

# 접지된 유전체층 위에 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 저항율을 갖는 저항띠 격자구조에서의 전자파 산란 해석

정희원 정 오 현\*, 윤 의 중\*\*, 양 승 인\*\*\*

## Analysis of the Electromagnetic Scattering by a Tapered Resistive Strip Grating with Zero Resistivity at the Strip-Edges On a Grounded Dielectric Plane

Oh-Hyun Chung\* , Uei-Joong Yoon\*\*, Seung-In Yang\*\*\* *Regular Members*

### 요 약

본 논문에서는 접지된 유전체평면 위에 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 도체띠에 대한 정규화된 반사전력은 기존 논문의 결과와 매우 잘 일치하였다.

### ABSTRACT

In this paper, Electromagnetic scattering problems by a resistive strip grating with tapered resistivity on a grounded dielectric plane according as strip width and spacing, relative permittivity and 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 numerical results of the geometrically in this paper are compared with those for the existing uniform resistivity and perfectly conducting strip. The numerical results of the normalized reflected power for conductive strips case with zero resistivity in this paper show in good agreement with those of existing paper.

\* 제능대학 정보전자계열, \*\* 가천길대학 전자통신과, \*\*\* 숭실대학교 정보통신전자공학부  
 논문접수번호 : 030350-0811 , 접수일자 : 2003년 8월 11일

### I. 서론

격자구조(strip grating)에 대한 문제는 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 많은 연구가 있어 왔으며, 또한 이러한 격자구조에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학 분야에서 널리 이용되어 왔으며, 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다<sup>(1)-(11)</sup>. 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<sup>(1)-(3)</sup>.

격자구조에 도체를 사용한 기본 문제로서 Richmond<sup>(4)</sup>는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 간단히 프리에 급수로 전개함에 있어 모서리 경계조건을 함께 적용하여 수치 계산했을 때 모서리 경계조건(edge boundary condition)을 적용한 경우가 그렇지 않은 경우보다 매트릭스의 역변환 시에 수치계산시간을 절약할 수 있었다. 그리고 자유공간상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 spectral-Galerkin 모멘트법(moment method)을 이용하여 수치해석하였으며<sup>(5)-(7)</sup>, 특히 참고문헌 [7]의 경우는 자유공간상에 저항띠가 주기격자로 배열되어 있을 때 저항띠의 저항율이 저항띠 양끝에서 무한대로 변하는 경우를 취급하기 위해서 저항띠에 유도되는 전기전류는 직교다항식의 일종인 Ultraspherical(또는 Gegenbauer) 다항식의 급수로 전개하여 파수영역에서 모멘트법을 이용하여 수치해석한 바 있다. 완전도체띠(conductive strip) 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 좀 더 좋은 반사성질을 얻기 위하여 접지층 위에 유전체 층을 가진 경우<sup>(8)</sup>에 대해 수치방법중의 하나인 PMM(Point Matching Method)을 이용하여 수치 계산하였고, 그 후 접지된 유전체층위의 저항띠 문제를 FGMM (Fourier-Galerkin Moment Method)을 이용하여 수치 해석한 바 있다.<sup>(10)</sup>

본 논문에서는 접지된 유전체층(grounded dielectric plane) 위에 변하는 저항율을 갖는 저항띠 격자구조에 대해 수치해석 방법중의 하나인 FGMM을 이용하여 수치해석하였다. 이때 저항띠에 유도되는 전기전류는 직교다항식의 일종인 2중 Chebyshev 다항식의 급수로 전개하였으며, 이를 사용한 이유는 저항띠 양끝에서 저항율이 0으로 변하는 경우를 취

급하기 위해서 사용되었다. 수치결과로서는 입사각, 스트립 폭과 주기, 각 유전체층의 두께와 비유전율의 값에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력의 해(solutions)를 구하며, 또한 입사전계가 존재하는 영역에서 입사전계와 산란전계의 합인 전체 전자계와 유전체 층에서의 전체 전자계가 같다는 이론에 입각하여 각 경계면에서의 경계조건을 적용하여 기하광학적 반사전력을 수치계산하게 되며, 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였으며, 각 영역의 경계면에서 전자파의 연속정리를 이용하여 수치계산한다.

