

접지된 2중 유전체 사이의 저항 띠 격자 구조에 의한 E-분극 전자파 산란 해석

Analysis of E-polarized Plane Wave Scattering by a Tapered Resistive Strip Grating in a Grounded Double Dielectric Layer

최 영 선 · 양 승 인*

Young-Sun Choi · Seung-In Yang*

요 약

본 논문은 접지된 2중의 유전체 평면 사이에 변화하는 저항율을 갖는 저항 띠 격자 구조로 임의의 각도로 입사되는 E-분극 전자파 산란 문제를 모멘트 법으로 해석하였다. E-분극 산란에서는 저항 띠의 모서리 양끝에서 유도되는 전류 밀도가 매우 높을 것으로 예측되므로, 이 특성과 일치하는 기저 함수를 직교 다항식 일종인 2중 Chebyshev 다항식의 급수로 전개하여 수치 해석하였다. 산란 전자계는 주기적인 구조에 대응시킬 수 있는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였고, 미지의 계수를 구하기 위하여 경계 조건을 적용하였다. 또한, Fourier-Galerkin 모멘트 법을 적용함으로써 접지된 2중의 유전체 사이에 다양한 저항율을 갖는 저항 띠에 대해 기하광학적인 정규화된 반사 전력에 관한 스트립 폭과 주기, 입사각의 영향 등을 수치 해석하였다.

Abstract

In this paper, when a E-polarized plane wave is incident on the grating consisting of tapered resistive strips, electromagnetic scattering is analyzed using the method of moments(MoM). The induced current density of each resistive strip in a grounded double dielectric layer is expected to blow up at both edges. To satisfy this, the induced surface current density is expanded in a series of Chebyshev polynomials of the second kind. The scattered electromagnetic fields are expanded in a series of Floquet mode functions. The boundary conditions are applied to obtain the unknown current coefficients. According to the variation of the involving parameters such as strip width and spacing and angle of the incident field, numerical simulations are performed by applying the Fourier-Galerkin moment method. The numerical results of the normalized reflected power for resistive strips case for several resistivities are obtained.

Key words : Tapered Resistive Strip, Grounded Double Dielectric Layer

I. 서 론

주기적 산란체인 주파수 선택 표면 격자 구조는 일정한 간격마다 리액턴스 소자의 역할을 하는 불연속 부하를 장하한 것으로서 통과 대역과 저지 대역을 교대로 가지므로 주파수 대역에 따라 입사파가

감쇠 없이 반사되거나, 감쇠가 커서 반사되지 못하는 특징이 있다. 이와 같은 부분적인 세력 감쇠는 저항 띠의 상호 결합 현상으로, 고차 모드가 전파 모드와 감쇠 모드로 상호 전환될 때 발생하며, 입사각과 주기 및 유전체 등의 변화로 세력 감쇠 위치를 이동시킬 수 있다.

안양과학기술대학교 전자통신정보학부(School of Electronics, Communication & Information, Anyang Technical College)

*승실대학교 정보통신전자공학부(Department of Electronics Engineering, Soongsil University)

· 논문 번호 : 20070309-031

· 수정완료일자 : 2007년 5월 31일

전자파 산란 문제에 대한 수치 해석 방법으로는 주로 모멘트법(MoM: Method of Moments)을 이용하여 해를 계산하는데^[1] 이때 주요 관건은 우수한 성능의 기저 함수를 선정하는 것이며, 그에 따라서 해의 정확도와 수렴도가 변한다.

격자 구조에 도체를 사용한 문제로서 Richmond^[2]는 자유 공간상에서 스트립에 유도된 미지의 유도 전류를 프리에 급수로 전개할 때, 모서리 경계 조건도 함께 적용하여 수치 계산 시의 효율성을 향상하였다. 또한, 자유 공간상에서 저항 띠를 갖게 되는 경우에는 파수 영역에서의 SGMM(Spectral-Galerkin Moment Method)을 적용하였다^{[3]~[5]}. 특히 완전 도체 띠 격자 구조에 의한 산란 문제에서는 더욱 우수한 반사 특성을 얻기 위하여 제안한 접지층 위에 유전체층을 가진 경우^[6]의 수치 계산 방법 중 PMM(Point Matching Method)을 이용하였으며, 접지된 유전체층 위에서의 매우 얇은 저항 띠 문제는 FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method)을 이용하여 수치 해석한 경우가 있다^{[7]~[9]}.

