx \quad (27)$$

$$U_q(x/h) = \int_{-h}^h U_q(x/h) dx \quad (28)$$

식 (22)에서 미지의 계수 f_p 를 구하기 위해 역변환을 수행한 후 식 (16)에 대입하여 반사계수 A_n 을 구한다. 최종적으로 기하광학적 정규화된 반사전력 (reflected power of zeroth order mode)의 계산은 $|A_0|^2$ 으로 주어진다.

III. 수치계산 결과 및 검토

본 논문에서는 수치해석 방법인 FGMM 방법을 이용하여 접지된 2개의 유전체층 위에 저항띠의 저항율이 양끝에서 영으로 변하는 저항띠의 저항띠 격자구조에 대하여 입사각, 스트립의 주기 및 폭, 각 유전체층의 두께 및 비유전율의 값에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력을 구하는 것이 본 논문의 목적이며, 수식을 이용하여 수치해석을 하기 위해서는 매트릭스의 크기를 한정할 수밖에 없으므로 식 (22)에서 (24)까지에서 매트릭스의 크기 $p = q = [0:M]$, $n = [-N:N]$ 을 가지며, 본 논문에서는 $M=10$, $N=100$ 으로 하여 수치해석하였으며, closed form이 없는 적분의 경우는 확장된 Simpson 공식(Extended Simpson's rule)을 이용하여 해결하였으며, 식 (20)에서 제안한 변하는 저항율 상수 $\eta = 100, 150, 250$ 의 3가지 경우에 대해 저항띠 위에서의 변하는 저항율을 그림 2에 나타내었다.

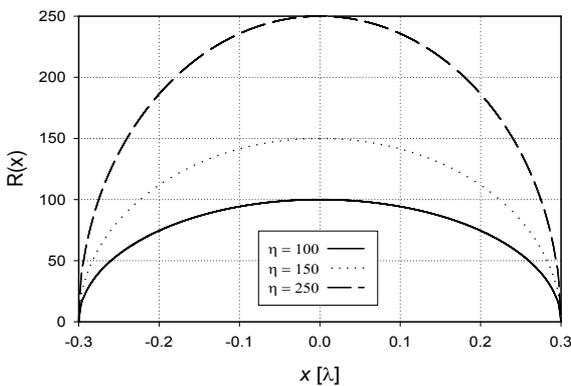


그림 2. 저항띠의 변하는 저항율 ($h = 0.3, -h \leq x \leq h$)
 Fig. 2. The tapered resistivity of resistive strips ($h = 0.3, -h \leq x \leq h$).

그림 3은 수직으로 입사한 경우, 주기 $s = 1.2$

$[\lambda]$, $t_1 = 0.2[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$ 인 경우에 대해 스트립 폭 w 를 0.2에서 $1[\lambda]$ 까지 변화시켰을 때 완전도체 및 변하는 저항율을 갖는 경우에 대해 기하학적 반사전력을 $t_2 = 0.2[\lambda]$ 비교하였다. 그림 3에서 실선은 $\eta = 0$ 인 경우이며, 완전도체를 취급한 기존 논문[9]의 경우는 '□'으로 표시하였고, $\eta = 150$ 인 경우에 대해서는 같은 격자 상수를 취급한 기존 논문[10]의 결과를 '○'으로 표시하였으며, 2가지 경우의 기존의 논문과 비교하였을 때 매우 일치함을 확인할 수 있어 본 논문의 수치해석의 결과가 타당성이 있음을 확인할 수 있었다.

그림 4는 수직입사시, $s = 1.2[\lambda]$, $t_1 = 0.15[\lambda]$ 및 $t_2 = 0.15[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = 1.4$ 일 때 ϵ_{r2} 가 1.4, 1.6, 1.8, 2.0 인 경우에 대해 반사전력을 비교하였다.

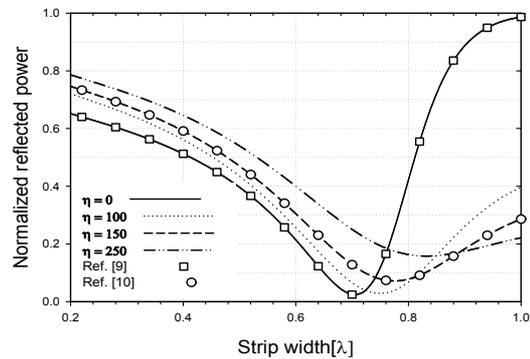


그림 3. 여러 가지 η 에 대한 스트립 폭대 정규화된 반사전력 ($\phi = 0^\circ, \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1, t_1 = 0.2[\lambda], t_2 = 0.2[\lambda], s = 1.2[\lambda]$)

Fig. 3. Normalized reflected power vs. the strip width for several η parameters ($\phi = 0^\circ, \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1, t_1 = 0.2[\lambda], t_2 = 0.2[\lambda],$ and $s = 1.2[\lambda]$).