몇가지 수치계산결과로 변하는 저항율을 가지는 경우와 균일한 저항율을 가지는 경우에 대해 정규화된 반사전력을 수치계산하였으며, 또한 저항띠의 변하는 저항율이 0인 경우는 완전도체띠와 마찬가지로 이에 대해서도 비교하였다. 또한 수치계산을 위한 격자상수로는 입사각, 유전체의 비유전율 및 두께, 그리고 스트립 폭(strip width)과 격자주기(grating period)의 비를 변화시켰을 때 수치계산하였으며, 도체띠는 매우 얇고, 무한히 긴 경우를 취급하였으며, 수치계산시 입사전계의 진폭은 1로 하였다.

### II. 문제의 구조해석

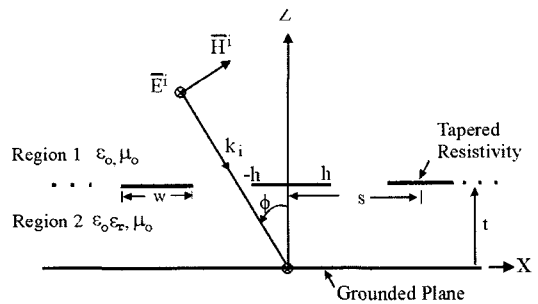


Fig. 1. Geometry of the problem

문제의 구조는 문제의 구조는 그림 1과 같이 E-분극 평면파가 가장자리에 나란하게 φ의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 유전체 층위에 저항띠(resistive strip)가 y 방향으로 무한하게 배열되어 있다. 저항띠의 격자는 x-y 평면상에 위치하고 있으며, x 방향으로 주기적으로 배열되어 있다. 그림 1에서 스트립 주기는 s, 스트립 폭은 w이며, h는 스트립폭의 반(h=w/2)이다. 영역 2의 유전체 층의 비유전율은 εᵣ, 두께는 t 이다. 이 때 입사

되는 전계  $\overline{E}^i$  및 접선성분의 자계  $\overline{H}^i$  는 다음과 같다.

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

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

여기서  $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  이며,  $k_0$ 는 매질의 전파상수(propagation constant)이고,  $\mu_0$ 와  $\epsilon_0$ 는 자유공간의 투자율(permeability) 및 유전율(permittivity),  $E_0$ 는 입사전계의 진폭으로서 본 논문에서는 1로 정규화하였다. 영역 1에서 접선성분의 전체 산란전계  $\overline{E}^s$  및 산란자계  $\overline{H}^s$  는 다음과 같은 평면파(plane wave)의 합으로 표시할 수 있다.

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

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

여기서  $A_n$ 은 구해야 할 미지의 계수이며,  $\beta_n = k_0 \sin \phi + 2n\pi/s$  이고  $\gamma_n$ 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 ( $0 \leq z \leq t$ )의 구간에서 접선성분의 전체 전계  $\overline{E}_{II}^{tot}$  및 자계  $\overline{H}_{II}^{tot}$ 는 다음과 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

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

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

여기서  $B_n$ 과  $C_n$ 은 구해야 할 미지의 계수이며,  $\gamma_{n1}$ 은 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

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

여기서  $k_1 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_r} = k_0\sqrt{\epsilon_r}$  이며, 여기서  $z=0$ 인 접지평면(ground plane)에서 접선성분의 전체전계는 접지평면에서 사라져야만 하며, 또한  $z=t$ 인 영역 1과 영역 2의 경계면에서 접선성분의 전체전계는 연속이어야 하며, 영역 1의 전체전계  $\overline{E}_I^{tot}$ 는 입사전계와 산란자계의 합으로 표현되므로 식(1), (3), (6)을 이용하여  $x$ 의 모든 항에 대하여 등식이 성립해야 하고, 또한 지수함수 항은 선형적으로 독립적이어야 하므로, 이러한 이론과 관계식을 이용하여 정리하면  $B_n$ 을  $A_n$ 의 항으로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$B_n = -\frac{e^{jk_0 t \cos \phi} \delta_n + A_n}{2j \sin(\gamma_{n1} t)} \quad (9)$$

여기서  $\delta_n$ 는  $n=0$ 일 때만 1이고,  $n \neq 0$ 의 경우는 0인 Kronecker delta 함수이다. 그리고  $z=t$ 인 경계면에서 도체띠에 유도되는 전류밀도는 임의의 기저함수  $G_p(x)$ 의 급수로 미지의 계수를 포함한 식으로 전개하였다.