본 논문은 접지된 2중 유전체층 사이의 저항 띠 격자 구조에 대한 “E-분극 산란 해석”을 목표로 하였다. 산란 전자계는 주기적 구조에 대응시킬 수 있도록 Floquet mode 함수의 급수로 전개하였고, 각 영역의 경계면에서 전자파 연속 정리를 적용하였다. 또한 저항 경계 조건을 이용하였으며, 양 끝에서 변화하는 저항율이 0이 되도록 저항 띠에 유도된 전류 밀도는 직교 다항식의 일종인 2중 Chebyshev 다항식의 급수로 전개하였다.

II. FGMM을 적용한 산란해석

본 연구 과제 구조는 그림 1처럼 E-분극 평면파가 가장자리에 나란히 ϕ 의 각도로 비스듬하게 입사하고, 접지된 2 중의 유전체 층(ϵ_1 , ϵ_2) 사이에 미소 두께의 저항 띠(resistive strip)가 y 방향으로 무한히 배열되어 있다. 즉, 저항 띠의 격자 구조란 x-y 평면상에 위치하고 있으며, x 방향으로의 주기적인 배열이다.

그림 1에서 스트립 주기는 s, 스트립 폭은 w이며, h는 스트립 폭의 절반($h=w/2$)이다. 영역 1에서 유전체 층의 비유전율은 ϵ_{r1} 이고, 영역 2에서 유전체

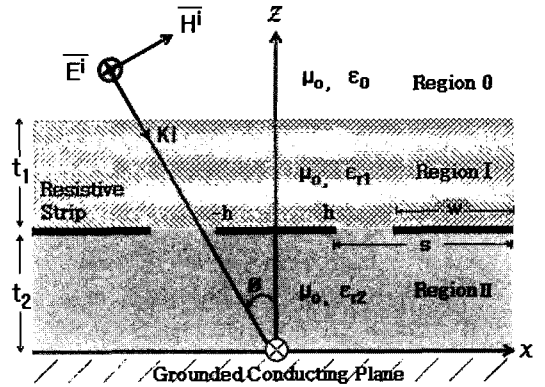


그림 1. 접지된 2중 유전체 사이에서 변화하는 저항율의 저항 띠 격자 구조에 비스듬히 입사한 E-분극 평면파

Fig. 1. E-polarized plane wave with oblique incidence on a tapered resistive strip grating with zero resistivity at the strip edges in a grounded two dielectric plane.

층의 비유전율은 ϵ_{r2} 이며, 두께는 각각 t_1 과 t_2 이다.

영역(0)에서의 입사 전계 \overline{E}^i 및 입사자계 \overline{H}^i 는 다음과 같다.

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

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

이때 매질의 전파상수는 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 이며, 입사 전계의 진폭은 $E_0 = 1$ 로 정규화 한다.

영역(0)에서 전체 산란전계 \overline{E}^s 및 산란 자계 \overline{H}^s 는 평면파의 합으로 표시할 수 있다.

$$\overline{E}^s = \widehat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n A_n e^{-j\gamma_{n0}(z-t_1-t_2)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (3)$$

$$\overline{H}^s = -\widehat{a}_x \frac{E_0}{\omega \mu_0} e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n A_n \gamma_{n0} e^{-j\gamma_{n0}(z-t_1-t_2)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (4)$$

이때 A_n 은 미지의 계수이고, γ_{n0} 는 전파 모드와 감쇠 모드인 2가지로 나뉘며, $\beta_n = k_0 \sin \phi + 2n\pi/s$ 는 위상 정수이다 [$n = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm N$].

$$\gamma_{n0} = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}, & k_0^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_0^2}, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (5)$$

영역 (1)의 구간 ($t_2 \leq z \leq t_1$)에서 접선 성분의 전체 전계 $\overline{E}_I^{\#}$ 와 전체 자계 $\overline{H}_I^{\#}$ 는 다음 식과 같이 무한 급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E}_I^{\#} = \widehat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n (B_n e^{-j\gamma_{n1}(z-t_2)} + C_n e^{j\gamma_{n1}(z-t_2)}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (6)$$

$$\overline{H}_I^{\#} = -\widehat{a}_x \frac{E_0}{\omega \mu_0} e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n \gamma_{n1} (B_n e^{-j\gamma_{n1}(z-t_2)} - C_n e^{j\gamma_{n1}(z-t_2)}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (7)$$

이때 B_n 과 C_n 은 미지의 계수이고, γ_{n1} 은 2 가지 모드로 구분되며, $k_1 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r1}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{r1}}$ 이다.

