

유전체가 덮혀진 임의의 Profile을 갖는 도체 격자에 의한 산란현상

⁰이동국*, 이철훈*, 조웅희*, 조영기*

경북대학교 전자·전기공학부*

대구광역시 북구 산격동 1370번지

Scattering of by Dielectric-Coated Conducting Grating with an Arbitrary Profile

⁰Dong Koog Lee*, Cheol Hoon Lee*, Ung Hee Cho*, and Young Ki Cho*

School of Electronic and Electrical Eng., Kyungpook National University*

Abstract

Scattering of TE waves by a periodic conducting surface with dielectric cover is considered. A method for the analysis of scattering from periodic structures based on the numerical solution of the integral equations is further developed. Using periodicity (Floquet's theorem), the range of the integral equations is reduced to a single period where the kernels are the Green's functions for periodic arrays. The numerical solution of the integral equations is obtained using the method of moments. From numerical results for the reflected power the effects of surface profile shape, period-to-depth ratio, and cover permittivity on the scattering behaviors are examined.

I. 서론

반사격자구조에 의한 전자기적인 산란현상은 매우 다양하고 많은 분야에서 응용되고 있어서 이에 대한 연구가 활발히 진행되어 오고 있다[1]-[4]. Zaki 와 Neureuther 는 주기적인 도체 표면에 대한 산란문제를 적분방정식을 수치해석적으로 구함으로써 해결하였다 [1].

본 연구에서는 단면이 도체로 구성되고 그 위에 유전체가 덮혀진 주기구조를 반사격자 관점에서 해석하였다. 적분방정식을 유도하여 수치해석적으로 그것을 풀어서 위의 구조를 해석하였다. 입사파의 편파는 전계의 편파 방향이 격자의 축 방향(y 방향)과 평행한

TE 편파의 경우를 고려하였다. 수치해석결과, 정현 함수적인 profile을 갖는 경우에 대하여, 여러 가지 파라미터(주기, 입사각도, 단면의 높이, 유전율, 유전체의 높이 등)의 변화에 따른 반사 전력(reflected power)의 변화를 관찰하였고 해석 결과의 타당성은 전력보전관계를 점검하였고, 기존의 도체 표면에 대한 산란에 관한 연구의 결과들과 비교하여 확인하였다.

II. 해석

유전체로 덮혀진 주기적인 도체 표면에 TE 편파된 평면전자파가 입사되는 경우를 그림1에 도시하였다.

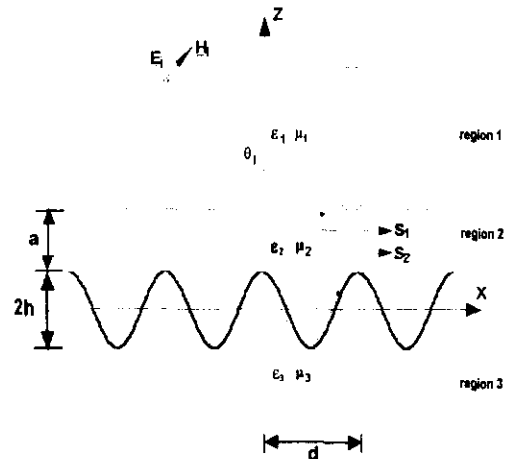


그림 1. 유전체가 덮혀진 주기적인 도체표면

주기적인 구조에 대한 문제에서는 Floquet's 이론을 적용하면, 하나의 주기에 대한 전자장문제에 간단히 할 수 있다.

각 영역에서의 주기적인 그린함수는 x 축으로 거리 d 만큼 떨어진 y방향 선전원에 의한 전장으로 표현된다. 여기서 각 선전원의 위상은 입사파의 위상과 반대되도록 하였다. 그 이유는 x가 상수인 면에 대한 적분을 상쇄시키기 위해서이다. 이 그린함수는 다음과 같이 표현된다.

$$G_m(L, L_0) = \frac{\exp(j\beta_0 x)}{2jd} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{v_{n,m}} \exp\left[j \frac{2\pi n}{d} (x-x_0)\right] \cdot \exp[-jv_{n,m}|z-z_0|] \quad (1)$$

여기서

$$v_{n,m} = \left[k_m^2 - \left(\frac{2\pi n}{d} + \beta_0 \right)^2 \right]^{1/2}, \quad m=1,2,3$$

그린함등식을 이용하여 적분방정식을 구한 후 세 영역에서의 전장을 구하면 다음과 같이 나타난다. 이때 첫 번째와 세 번째의 적분을 두 번째 영역의 표면으로 적분구간을 바꾸었다.