$$\overline{J}_y(x) = \widehat{a}_y e^{jk_0 x \sin \phi} \sum_p f_p G_p(x) \quad (10)$$

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

$$G_p(x) = U_p(x/h) P_x(-h, h) \quad (11)$$

여기서  $U_p(x/h)$ 는 직교다항식의 일종인 2종 Chebyshev 다항식을 의미하고<sup>(11)</sup>, 이를 사용한 이유는 뒤에 나오는 식 (24)를 closed form으로 구할 수 있기 때문이며, 또한 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 경우를 취급하기 위해

사용되었다. 그리고  $P_x(-h, h)$ 는 저항띠의 구간에서만 1이고, 나머지 구간에서는 0이다. 또한 유도전류는 영역 1과 영역 2의 자계의 차이에 의해 결정된다. 그러므로 식 (2), (4), (7), (9)를 이용하여 정리하면 다음과 같이  $A_n$ 의 항으로 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left[ k_0 \cos \phi e^{jk_0 t \cos \phi} \delta_n - \sum_{n=-N}^N A_n (\gamma_n - \gamma_{n1} p_{n1}) \right. \\ & \quad \left. - \gamma_{n1} p_{n1} e^{jk_0 t \cos \phi} \delta_n \right] e^{-j2n\pi x/s} \\ & = \frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_{p=-M}^M f_p G_p \\ & \quad , -h \leq x \leq h, \\ & \quad n = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N \quad (12) \\ & \quad p = 0, 1, 2, \dots, M \end{aligned}$$

여기서  $p_{n1} = j \cot(\gamma_{n1} t)$ 이며, 식 (12)의 양변에  $e^{j2n\pi x/s}$ 를 곱하고,  $-s/2 < x < s/2$  구간에서 양변을 적분하면 다음과 같이  $A_n$ 의 항으로 표시할 수 있다.

$$A_n = -\frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_{p=0}^M f_p \left( \frac{U_{pn}}{\gamma_n - \gamma_{n1} p_{n1}} \right) + \delta_n p_{n2} e^{k_0 t \cos \phi} \quad (13)$$

여기서

$$p_{n2} = \frac{k_0 \cos \phi + \gamma_{n1} p_{n1}}{\gamma_n - \gamma_{n1} p_{n1}} \quad (14)$$

이다. 그리고  $z = t$ 인 경계면에서 다음과 같은 저항경계조건(resistive boundary condition)을 만족해야 한다.

$$\overline{E}_I^{tot} = R(x) \overline{J}_y(x) \quad (15)$$

여기서  $R(x)$ 는 저항띠 위에서 변하는 저항율을 의미하며, 영역 1에서의 전체전계  $\overline{E}_I^{tot}$ 는 입사전계와 산란전계의 합으로 표현된다. 본 논문에서는 저항띠의 양끝에서 0으로 변하는 경우를 취급하기 위해서 다음과 같이 놓았다.

$$R(x) = \eta \sqrt{1 - (x/h)^2} P_x(-h, h) \quad (16)$$

여기서  $\eta$ 는 임의의 상수이며, 또한 식 (1), (3), (10), (15)로부터 다음과 같이 표현된

다.

$$\sum_{n=-N}^N A_n e^{-j2n\pi x/s} + e^{jk_0 t \cos \phi} = \sum_{p=0}^M f_p R(x) U_p(x/h) \quad , -h \leq x \leq h \quad (17)$$

여기서  $R(x)$ 는 저항띠의 변하는 저항율이며, 식 (17)의 양변에  $U_q(x/h)$ 를 곱하고,  $-h < x < h$  구간에서 양변을 적분하면 다음과 같다.

$$e^{jk_0 t \cos \phi} U_q(x/h) + \sum_{n=-N}^N A_n U_{qn}^* = \sum_{p=0}^M f_p U_{pq} \quad (18)$$