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

영역 (2)의 구간 ($0 \leq z \leq t_2$)에서 접선 성분의 전체 전계 $\overline{E}_{II}^{\#}$ 와 전체 자계 $\overline{H}_{II}^{\#}$ 는 다음과 같이 무한 급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E}_{II}^{\#} = \widehat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n (F_n e^{-j\gamma_{n2} z} + G_n e^{j\gamma_{n2} z}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (9)$$

$$\overline{H}_{II}^{\#} = -\widehat{a}_x \frac{E_0}{\omega \mu_0} e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n \gamma_{n2} (F_n e^{-j\gamma_{n2} z} - G_n e^{j\gamma_{n2} z}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (10)$$

이때 B_n 과 C_n 은 미지의 계수이고, γ_{n2} 은 2 가지 모드를 가지며, $k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r2}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{r2}}$ 이다.

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

$z=0$ 인 접지 평면에서 접선 성분의 전체 전계는 사라져야만 하므로 식 (9)에 의해 다음 식이 된다.

$$F_n = -G_n \quad (12)$$

$z = t_1 + t_2$ 에서 접선 성분의 전체 전계는 연속이

어야 하므로 $\overline{E}^i + \overline{E}^s = \overline{E}^{\#}$ 을 만족해야 한다. 식 (1), (3) 및 (6)을 이용하며, x 의 모든 항에 대하여 등식이 성립해야 하고, 지수 함수 항은 선형-독립적이다.

$$e^{jk_0(t_1+t_2) \cos \phi} \delta_n + A_n = B_n e^{-j\gamma_{n1} t_1} + C_n e^{j\gamma_{n1} t_1} \quad (13)$$

여기서 δ_n 는 $n=0$ 일 때만 1이고, $n \neq 0$ 의 경우는 0인 Kronecker delta 함수이다.

$z = t_1 + t_2$ 에서 접선 성분의 전체 자계도 연속일 것이므로 $\overline{H}_{(t)}^i + \overline{H}_{(t)}^s = \overline{H}_{I(t)}^{\#}$ 을 만족해야 하며, 식 (2), (4) 및 (7)을 이용하면 다음과 같다.

$$k_0 \cos \phi e^{jk_0(t_1+t_2) \cos \phi} \delta_n - A_n \gamma_{n0} = -\gamma_{n1} (B_n e^{-j\gamma_{n1} t_1} - C_n e^{j\gamma_{n1} t_1}) \quad (14)$$

$z = t_2$ 인 경계면에서 전기 전류 $J_y(x)$ 가 모서리 양끝에서 매우 클 것이 예측되므로, 이것을 고려하여 도체 띠에 유도되는 전류 밀도를 결정하면, 임의의 기저 함수 $G_p(x)$ 의 급수로서 미지 계수를 포함한 식으로 전개할 수 있다.

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

여기서 f_p 는 미지의 계수이며, 본 논문에서 $G_p(x)$ 는 다음과 같이 놓았다.

$$G_p(x) = U_p(x/h) P_x(-h, h) \quad (16-1)$$

$$P_x(-h, h) = \begin{cases} 1, & -h \leq x \leq h \\ 0, & \text{그외} \end{cases} \quad (16-2)$$

양끝이 0으로 변화하는 저항율을 갖는 저항 띠 격자 구조에서 기저 함수를 적용할 때, 지수 함수의 기본 매트릭스 크기를 줄이면 수치 계산에서 보다 더욱 빠른 수렴도를 갖게 되며, 여기서 $U_p(x/h)$ 는 직교 다항식의 일종인 2종 Chebyshev 다항식을 의미한다.

영역 (1)과 (2) 사이의 $z = t_2$ 에서 접선 성분에 관한 자계의 차이가 전류 밀도와 동일하므로 다음과 같다[단, $E_0 = 1$ 정규화, $\omega \mu_0 = k_0 \eta_0$ 임].

$$\sum_n [\gamma_{n1} (B_n - C_n) - \gamma_{n2} F_n (e^{-j\gamma_{n2} t_2} + e^{j\gamma_{n2} t_2})] e^{-j2n\pi x/s} = k_0 \eta_0 \sum_p f_p G_p(x) \quad (17)$$

각각의 비유전율이 ϵ_{r1} 과 ϵ_{r2} 인 두 유전체의 경계면($z = t_2$)에서 저항성 경계 조건 2가지를 만족해야 하는데, 이 때 저항 띠의 변화하는 저항 율을 $R(x) = R_0 \sqrt{1 - (x/h)^2}$ 라고 정할 경우에 다음의 조건식 (18)과 이로부터 식 (19)를 결정할 수 있다.