$$-\Phi(\underline{r}_0) \exp(-j\beta_0 x_0) = \int_{S_1} \left\{ \Phi(r) \frac{\partial G_1(L, L_0)}{\partial n_1} - \frac{\mu_1}{\mu_2} G_1(L, L_0) \frac{\partial \Phi(r)}{\partial n_1} \right\} dS - \exp(jv_{0,z} z_0) \quad , z_0 > a \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \Phi(\underline{r}_0) \exp(-j\beta_0 x_0) \\ &= \int_{S_1} \left\{ \Phi(r) \frac{\partial G_2(L, L_0)}{\partial n_1} - G_1(L, L_0) \frac{\partial \Phi(r)}{\partial n_1} \right\} dS \\ &+ \int_{S_2} \left\{ \Phi(r) \frac{\partial G_2(L, L_0)}{\partial n_2} - G_1(L, L_0) \frac{\partial \Phi(r)}{\partial n_2} \right\} dS \quad , a > z > S_2 \quad (3) \end{aligned}$$

$$-\Phi(\underline{r}_0) \exp(-j\beta_0 x_0) = \int_{S_1} \left\{ \Phi(r) \frac{\partial G_3(L, L_0)}{\partial n_2} - \frac{\mu_3}{\mu_2} G_3(L, L_0) \frac{\partial \Phi(r)}{\partial n_2} \right\} dS \quad , z < S_2 \quad (4)$$

세 번째 영역이 완전도체이므로 식(4)는 상쇄되고 식(3)은 다음과 간단히 할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \Phi(\underline{r}_0) \exp(-j\beta_0 x_0) \\ &= \int_{S_1} \left\{ \Phi(r) \frac{\partial G_2(L, L_0)}{\partial n_1} - G_1(L, L_0) \frac{\partial \Phi(r)}{\partial n_1} \right\} dS \\ & - \int_{S_2} G_1(L, L_0) \frac{\partial \Phi(r)}{\partial n_2} dS \quad (5) \end{aligned}$$

위의 적분방정식 (2) 와 (3) 에 각 영역에서의 연속조건을 부가한 후 모멘트법으로 해석하여 각 적분구간에 서의 미지함수 $\partial\Phi/\partial n$ 과 Φ 를 행렬로 표현한다. 이때 한 주기(0,d)를 N개의 구간으로 나누고 각 구간의 중간점을 $x_j, j=1, \dots, N$ 로 정의 한다. 그러면 $\partial\Phi/\partial n$ 과 Φ 가 각 구간에서 일정한 값을 갖는 계단형태의 함수로 가정할 수 있다.

적분방정식상의 $\partial\Phi/\partial n$ 과 Φ 를 구한 다음에 전기간의 전자계를 구할 수 있다. 이때 자유공간영역에서의 반사되는 전계를 공간조화함수의 중첩(space-harmonic expansion)으로 표현하면 다음과 같다.

$$\Phi_r(x, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{-j\beta_n x - \gamma_n z} \quad , z > a \quad (6)$$

III. 수치해석결과

유전체로 덮혀진 주기적인 도체 표면에 대한 산란문제에 대해 살펴 보았다. 본 논문에서는 정현함수 형태의 단면구조를 가지는 주기구조에 입사파가 입사되는 경우에 대하여 해석하였다.

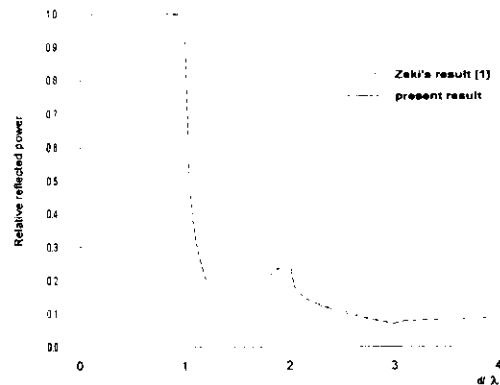


그림2. 주기의 변화에 따른 반사파모드의 전력 ($\theta_i = 0, h = 0.25\lambda$)

그림 2에서는 주기의 변화에 따른 반사파모드 (specular mode)의 전력을 나타내었다. $h=0.25\lambda$ 일 때 유전체가 없는 경우에 대한 참고문헌[1]의 결과와 본 논문의 결과가 유사함을 알 수 있다. 주기가 파장의 정수배일 때 반사계수가 심하게 변화됨을 관찰할 수 있다. 이러한 현상이 일어나는 이유는 P/λ 가 정수일 때 (Rayleigh wavelength) 전파모드의 개수가 변화되는 특이점이기 때문이다.

