

다층 유전체로 채워진 주기 구조에 의한 TE파의 후방 산란

손형석* · 박대우* · 송충호* · 이상설*

*한양대학교 전자 전기 공학부

전화 : (02)2290-0370 / 팩스 : (02)2281-9912

Backscattering of TE Waves by Periodical Surfaces filled with Multiple Dielectric Layers

Hyeoungsuk Son · Daewoo Park · Ch'oongho Song · Sangseol Lee

E-mail : officer@hymail.hanyang.ac.kr · dwpark@taurus.hanyang.ac.kr

· looky@taurus.hanyang.ac.kr · yiss@taurus.hanyang.ac.kr

Abstract

Periodical surfaces with the sawtooth profile are studied on their backscattering by the TE plane wave incident. The backscattering is calculated by the mode-matching method. The surfaces are perfect conductor and are covered with dielectric materials to make a flat surface. It is observed that a cover filled with multiple dielectric layers can be used to reduce the backscattering at an arbitrary incident angle.

1. 서론

공간상에서 주기적으로 배열된 구조는 주위에 서 많이 볼 수 있다. 3차원 격자 구조를 가진 수정, 엘리먼트가 주기적으로 배치된 야기(Yagi) 안테나, 주기적으로 반복되는 도체조각을 포함하는 인공 유전체, 주기적으로 부하를 걸어준 도파관 그리고 일정한 간격을 두고 놓여진 렌즈 등은 그 좋은 예이다. 이런 주기적 구조에 전파가 유도되면 패스밴드(passband)와 스탑밴드(stopband)로 일컬어지는 독특한 주파수 의존성을 보인다. 그래서 주기적 구조는 필터로도 널리 사용된다 [1].

그밖에 주기적 구조는 누설파 안테나(leaky wave antennas) [2], 전파 전파 및 반사 [3], 산란 [4], Fourier 회절 격자에 의한 회절 [5], 삼각파 형태의 도체면에 의한 산란 [6], 유전체 슬랩에 삽입된 전도 격자 혹은 유전체 격자에 의한 반사 및 전파 [7] 등의 연구에 응용된다.

모드매칭법(mode-matching method)은 여러 형태의 주기적 구조에 의한 산란 현상을 해석하는데 이용된다. 이 논문에서는 단일유전체 및 다층유전체로 채워진 톱니형 주기 구조의 도체면에 TE파가 여러 각도로 입사할 때, 그 산란특성을 모드 매칭법을 이용하여 해석한다. 또한 그 결과

를 도시하여 주기 구조가 반사전력을 줄이는 용도로 이용될 수 있음을 보인다.

2. 마들링 및 해석

그림 1은 주기적 구조를 갖는 여러 형태의 표면을 나타낸다. 이런 형태의 주기적 구조는 x 방향에 따라 P 로 반복되고, y 방향으로 균일하다고 가정하면 2차원 문제로 해석할 수 있다.

그림 2는 TE 평면파가 주기적으로 변화하는 표면에 입사하는 모양을 나타낸다. 평면 $z=0$ 이하의 홈은 다층의 매질로 마들링 할 수 있다. 이 때, 각 층의 두께를 적당히 조절하면 여러 가지 모양의 구조를 근사적으로 마들링 할 수 있다.

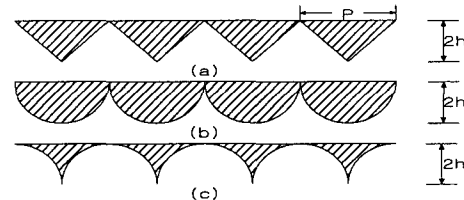


그림 1 여러 가지 형태의 주기적 구조. (a) 톱니형 구조 (b) 오목한 타원형 구조 (c) 볼록한 타원형 구조

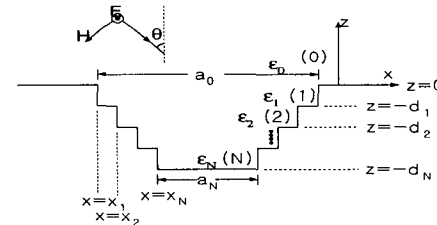


그림 2 톱니형 주기 구조의 근사 마들.

l 번째 층은 $x = x_l$ 에서 시작하고 폭은 a_l 이며, 유전율은 ϵ_l 이다. (0)번째층에서의 전자계는 식 (1)과 같이 Floquet mode의 합으로 나타낼 수 있다 [9].