여기서 asterisk(\*)는 공액복소를 의미하며, 식 (18)에 식 (13)의  $A_n$ 을 대입하여 정리하면 다음과 같은 선형방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{p=0}^M f_p Z_{pq} = V_q \quad (19)$$

$$Z_{pq} = U_{pq} + \frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_{n=-N}^N \left( \frac{U_{pn}}{\gamma_n - \gamma_{n1} p_{n1}} \right) U_{qn}^* \quad (20)$$

$$V_q = e^{jk_0 t \cos \phi} \left[ U_q + \sum_{n=-N}^N \delta_n p_{n2} U_{qn}^* \right] \quad (21)$$

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

$$U_{pn} = \int_{-h}^h U_p(x/h) \cdot e^{j \frac{2n\pi}{s} x} dx \quad (22)$$

$$U_{qn}^* = \int_{-h}^h U_q(x/h) \cdot e^{-j \frac{2n\pi}{s} x} dx \quad (23)$$

$$U_{pq} = \int_{-h}^h R(x) U_p(x/h) U_q(x/h) dx \quad (24)$$

$$U_q = \int_{-h}^h U_q(x/h) dx \quad (25)$$

식 (19)를 해결하기 위해서는 매트릭스의 크기를 한정하여야 하며, 미지의 계수  $f_p$ 를 구하기

위해서는 역변환을 수행해야 하며, 이를 식 (13)에 대입하여 반사계수  $A_{0n}$ 을 구한다. 최종적으로 기하광학적 정규화된 반사전력(reflected power of zeroth order mode)의 계산은  $|A_{00}|^2$ 으로 주어진다.

### III. 수치계산 결과 및 검토

본 논문에서는 수치해석 방법인 FGMM 방법을 이용하여 접지된 유전체층 위에 매우 얇은 저항띠가 주기적으로 배열되어 있을 때, 각 저항띠의 저항율이 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 저항율을 가지는 경우에 대해 수치해석하는 것이 본 논문의 목적이다. 수치해석은 입사각, 스트립의 주기 및 폭, 각 유전체층의 두께 및 비유전율의 값에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력을 구한다. 또한 본 논문을 수치 해석하기 위해서는 식 (19)를 이용하여 미지의 계수를 구한 후 이를 식 (13)를 이용하여 기하학적 반사전력을 구할 수 있다. 본 논문에서는 식 (19)에서 (21)까지에서 매트릭스의 크기  $p = q = [0:M]$ ,  $n = [-N:N]$ 을 가지며, 본 논문에서는  $M=10$ ,  $N=50$ 으로 하여 수치해석하였으며, closed form이 없는 적분의 경우는 확장된 Simpson 공식(Extended Simpson's rule)을 이용하여 해결하였다. 또한 식 (16)에서 제안한 변하는 저항율의 임의의 상수  $\eta = 100, 150, 250$ 의 3가지 경우에 대해 그림 2에 나타내었다.

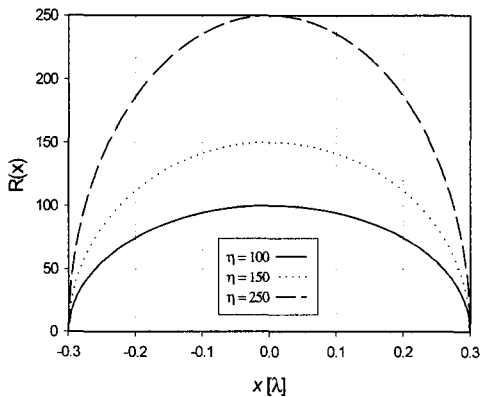


Fig. 2. The tapered resistivity of resistive strips ( $h=0.3, -h \leq x \leq h$ )