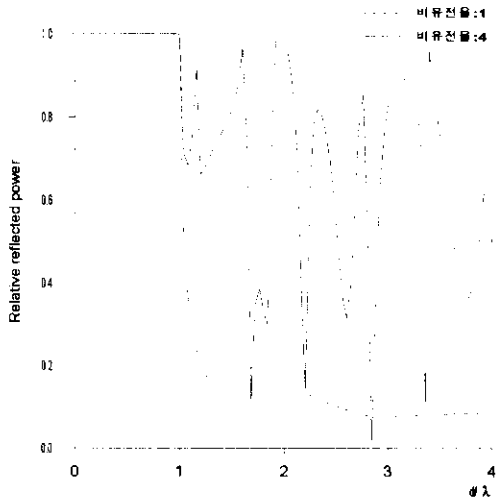


그림 3. 유전율에 따른 반사파모드의 전력 비교 ($\theta_i=0, h=0.25\lambda, a=0.5\lambda$)

그림 3에서는 유전체의 비유전율이 1과 4인 경우에 대해 주기의 변화에 따른 반사계수의 변화를 나타내었다. 여기서 $h=0.25\lambda, a=0.5\lambda$ 로 두었다. 유전체의 비유전율이 커질수록 반사계수의 변화가 심하게 됨을 알 수 있다.

그림 4는 Bragg 각에서 도체의 높이에 대한 반사계수의 변화를 살펴보았다. 여기서 $d=0.75\lambda, a=0.6\lambda$ 그리고 $\theta_i = \sin^{-1}(\lambda/2d)$ 이다. 이때 -1번째 플로켓 모드가 입사파의 전파방향과 반대방향으로 전파하게 된다.

그림 5는 비유전율이 1과 5인 경우에 대해서, 입사각에 대한 반사파모드의 전력을 살펴보았다. 여기서 $d=0.75\lambda, a=0.6\lambda$ 이고 $h=0.13\lambda$ 이다.

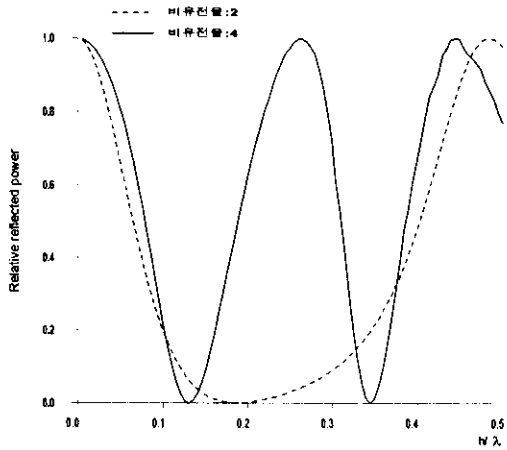


그림 4. Bragg 각에서 h에 대한 반사파모드의 전력 ($\theta_i=41.81^\circ, d=0.75\lambda, a=0.6\lambda$)

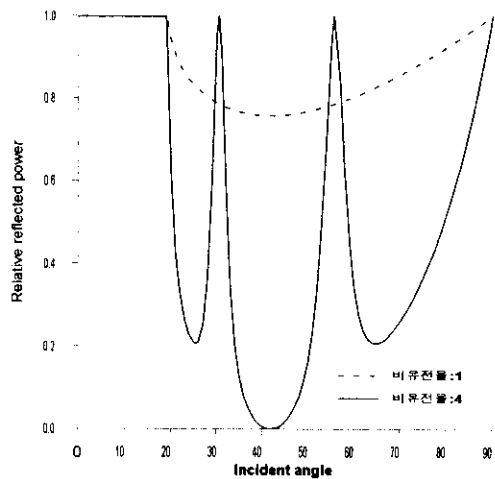


그림 5. 입사각에 대한 반사파모드의 전력 ($d=0.75, h=0.13\lambda, a=0.6\lambda$)

V. 결론

본 논문에서는 적분방정식을 이용하여 유전체로 덮혀진 주기적인 도체 격자에 대한 반사격자관점에서의 전자기적 산란특성을 해석하였다. 본 연구에서 제시한 방법은 임의의 입사각도, 주기구조 파라미터, 그리고 비

유전율의 변화에 대해 적용할 수 있는 장점이 있으며, 본연구 결과의 활용분야로는 해수면의 산란, 광대역 전자파 흡수체, 마이크로파 렌즈 등의 설계이론으로 활용이 가능하다.

References

- [1] K. A. Zaki and A. R. Neureuther, "Scattering from a perfectly conducting surface with a sinusoidal height profile: TE polarization." IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-19, pp. 208-214, Mar. 1971.
- [2] P. M. Van Den Berg, "Diffraction Theory of a Reflection Grating", Appl. Sci. Res., vol. 24, pp. 261-293, July, 1971.
- [3] S. L. Chuang and J. A. Kong, "Wave Scattering and Guidance by Dielectric Waveguides with Periodic Surfaces", Optical Society of America, vol. 73, No. 5, pp. 669-679, May, 1983
- [4] J. A. Kong, Electromagnetic Wave Theory, 2nd ed. New York: Wiley, 1990.