$$\begin{aligned} \bar{E}_0 &= \hat{y}E_0 \left\{ e^{ik_x x - ik_z z} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n e^{ik_x x + ik_{0zn} z} \right\} \\ \bar{H}_0 &= \frac{E_0}{\omega \mu_0} \left\{ \hat{x} \left\{ k_z e^{ik_x x - ik_z z} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n k_{0zn} e^{ik_x x + ik_{0zn} z} \right\} + \hat{z} \left\{ k_x e^{ik_x x - ik_z z} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n k_{xn} e^{ik_x x + ik_{0zn} z} \right\} \right\} \quad (1) \end{aligned}$$

여기서 $k_x = k_0 \sin \theta$ 와 $k_z = k_0 \cos \theta$ 는 입사 평면파의 파수 성분이다. $k_{xn} = k_x + 2n\pi/P$ 는 n 번째 Floquet 모드 파수의 x 성분이다. $k_{0zn} = \sqrt{k_0^2 - k_{xn}^2}$ 에서 $Im(k_{0zn}) \geq 0$ 이다. R_n 은 입사파의 크기가 1일 때 n 번째 반사 Floquet 모드의 크기이다. 흡의 (l) 번째 층의 전자계는 다음과 같이 평행판 도파관 모드들의 합으로 나타낼 수 있다. [9]

$$\begin{aligned} \bar{E}_l &= \hat{y}E_0 \sum_{m=1}^{\infty} \sin[\gamma_{lm}(x-x_l)] \\ &\quad \times [\alpha_{lm} e^{ik_{lmz} z} + \beta_{lm} e^{-ik_{lmz} z}], \quad 1 \leq l \leq N \\ \bar{H}_l &= \frac{E_0}{\omega \mu_l} \left\{ -\hat{x} \sum_{m=1}^{\infty} k_{lm} \sin[\gamma_{lm}(x-x_l)] \right. \\ &\quad \times [\alpha_{lm} e^{ik_{lmz} z} - \beta_{lm} e^{-ik_{lmz} z}] + \hat{z} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\gamma_{lm}}{i} \right) \\ &\quad \times \cos[\gamma_{lm}(x-x_l)] [\alpha_{lm} e^{ik_{lmz} z} - \beta_{lm} e^{-ik_{lmz} z}] \left. \right\}, \quad 1 \leq l \leq N \quad (2) \end{aligned}$$

여기서 $z_l = z + d_l$, $\gamma_{lm} = m\pi/a_l$ 이고 $k_{lm} = \sqrt{\omega^2 \mu_l \epsilon_l - \gamma_{lm}^2}$ 이고 $Im(k_{lm}) \geq 0$ 을 만족한다. 수식을 간단히 표현하기 위해 계수 벡터 $\bar{\alpha}_l = [\alpha_{l1}, \alpha_{l2}, \dots]^t$, $\bar{\beta}_l = [\beta_{l1}, \beta_{l2}, \dots]^t$, 와 대각행렬 $\bar{K}_l = \text{diag} \{k_{l1}, k_{l2}, \dots\}$ 를 정의한다. $z = -d_l$ 에서 $\bar{\alpha}_l = \bar{R}_{\cap l} \cdot \bar{\beta}_l$ 이다. 여기서 $\bar{R}_{\cap l}$ 은 (l) 층에서의 반사행렬이다. 이것은 하향 전파 계수 벡터가 하향 반사행렬과 곱해지면 상향 전파 계수 벡터가 됨을 의미한다.

모든 Floquet 모드들의 반사계수를 구하기 위해 각 층의 경계면에서 전계 및 자계의 접선 성분이 연속임을 의미하는 네가지 조건을 이용한다.

첫째, 전계의 접선 성분이 $z = -d_l$ 에서 연속이다. 따라서 식 (3)을 만족한다.

$$E_{ly} = \begin{cases} E_{(l+1)y}, & 0 \leq x - x_{l+1} \leq a_{l+1} \\ 0, & \text{elsewhere.} \end{cases} \quad (3)$$

식(2)를 식(3)에 대입하고, 양변에 $(2/a_l) \sin[\gamma_{ln}(x-x_l)]$ 을 곱하여 x 에 대하여 $x_l \leq x \leq x_l + a_l$ 인 범위에서 적분하면 다음식을 얻는다.

$$\begin{aligned} &(\bar{R}_{\cap l} + \bar{I}) \cdot \bar{\beta}_l \\ &= \bar{C}^{(l+1)} \cdot (e^{i\bar{K}_{l+1} h_{l+1}} \cdot \bar{R}_{\cap(l+1)} \cdot e^{i\bar{K}_{l+1} h_{l+1}} \\ &\quad + \bar{I}) \cdot e^{-i\bar{K}_{l+1} h_{l+1}} \cdot \bar{\beta}_{l+1} \quad (4) \end{aligned}$$