$$\overline{E_I^H} = R(x) \overline{J(x)} \quad (18-1)$$

$$\overline{E_{II}^H} = \overline{E_I^H} \quad (18-2)$$

$$\sum_n (B_n + C_n) e^{-j2n\pi x/s} = \sum_p f_p G_p(x) R(x) \quad (19-1)$$

$$\begin{aligned} \sum_n F_n (e^{-j\gamma_{n2}t_2} - e^{j\gamma_{n2}t_2}) e^{-j2n\pi x/s} \\ = \sum_p f_p G_p(x) R(x) \end{aligned} \quad (19-2)$$

앞에서 구한 6가지의 경계 조건에 의한 수식들로부터 미지의 계수 6가지($A_n/B_n/C_n/F_n/G_n/F_p$)를 결정할 수 있다.

우선 식 (19-1)과 식 (19-2)에서 두 식의 우변 항이 동일하므로 다음 식을 얻을 수 있다.

$$F_n = \frac{(B_n + C_n)}{(e^{-j\gamma_{n2}t_2} - e^{j\gamma_{n2}t_2})} \quad (20)$$

그리고 식 (13)과 식 (14)의 양변에 $e^{-j\gamma_{n1}t_1}$ 을 곱하여 C_n 으로 정리하면 다음 식을 얻게 된다.

$$\begin{aligned} C_n = (e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \delta_n + A_n) e^{-j\gamma_{n1}t_1} \\ - B_n e^{-j2\gamma_{n1}t_1} \end{aligned} \quad (21-1)$$

$$\begin{aligned} C_n = \frac{1}{\gamma_{n1}} (k_0 \cos\phi e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \delta_n \\ - A_n \gamma_{n0}) e^{-j\gamma_{n1}t_1} + B_n e^{-j2\gamma_{n1}t_1} \end{aligned} \quad (21-2)$$

앞의 두 식 (21-1)과 식 (21-2)에서 C_n 을 소거하면 B_n 과 A_n 에 관한 식 (22-1)으로 정리할 수 있으며, 그 식의 일부를 P_{n0} 과 P_{n1} 으로 대치하여 식 (22-2)처럼 간소화할 수 있다.

$$\begin{aligned} B_n = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{k_0 \cos\phi}{\gamma_{n1}} \right) e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \delta_n \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{\gamma_{n0}}{\gamma_{n1}} \right) A_n \right] e^{j\gamma_{n1}t_1} \end{aligned} \quad (22-1)$$

$$B_n = P_{n1} e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \delta_n + P_{n0} A_n \quad (22-2)$$

$$P_{n0} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\gamma_{n0}}{\gamma_{n1}} \right) e^{j\gamma_{n1}t_1} \quad (22-3)$$

$$P_{n1} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_0 \cos\phi}{\gamma_{n1}} \right) e^{j\gamma_{n1}t_1} \quad (22-4)$$

미지의 계수 F_n 을 소거하려면 식 (17)의 F_n 에 식 (20)을 대입하면 되며, 다음 식과 같다.

$$\begin{aligned} \sum_n [\gamma_{n1}(B_n - C_n) - \gamma_{n2}(B_n + C_n) P_{n2}] \cdot \\ e^{-j2n\pi x/s} = k_0 \eta_0 \sum_p f_p G_p(x) \end{aligned} \quad (23-1)$$

$$P_{n2} = \frac{(e^{-j\gamma_{n2}t_2} + e^{j\gamma_{n2}t_2})}{(e^{-j\gamma_{n2}t_2} - e^{j\gamma_{n2}t_2})} \quad (23-2)$$

또한 앞의 식 (23-1)과 다음 식 (24-1)은 좌변 항을 미지의 계수 B_n 과 C_n 위주로 다시 정리한 동일 식으로서, 식의 일부를 P_{n3} 과 P_{n4} 으로 대치하였다.

$$\begin{aligned} \sum_n (P_{n3} B_n - P_{n4} C_n) e^{-j2n\pi x/s} \\ = k_0 \eta_0 \sum_p f_p G_p(x) \end{aligned} \quad (24-1)$$

$$P_{n3} = (\gamma_{n1} - \gamma_{n2} P_{n2}) \quad (24-2)$$

$$P_{n4} = (\gamma_{n1} + \gamma_{n2} P_{n2}) \quad (24-3)$$

앞의 식 (24-1)은 주기 s 인 함수이므로, Fourier series transformation을 적용하여 계수를 구하면 다음 식 (25)처럼 변환시킬 수 있다.