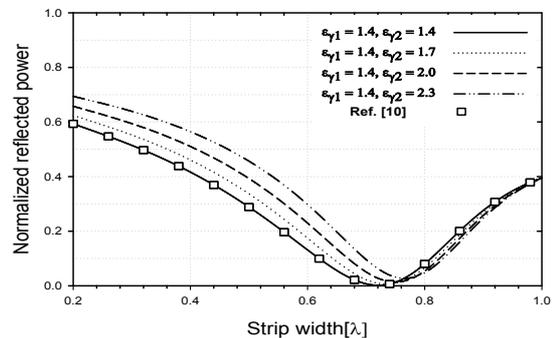


그림 4. 여러 가지 ϵ_r 에 대한 스트립 폭대 정규화된 반

사전력 ($\phi = 0^\circ$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$, $t_1 = 0.2[\lambda]$, $t_2 = 0.2[\lambda]$, $s = 1.2[\lambda]$).

Fig. 4. Normalized reflected power vs. the strip width for ϵ_r parameters ($\phi = 0^\circ$, $s = 1.2[\lambda]$, $n = 0$, $t_1 = t_2 = 0.15[\lambda]$, and $\epsilon_{r1} = 1.4$)

그림 4에서 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1.4$ 및 $t = 0.3[\lambda]$ 인 경우는 기존의 논문[10]과 같은 격자상수를 사용한 결과로서 본 논문과 매우 일치하였으며, 스트립 폭이 $w = 0.75[\lambda]$ 이하에서는 비유전율이 클수록 반사전력이 크게 발생함을 알 수 있다.

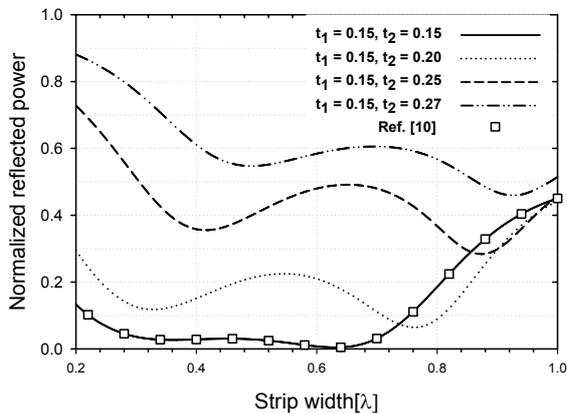


그림 5. 여러 가지 t 대한 정규화된 반사전력 ($\phi = 30^\circ$, $n = 100$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1.4$, and $t_1 = 0.15[\lambda]$)

Fig. 5. Normalized reflected power vs. the several t parameters ($\phi = 30^\circ$, $n = 100$, $t_1 = 0.15[\lambda]$, and $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1.4$).

그림 5는 입사각이 30도, $n = 100$, $t_1 = 0.15[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1.4$ 인 경우 $t_2 = 0.15, 0.2, 0.25, 0.27[\lambda]$ 로 변화시켰을 때 반사전력을 계산한 것으로 '□'는 기본논문[10]과 같은 격자상수를 적용한 경우로 일치하였고, 전반적으로 $t[\lambda]$ 가 크면 클수록 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있으며, 완만한 변곡점은 스트립 폭이 큰 쪽으로 이동함을 알 수 있었다.

그림 6은 입사각에 따른 반사전력을 계산한 것으로 $t_1 = 0.2[\lambda]$, $t_2 = 0.4[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = 1.6$ 일 때 $\epsilon_{r2} = 1.6, 1.8$ 로 변화시켰을 때 상수 n 의 값에 따라 반사전력을 계산한 것으로써, 실선은

$\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1.6$ 이고 $t_1 = 0.2[\lambda]$, $t_2 = 0.4[\lambda]$ 경우는 $t = 0.6[\lambda]$ 인 경우로서 기존 논문[10]과 수치계산결과를 비교하였고, $\epsilon_{r2} = 1.6$ 인 경우가 $\epsilon_{r2} = 1.8$ 보다 두 급변점 사이의 반사각도의 범위가 넓게 나타나 넓은 각도의 범위에서 대역통과 필터의 역할을 하였다. 그리고 나머지 선들은 $\epsilon_{r1} = 1.6$ 및 $\epsilon_{r2} = 1.8$ 인 경우에 대해 상수 $n = 0, 100, 150, 250$ 에 대하여 수치계산한 결과로 각각의 경우에서 2개의 급변점들이 발생함을 알 수 있으며, 이러한 급변점에서는 입사각 이외의 다른 방향으로 모든 에너지가 산란된다는 것을 의미한다.