그림 3은 수직으로 입사한 경우, 주기  $s = 1.2 [\lambda]$ , 유전체층의 두께  $t=0.4[\lambda]$ , 비유전율  $\epsilon_r=1$ 인 경우에 대해 스트립 폭  $w$ 를 0.2에서  $1[\lambda]$ 까지 변화시켰을 때 완전도체의 경우 및 변하는 저항율 및 균일 저항율을 갖는 경우에 대해 기하학적 반사전력을 비교하였다. 그림 3에서 실선은  $\eta = 0$ 인 경우이며, 기존 논문의 완전도체 경우<sup>[9]</sup>는 '□'으로 표시하였으며, 완전도체인  $\eta = 0$ 인 경우와 기존의 논문과 비교하였을 때 매우 일치함을 확인할 수 있어 본 논문의 수치해석의 결과가 타당성이 있음을 확인할 수 있었으며,  $\eta = 100$ 은 점선,  $\eta = 150$ 은 끊어진 실선,  $\eta = 250$ 은 이점쇄선으로 표시하였다. 그림 4는 수직입사시,  $\eta = 100, s = 1.2[\lambda]$ 인 경우에 대해 비유전율  $\epsilon_r$ 의 변화에 따른 기하광학적 반사전력을 비교하였다. 그림 4에서 기존 논문의 균일저항율  $R=100[\Omega / \text{square}]$ 이고  $\epsilon_r=1.4$ 인 경우는 '□'로 표시하였으며<sup>[10]</sup>, 본 논문의  $\epsilon_r=1.4$ 인 경우는 실선, 점선은  $\epsilon_r=1.6$ , 끊어진 실선은  $\epsilon_r=1.8$ , 2점쇄선은  $\epsilon_r=2$ 인 경우에 대한 수치계산 결과를 보였다.  $\epsilon_r$ 의 값이 증가함에 따라 작은 경우보다 스트립 폭이 커지는 방향으로 변곡점이 이동함을 알 수 있고, 또한 전반적으로  $w = 0.7[\lambda]$  이하에서 반사전력이  $\epsilon_r$ 의 값이 크면 클수록 더욱 많이 반사됨을 알 수 있다. 그림 5는 입사각이 30도인 경우,  $s = 1.2[\lambda]$ ,  $\eta = 100$ 인 경우에 대해 스트립 폭  $w$ 를 0에서  $1[\lambda]$ 까지 변화시켰을 때, 유전체 층의 높이  $t[\lambda]$ 의 변화에 따른 반사전력을 계산하였다. 전반적으로  $t[\lambda]$ 가 크면 클수록 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있다.

그림 6에서는 입사각에 따른 반사전력을 계산하였다. 이때  $s = 1.2[\lambda]$ ,  $w = 0.7s$ ,  $\epsilon_r=1.6$ ,  $t=0.6[\lambda]$ 로 하였을 때 수치계산을 하였으며, 수치 결과로 각각의 경우에 대해 9도와 42도 부근에서 2개의 급변점들이 발생함을 알 수 있으며, 이러한 급변점에서는 입사각이외의 다른 방향으로 모든 에너지가 산란된다는 것을 의미하며, 여기서 실선은  $\eta = 0$ 인 경우이고 표시 '□'는 완전도체의 기존 논문의 결과<sup>[9]</sup>로서 매우 일치함을 알 수 있으며, 점선은  $\eta = 100$ , 끊어진 실선은  $\eta =$

150, 2점쇄선은  $\eta = 250$ 인 경우에 대해 표시 하였으며, 표시 '○'은 균일저항을  $R=100(\Omega / \text{square})$ 인 경우와도 비교하였으며, 10도에서 40도 부근에서 변하는 저항율의 임의의 상수  $\eta$ 가 작을수록 반사전력이 크게 나타났음을 알 수 있다.

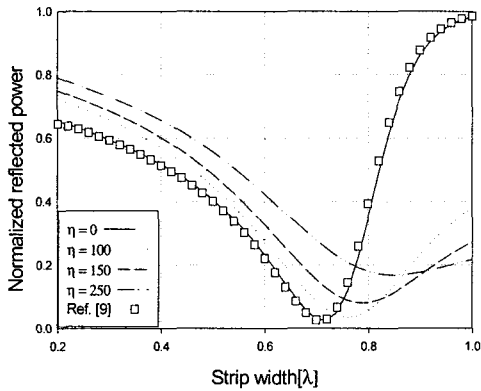


Fig. 3. Variation of the normalized reflected power vs. the strip width for several  $\eta$  parameters(  $s = 1.2[\lambda]$ ,  $\epsilon_{r1} = 1$ ,  $\phi = 0^\circ$ , and  $t = 0.4[\lambda]$ )

Fig. 4. Variation of the normalized reflected power vs. the strip width for  $\epsilon_r$  parameters ( $s = 1.2[\lambda]$ ,  $\eta = 100$ ,  $t = 0.3[\lambda]$ , and  $\phi = 0^\circ$ )