여기서 $h_{l+1} = d_{l+1} - d_l$ 이고, 행렬 $\bar{C}^{(l+1)}$ 의 (n, m) 번째 원소는 다음과 같다.

$$C_{nm}^{(l+1)} = \frac{2}{a_l} \int_{x_{l+1}}^{x_{l+1} + a_{l+1}} dx \sin[\gamma_{ln}(x-x_l)] \times \sin[\gamma_{(l+1)m}(x-x_{l+1})] \quad (5)$$

둘째, 자계의 접선 성분이 $z = -d_l$ 에서 연속이다. 따라서 다음식을 만족한다.

$$H_{lx} = H_{(l+1)x}, \quad 0 \leq x - x_{l+1} \leq a_{l+1} \quad (6)$$

식(2)를 식(6)에 대입하고 양변에 $(2/a_{l+1}) \sin[\gamma_{(l+1)n}(x-x_{l+1})]$ 을 곱하여 x 에 대하여 $x_{l+1} \leq x \leq x_{l+1} + a_{l+1}$ 인 범위에서 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} &\bar{D}^{(l+1)} \cdot \frac{\bar{K}_l}{\omega \mu_l} \cdot (\bar{R}_{\cap l} - \bar{I}) \cdot \bar{\beta}_l \\ &= \frac{\bar{K}_{l+1}}{\omega \mu_{l+1}} \cdot (e^{i\bar{K}_{l+1} h_{l+1}} \cdot \bar{R}_{\cap(l+1)} \cdot e^{i\bar{K}_{l+1} h_{l+1}} \\ &\quad - \bar{I}) \cdot e^{-i\bar{K}_{l+1} h_{l+1}} \cdot \bar{\beta}_{l+1} \quad (7) \end{aligned}$$

여기서 행렬 $\bar{D}^{(l+1)}$ 의 (n, m) 번째 원소는 다음식으로 주어진다.

$$D_{nm}^{(l+1)} = \frac{2}{a_{l+1}} \int_{x_{l+1}}^{x_{l+1} + a_{l+1}} dx \sin[\gamma_{lm}(x-x_l)] \times \sin[\gamma_{(l+1)n}(x-x_{l+1})] \quad (8)$$

식 (4)와 식 (7)로부터 반사행렬 $\bar{R}_{\cap l}$ 에 대한 점화식을 얻는다.

평면 $z = -d_N$ 은 도체면이므로 이 곳에서 전계의 접선 성분은 0이므로, $\bar{R}_{\cap N} = -\bar{I}$ 이다. $\bar{R}_{\cap N}$ 을 시작으로 $z = -d_{N-1}, \dots, z = -d_1$ 에서의 반사행렬 $\bar{R}_{\cap N-1}, \dots, \bar{R}_{\cap 1}$ 을 차례로 구할 수 있다.

셋째, 전계의 접선 성분이 $z=0$ 에서 연속이다. 따라서 다음 관계가 만족된다.

$$E_{0y} = \begin{cases} E_{(1)y}, & 0 \leq x - x_1 \leq a_1 \\ 0, & \text{elsewhere.} \end{cases} \quad (9)$$

식 (1)과 식 (2)를 식 (9)에 대입하고, 양변에 $(1/P)e^{-ik_{mx}}$ 를 곱하여 x 에 대하여 $0 \leq x \leq P$ 인 범위에서 적분하면 다음식을 얻는다.

$$\begin{aligned} & (\bar{R} + \bar{I}_1) \\ &= \bar{T} \cdot (e^{i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{R}_{\cap 1} \cdot e^{i\bar{K}_1 h_1} \\ & \quad + \bar{I}) \cdot e^{-i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{\beta}_1 \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 $\bar{R} = [\dots, R_{-1}, R_0, R_1, \dots]^t$ 는 모든 반사계수 $\{R_n\}$ 로 이루어진 벡터이고, $\bar{I}_1 = [\dots, 0, 1, 0, \dots]^t$ 는 입사파 성분만 가지는 벡터, 그리고 행렬 \bar{T} 의 (n, m) 번째 원소는 다음과 같다.

$$T_{nm} = \frac{1}{P} \int_{x_1}^{x_1+a_1} dx e^{-ik_{mx}} \sin[\gamma_{1m}(x-x_1)] \quad (11)$$