[단, $p = 0, 1, 2, \dots, M, q = 0, 1, 2, \dots, M$]

$$\begin{aligned} (P_{n3} B_n - P_{n4} C_n) \\ = \frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_p f_p \int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} G_p(x) e^{j2n\pi x/s} dx \end{aligned} \quad (25)$$

식 (25)에서 $s(-s/2 < x < s/2)$ 구간에 전류 분포 구간 $-h \leq x \leq h$ 이 포함되므로, 식 (16)을 대입하여 적분 항을 U_{pn} 으로 정의하면 다음과 같다.

$$(P_{n3} B_n - P_{n4} C_n) = \frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_p f_p U_{pn} \quad (26-1)$$

$$U_{pn} = \int_{-h}^h U_p(x/h) e^{j2n\pi x/s} dx \quad (26-2)$$

식 (26-1)에 C_n 을 대입하면 B_n 에 관한 또 다른 식도 구할 수 있다.

$$B_n = \frac{P_{n4} (e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \delta_n + A_n) e^{-j\gamma_{n1}t_1}}{(P_{n3} + P_{n4} e^{-j2\gamma_{n1}t_1})} + \frac{\frac{k_0\eta_0}{s} \sum_p f_p U_{pn}}{(P_{n3} + P_{n4} e^{-j2\gamma_{n1}t_1})} \quad (27)$$

앞에서 결정한 B_n 의 두 식이 동일해야 하므로 미지의 계수 A_n 에 관한 최종 식이 결정된다.

$$A_n = \frac{k_0\eta_0}{sP_{n5}} \sum_p f_p U_{pn} - \frac{P_{n6}}{P_{n5}} e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \delta_n \quad (28-1)$$

$$P_{n5} = P_{n0}P_{n3} + P_{n0}P_{n4} e^{-j2\gamma_{n1}t_1} - P_{n4} e^{-j\gamma_{n1}t_1} \quad (28-2)$$

$$P_{n6} = P_{n1}P_{n3} + P_{n1}P_{n4} e^{-j2\gamma_{n1}t_1} - P_{n4} e^{-j\gamma_{n1}t_1} \quad (28-3)$$

$z = t_2$ 에서 접선 성분의 저항성 경계 조건 식 (19-1)에 식 (16)을 대입하여 양변에 $U_q(x/h)$ 를 곱하고 $-h \leq x \leq h$ 구간에서 적분한 후, 그 적분 항을 각각 U_{qn}^* 과, U_{pq} 로 대치시킨다.

$$\sum_n (B_n + C_n) U_{qn}^* = \sum_p f_p U_{pq} \quad (29-1)$$

$$U_{qn}^* = \int_{-h}^h U_q(x/h) e^{-j2n\pi x/s} dx \quad (29-2)$$

$$U_{pq} = \int_{-h}^h U_p(x/h) U_q(x/h) R(x) dx \quad (29-3)$$

앞에서 구한 식들을 식 (29-1)에 대입하면 다음의 식을 결정할 수 있다.

$$\sum_n (A_n P_{n7} + P_{n8} \delta_n) U_{qn}^* = \sum_p f_p U_{pq} \quad (30-1)$$

$$P_{n7} = P_{n0} + e^{-j\gamma_{n1}t_1} - P_{n0} e^{-j2\gamma_{n1}t_1} \quad (30-2)$$

$$P_{n8} = (P_{n1} + e^{-j\gamma_{n1}t_1} - P_{n1} e^{-j2\gamma_{n1}t_1}) e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \quad (30-3)$$

결국, 식 (28-1)과 식 (30-1)로부터 미지의 계수 A_n 을 소거하고 f_p 에 관한 최종 식을 결정할 수 있다.

$$\sum_p f_p Z_{pq} = V_q \quad (31-1)$$

$$Z_{pq} = \left(U_{pq} - \frac{k_0\eta_0}{s} \sum_n \frac{P_{n7}}{P_{n5}} U_{pn} U_{qn}^* \right) \quad (31-2)$$

$$V_q = \sum_n \left(P_{n8} - \frac{P_{n6} P_{n7}}{P_{n5}} e^{jk_0(t_1+t_2)\cos\phi} \right) \delta_n U_{qn}^* \quad (31-3)$$