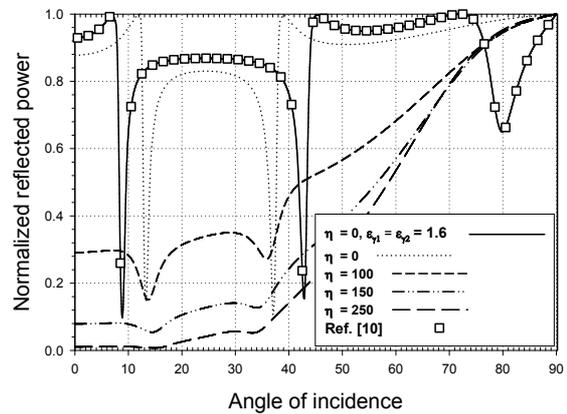


그림 6. 입사각에 대한 정규화된 반사전력 ($w = 0.7s$, $t_1 = 0.2[\lambda]$, $t_2 = 0.4[\lambda]$, and $\epsilon_{r1} = 1.6$)

Fig. 6. Variation of the normalized reflected power for the angle of incidence ($w = 0.7s$, $t_1 = 0.2[\lambda]$, $t_2 = 0.4[\lambda]$, and $\epsilon_{r1} = 1.6$).

IV. 결 론

본 논문에서는 기존의 논문의 수치해석 모델을 확장한 것으로 접지된 2개의 유전체층 위에 저항띠의 변하는 저항율이 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 경우에 대해 기하학적 반사전력을 구하였으며, 제안한 수치해석의 타당성을 입증하기 위하여 기존 논문의 결과와 비교하여 수치결과가 일치함을 확인할 수 있었다. 전반적으로 유전체 층의 두께와 유전율이 클수록, 저항율이 작을수록 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있었으며, 임의의 입사각에서 급변점이 발생하였는데, 이러한 급변점에서는 입사각 이외의 다른 곳으

로 산란된다는 것을 의미하며, 수직입사 및 경사입사 시 비유전율 값이 커질수록, 유전체 층의 두께가 클수록 반사전력의 최소점이 스트립 폭의 크기가 커지는 값으로 변곡점이 이동한다는 사실을 알 수 있었다.

본 논문에서 제안된 수치해석방법을 이용하여 접지된 다층 유전체층위에 변하는 저항율을 갖는 저항띠의 격자구조를 해석하는데 기본적인 수치자료로 이용할 수 있을 것으로 기대되며, 본 논문에서 제안되지 않은 다른 형태의 변하는 저항율에 대해서도 적용이 가능할 것으로 기대되며 다음 기회에 발표하도록 하겠다.

참 고 문 헌

- [1] C. Dragone, "New grids for improved polarization diplexing of microwaves in reflector antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-26, pp. 459-463, 1987.
- [2] M. Ando and K. Takei, "Reflection and transmission coefficient of a thin strip grating for antenna application," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, no.4, pp. 367-371, 1987.
- [3] J. D. Hanfling, G. Jerinnc, and L. R. Lewis, "Twist reflector design using E-type and H-Type modes," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 662-628, 1981.
- [4] 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, 1980.
- [5] R. Mittra and R. C. Hall, "Scattering from a periodic array of resistive strips," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 1009-1011, 1985.
- [6] R. C. Hall, R. Mittra, and K. M. Mitzner, "Analysis of multilayered periodic structure using generalized scattering matrix theory," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-36, pp. 511-517, 1988.
- [7] 윤의중, 양승인, "저항띠 양끝에서 무한대로 변하는 저항율을 갖는 주기격자구조에 의한 E-분극 반사계수," *대한전자공학학회논문지*, 제31권 A편 2호, pp. 162-168, 1994.
- [8] H. A. Kalhor and M. Ilyas, "Scattering of plane electromagnetic waves by a grating of conducting cylinders embedded in a dielectric slab over a ground plane," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 576-579, 1982.
- [9] 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, pp. 147-151, 1988.
- [10] 윤의중, 정오현, 양승인, "접지된 유전체 층위에 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 저항율을 갖는 저항띠 격자구조에서의 전자파 산란해석," *한국통신학회논문지*, 제28권 11A호, pp. 883-890, 2003.
- [11] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, New York, 1972.
- [12] I. S. Gragshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, 1980.

윤 의 중 (尹義重)



1993년 8월 : 숭실대학교 대학원 전자공학과(공학박사)

1990년 3월~1992년 2월 : 한국항공대학교 통신정보공학과 및 숭실대학교 전자공학과 강사

1992년 2월~현재 : 가천의과학대학교 의용공학과 부교수(학과장)

관심분야 : 전자파산란 수치해석, 마이크로파 회로, 전자파 환경, EMI/EMC 등