넷째, 자계의 접선 성분이 $z=0$ 에서 연속이다. 따라서 다음식을 만족한다.

$$H_{0x} = H_{1x}, \quad 0 \leq x - x_1 \leq a_1 \quad (12)$$

식 (1)과 식 (2)를 식 (12)에 대입하고 양변에 $(2/a_1)\sin[\gamma_{1n}(x-x_1)]$ 을 곱하여 x 에 대하여 $x_1 \leq x \leq x_1 + a_1$ 인 범위에서 적분하면 다음식을 얻는다.

$$\begin{aligned} & \bar{S} \cdot \frac{\bar{K}_0}{\omega\mu_0} \cdot (\bar{R} - \bar{I}_1) \\ &= \frac{\bar{K}_1}{\omega\mu_1} \cdot (e^{i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{R}_{\cap 1} \cdot e^{i\bar{K}_1 h_1} \\ & \quad - \bar{I}) \cdot e^{-i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{\beta}_1 \end{aligned} \quad (13)$$

여기서 행렬 \bar{S} 의 (n, m) 번째 원소는 다음식으로 주어진다.

$$S_{nm} = \frac{2}{a_1} \int_{x_1}^{x_1+a_1} dx \sin[\gamma_{1n}(x-x_1)] e^{ik_{mx}} \quad (14)$$

식 (10)과 식 (13)로부터 다음과 같은 $z=0$ 에서의 반사행렬 \bar{R} 을 얻는다.

$$\begin{aligned} \bar{R} = & \left\{ \bar{T} \cdot (e^{i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{R}_{\cap 1} \cdot e^{i\bar{K}_1 h_1} + \bar{I}) \right. \\ & \cdot (e^{i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{R}_{\cap 1} \cdot e^{i\bar{K}_1 h_1} - \bar{I})^{-1} \\ & \cdot \frac{\mu_1}{\mu_0} \bar{K}_1^{-1} \cdot \bar{S} \cdot \bar{K}_0 - \bar{I} \left. \right\}^{-1} \\ & \cdot \left\{ \bar{T} \cdot (e^{i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{R}_{\cap 1} \cdot e^{i\bar{K}_1 h_1} + \bar{I}) \right. \\ & \cdot (e^{i\bar{K}_1 h_1} \cdot \bar{R}_{\cap 1} \cdot e^{i\bar{K}_1 h_1} - \bar{I})^{-1} \\ & \cdot \frac{\mu_1}{\mu_0} \bar{K}_1^{-1} \cdot \bar{S} \cdot \bar{K}_0 + \bar{I} \left. \right\} \cdot \bar{I}_1 \end{aligned} \quad (15)$$

식 (15)으로부터 모든 Floquet 모드의 반사 계수를 구할 수 있다.

3. 수치 해석 결과 및 고찰

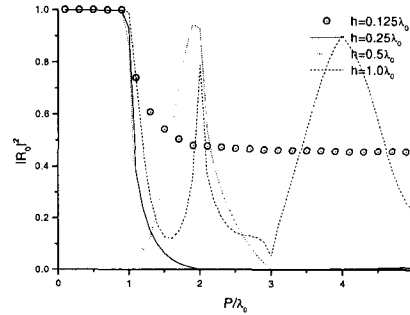


그림 3 그림 3 톱니형 주기 구조($\epsilon_r = \epsilon_0$)의 도체면에 대한 반사파 모드의 전력.

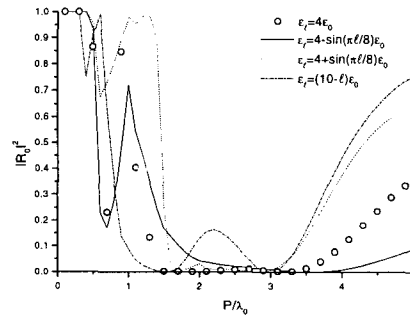


그림 4 단일 및 다층(8층) 유전체로 채워진 톱니형 주기 구조($h=0.25\lambda_0$)에 대한 반사파 모드의 전력.