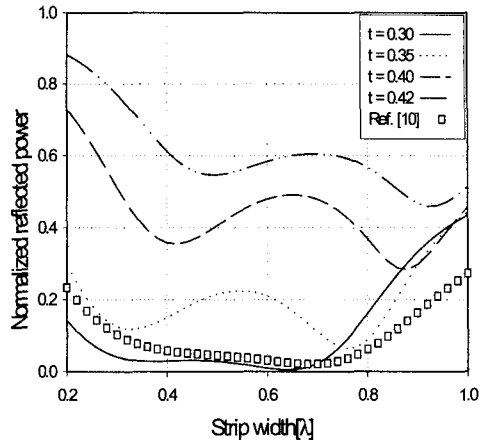
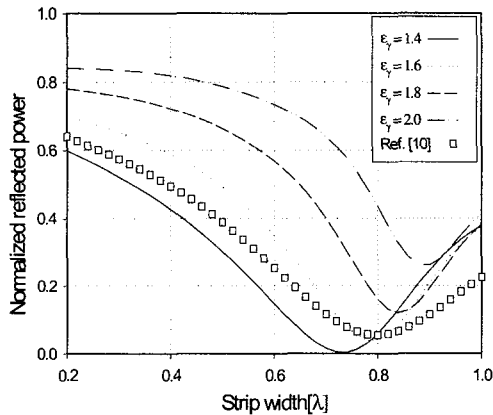


Fig. 5. Variation of the normalized reflected power vs. the several  $t$  parameters ( $w = 0.7s$ ,  $\epsilon_r = 1.4$ ,  $\eta = 100$ , and  $\phi = 30^\circ$ )

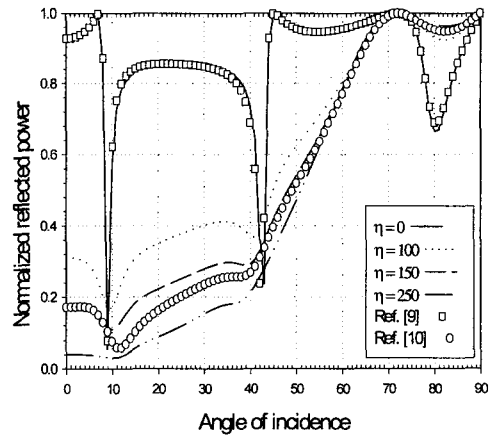


Fig. 6. Variation of the normalized reflected power for the angle of incidence and resistivity  $\eta$  parameters ( $w = 0.7s$ ,  $\epsilon_r = 1.6$ ,  $t = 0.6[\lambda]$ )

#### IV. 결 론

본 논문에서는 접지된 유전체층 위에 저항띠의 변하는 저항율이 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 경우에 대해 기하학적 반사전력을 FGMM을 이용하여 수치해석하였으며, 저항띠의 양끝에서 0으로 변하는 저항율을 갖는 경우를 취급하기 위하여 저항띠에 유도되는 전기전류는 직교다항식의 일종인 2종 Chebyshev 다항식의 급수로 전개하였다. 본 논문의 수치해석의 타당성을 입증하기 위하여 완전도체를 취급한 기존 논문의 결과와 비교 검토하였으나 수치 결과가 매우 일치함을 확인할수 있어 본 논문의 수치해석의 타당성을 입증할 수 있었으며, 전반적으로 유전체 층의 두께가 클수록 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있으며, 저항율이 작을수록 반사전력이 크게 나타났으며, 임의의 입사각에서 급변점이 발생하였는데, 이 급변점에서는 입사각 이외의 다른 곳으로 산란된다는 것을 의미하며, 또한 수직입사시 비유전을 값이 커질수록 반사전력의 최소점이 스트립 폭의 두께가 커지는 값으로 변곡점이 이동한다는 사실을 알 수 있었다.

본 논문에서 제안된 수치해석방법을 이용하여 접지된 유전체층위에 저항띠의 저항율이 변하는 경우의 격자구조를 해석하는데 기본적인 수치자료로 이용할 수 있을 것으로 기대되며, 본 논문에서 제안된 형태 이외의 다른 형태의 변하는 저항율에 대해서도 적용이 가능할 것으로 기대된다.

#### 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. Jerinn, 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", *대한전자공학회논문지*, 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] 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, 1996.

[11] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical functions*, Dover, New York, 1972.