III. 수치 계산 결과 및 검토

본 논문에서는 식 (31)을 통하여 미지의 계수 f_p

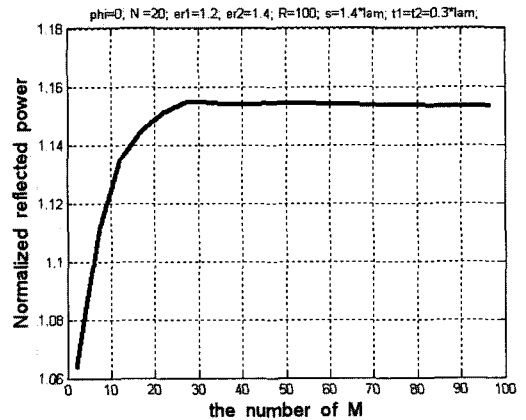


그림 2. 수직 입사 시 정방행렬의 행렬의 행수 M 에 따른 정규화된 반사 전력의 수렴 곡선($R_0=100$)
Fig. 2. The convergence curve of normalized reflected power for M of square matrix ($\phi=0$, $R_0=100$).

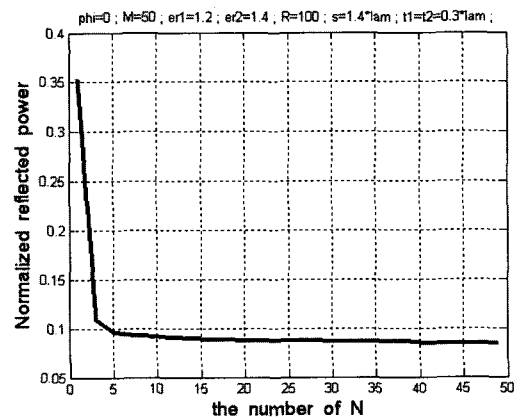


그림 3. 수직 입사 시 N 에 따른 정규화 된 반사 전력의 수렴 곡선($R_0=100$)
Fig. 3. The convergence curve of normalized reflected power for N ($\phi=0$, $R_0=100$).

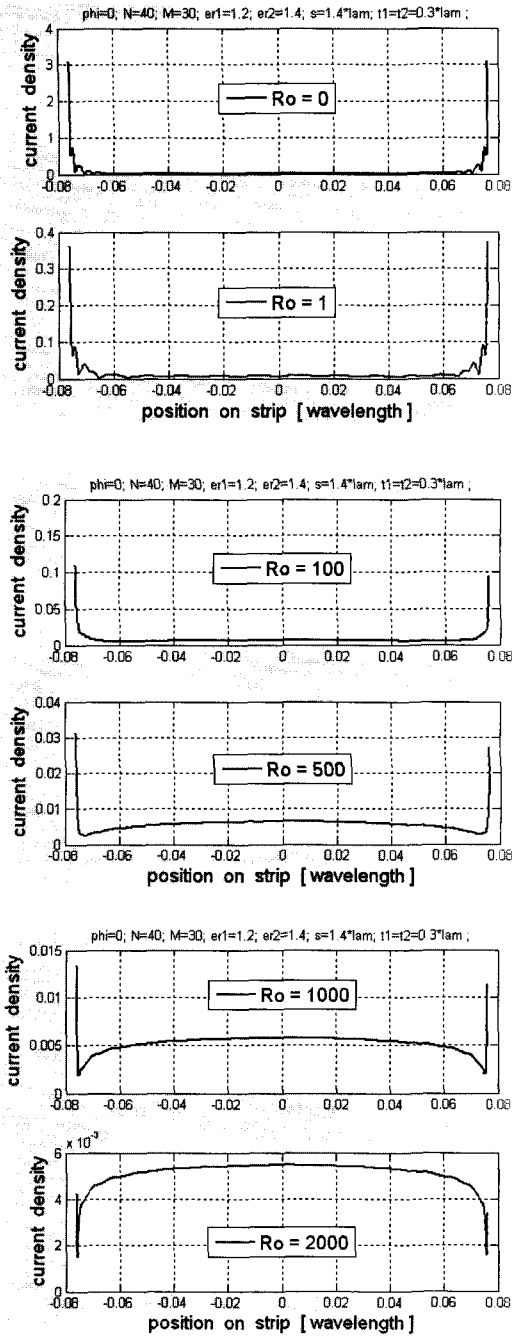


그림 4. 수직 입사 시 저항 띠에 유도되는 전류 밀도 분포와 저항 율의 관계
Fig. 4. The magnitude of current density on the resistive ($\phi=0$).