그림 3은 톱니형 주기 구조의 도체면에 평면파가 수직으로 입사할 때의 영번째 Floquet 모드(zeroth order Floquet mode)의 반사 전력을 나타낸다. 주기대 파장의 비 P/λ_0 가 $0 \leq P/\lambda_0 \leq 1$ 인

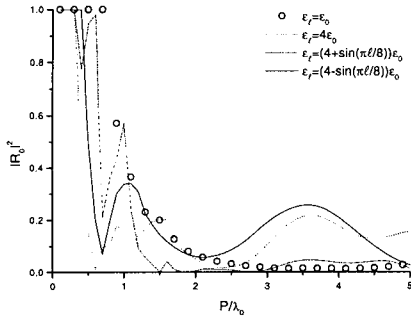


그림 5 입사각이 $\pi/8$ 일 때, 톱니형 주기 구조 ($h=0.25\lambda_0$)에 대한 반사파 모드의 전력.

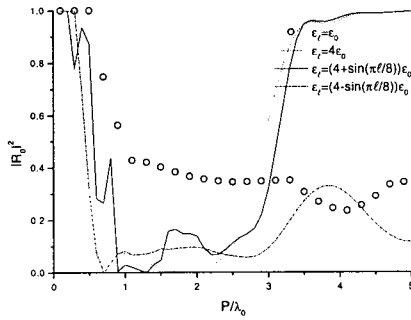


그림 6 입사각이 $\pi/4$ 일 때, 톱니형 주기 구조 ($h=0.25\lambda_0$)에 대한 반사파 모드의 전력.

범위에서 전반사가 일어나고 반사 전력은 홈의 깊이 h 가 $h=0.25\lambda_0$ 일 때를 중심으로 커진다. 또한 깊이 h 가 $0.1\lambda_0$ 로부터 $0.5\lambda_0$ 까지 증가함에 따라 주기의 변화에 따른 반사 전력의 진동은 많아진다. 이것은 파가 깊은 홈을 전파하면서 더 많은 위상 변화를 겪기 때문이다.

그림 4는 도체면을 단일 유전체와 다층 유전체로 채웠을 때, 수직 입사파에 대한 반사파 모드의 전력을 나타낸다. $P/\lambda_0 < 1$ 범위에서 유전율을 잘 조절하면 반사 전력을 상당히 줄일 수 있다. 그림 5과 그림 6은 도체면을 단일 유전체와 다층 유전체로 채운 경우, 입사각 $\pi/8$ 와 $\pi/4$ 에 대한 각각의 반사 전력을 나타낸 것이다. 단일 유전체로 채운 경우, 입사각이 커짐에 따라 반사 전력이 상당히 커진다. 그러나 다층 유전체로 채운 경우, 비교적 넓은 범위의 P/λ_0 값에 대하여 반사 전력이 작다.

4. 결론

모드 매칭법(mode-matching method)을 이용

하여 단일 유전체 및 다층 유전체로 채워진 주기 구조의 도체면에 의한 평면파의 산란 특성을 해석하였다.

홈을 유전체로 채우지 않은 톱니형 주기 구조에 대하여 홈의 깊이가 $h=0.25\lambda_0$ 일 때 반사 특성이 가장 좋다.

주기적 구조의 도체면을 적절한 단일 또는 다층 유전체로 채웠을 때, 유전체로 채우지 않은 경우에 전반사가 일어나는 $0 \leq P/\lambda_0 \leq 1$ 범위에서 반사 전력을 상당히 줄일 수 있다.

위의 결과를 최적화 알고리즘과 함께 이용하면 원하는 반사 특성을 가지는 주기 구조를 설계 할 수 있다.

[참고문헌]

- [1] Akira Ishimaru, "Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering", Prentice-Hall, 1991.
- [2] S. T. Peng, T. Tamir, and H. L. Bertoni, "Theory of periodic dielectric waveguides," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp.123-133, Jan. 1975.
- [3] H. L. Bertoni, L.-H. S. Cheo, and T. Tamir, "Frequency-selective reflection and transmission by a periodic dielectric layer," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 37, pp.78-83, Jan. 1989.
- [4] S.-L. Chuang and J. A. Kong, "Scattering of waves from periodic surfaces," *Proc. IEEE*, vol. 69, pp. 1132-1144, Sept. 1981.
- [5] Y. Okuno and T. Matsuda, "Efficient technique for the numerical solution of diffraction by a Fourier grating," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 4, pt. A, no. 3, pp. 465-472, Mar. 1987.
- [6] 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.
- [7] S. D. Gedney, J. F. Lee, and R. Mittra, "A combined FEM/MoM approach to analyze the plane wave diffraction by arbitrary gratings," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 40, pp.363-370, Feb. 1992.
- [8] J. A. Kong, "Electromagnetic Wave Theory", 2nd ed., Wiley, 1990.
- [9] R. F. Harrington, "Time-Harmonic Electromagnetic Fields", McGraw-Hill, 1993.