를 구하고, 이를 식 (28-1)에 적용함으로써 기하광학적인 반사 전력 $|A_0|^2$ 을 구할 수 있다. 이때 입사 전계의 진폭은 1로 정규화 하였으며, 저항을 $R_0 =$

100으로 놓고, E-분극 평면파가 수직입사($\phi=0$)하는 경우에 기하광학적인 반사 전력의 M 과 N 에 따른 수렴도는 그림 2와 그림 3처럼 $M=30$ 과 $N=40$ 으로 설정하였다.

그림 4는 수직 입사인 경우로서, 스트립에서 유도되는 전류 밀도의 크기를 여러 저항 R_o 에 대해 계산한 것이다. 이때 전류 밀도의 크기가 좌우 대칭이고, 모서리 양끝에서 전류의 크기가 급증하게 되며, 저항 R_o 가 클수록 전류 밀도 크기가 적어짐을 알 수 있다.

그림 5는 수직 입사에서 $\epsilon_{r1}=1.2$, $\epsilon_{r2}=1.4$, $t_1=t_2=0.3 [\lambda]$, $s=1.4 [\lambda]$ 일 때, 스트립 폭 w 가 $0.2 [\lambda]$ 에서 $1.4 [\lambda]$ 까지 변하는 동안 기하광학적으로 정규화 된 반사 전력의 변화이며, 그 값은 대체로 스트립 폭과 반비례하다가 스트립 폭의 중앙 이후부터 급증하는 양상을 보였다.

그림 6은 입사 각도의 변화에 따른 정규화 된 반사 전력을 $s=1.4 [\lambda]$, $w=0.6 [\lambda]$, $\epsilon_{r1}=1.2$, $\epsilon_{r2}=1.4$ 및 $t_1=t_2=0.3 [\lambda]$ 인 경우에 대해 계산한 것으로, 전반적으로 저항율과 반사 전력이 반비례하였으며, 10도와 45도 부근에서는 급변하였다.

그림 7은 수직으로 입사할 때, $s=1.4 [\lambda]$, $\epsilon_{r1}=1.2$, $\epsilon_{r2}=1.4$ 및 $R_0=100$ 인 경우에 대해 스트립 폭 w 를 $0.2 [\lambda]$ 에서 $1.4 [\lambda]$ 까지 변화시

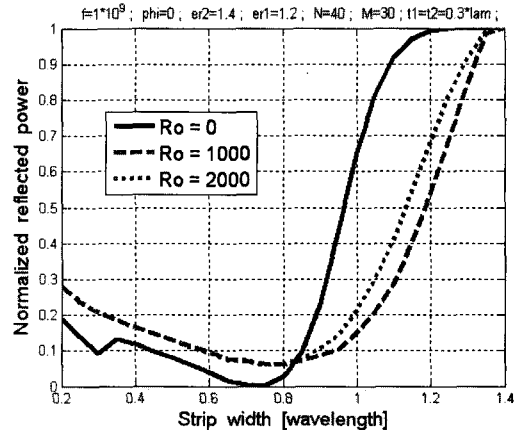


그림 5. 수직 입사한 평면파에 대해 정규화 된 반사 전력과 스트립 폭의 관계
Fig. 5. The normalized reflected power vs. strip width ($\phi=0$).

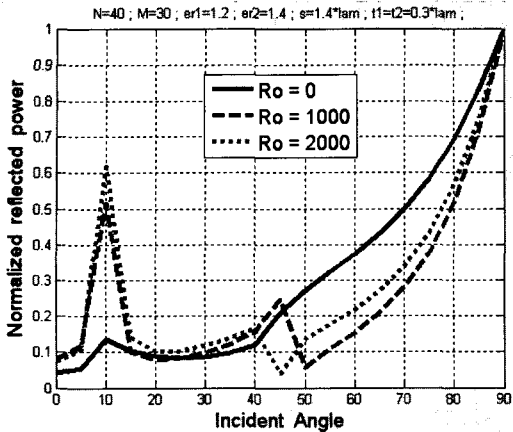


그림 6. 저항율의 변화에 따른 정규화된 반사 전력과 입사각의 관계

Fig. 6. The normalized reflected power vs. incident angle.

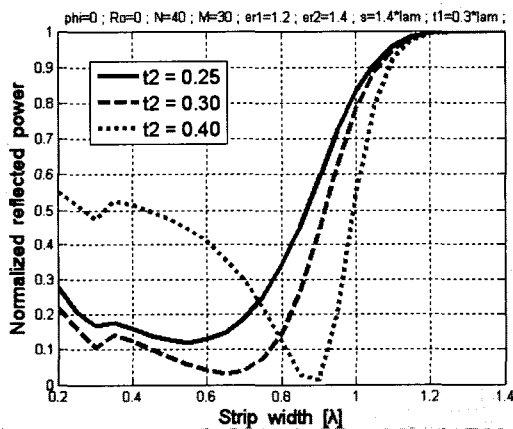


그림 7. 수직 입사한 평면파에 대해 유전체의 두께 $t_2[\lambda]$ 의 변화에 따른 정규화된 반사 전력과 스트립 폭 관계($R_0 = 0$)

Fig. 7. The normalized reflected power vs. strip width and($\phi = 0, R_0 = 0$).

키면서 접지된 쪽 유전체 층의 두께 $t_2[\lambda]$ 변화에 따른 기하광학적인 정규화된 반사 전력을 계산한 것이다.

IV. 결 론

기존의 전자파 산란 해석에 관한 논문에서는 단일 유전체 층위의 저항 띠 격자 구조에 대하여 주로 발표하였으나, 본 논문에서는 2중 유전체 사이의 저

항 띠 격자 구조에서 E-분극의 전자파 산란에 관한 수치 계산 결과를 고찰하였다.

전류 밀도의 분포는 저항 띠의 양끝에서 최대가 되는 특성을 갖도록 적교 다항식의 일종인 2중 Chebyshev 다항식의 급수로 전개하였으며, 저항 띠에 유도되는 전류 밀도와 기하광학적인 정규화된 반사 전력의 크기를 계산하였고, 이러한 결과로 나타난 특정 위치의 급변점 발생은 반사각 이외의 다른 곳으로 에너지가 산란된 것이라고 사료된다.

본 논문에서 제안된 방법은 접지된 2중 유전체 사이의 변화하는 저항율을 가진 저항 띠의 격자 구조에서의 전자파 산란 해석 역시 기존의 단일 유전체에 의한 E-분극 전자파 산란 해석과 동일하게 적용될 수 있었음을 보여주며, H-분극의 수치 해석용 자료로도 충분히 활용될 수 있을 것으로 기대된다.

참 고 문 헌

- [1] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*. Macmillan Co., New York, 1968.
- [2] 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, no. 6, pp. 883-887, Nov. 1980.
- [3] R. Mittra, R. C. Hall, "Scattering from a periodic array of resistive strips", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, no. 9, pp. 1009-1011, Sep. 1985.
- [4] 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, no. 4, pp. 511-517, Apr. 1988.
- [5] H. A. Kalhor, 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, no. 4, pp. 576-579, Jul. 1982.
- [6] H. A. Kalhor, "Electromagnetic scattering by a dielectric slab loaded with a periodic array of strip over a ground plane", *IEEE Trans. Antennas Pro-*

pagat., vol. AP-36, no. 1, pp. 147-151, Jan. 1988.

[7] 양승인, "2개의 유전체 층을 갖는 도체 격자 구조에 의한 E-분극 산란해석", 한국전자과학회지 전자파기술, 6(3), pp. 68-74, 1995년 11월.

[8] U. J. Yoon, S. I. Yang, "E-polarized electromagnetic scattering by a resistive strip grating with a gro-

unded dielectric layer using Fourier-Galerkin moment method", KITE Journal of Electronics Engineering, vol. 7, no. 2, 1996.

[9] 윤의중, 양승인, "다층 유전체 위의 주기적인 도체 스트립구조에 의한 전자파 산란 해석", 한국전자과학회논문지, 8(2), pp. 161-172, 1997년 4월.

최 영 선



1997년~2006년: 숭실대학교 전자공학과 (공학박사)

1990년~현재: 안양과학대학 전자통신정보학부 교수

[주 관심분야] 전자파 산란 해석, 전력증폭기 설계

양 승 인



1974년 2월: 서울대학교 전기공학과 (공학사)

1976년 2월: 한국과학기술원 전기공학과 (공학석사)

1987년 8월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학박사)

1983년~1984년: University of Michigan 객원교수

1991년~1992년: University of Colorado MIMICAD Center 객원교수

1996년~1999년: 한국통신기술협회 RSG-9 의장

1996년~현재: 한국전자과학회 학술이사, 부회장, 회장, 명예회장

1978년~현재: 숭실대학교 정보통신전자공학부 교수, 공대 학장 역임

[주 관심분야] 위성방송수신용 평면 안테나 개발, M/W 전송망과 위성망과의 간섭 분석, 위상 잡음 최소화 연구, MMIC 설계