DBpia

論文 96-21-10-18

접지된 유전체층 위에 위치한 주기적인 스트립격자 구조에 의한 2차원적인 산란

正會員 高 知 煥**, 白 雲 碩***, 尹 利 虎*, 李 鍾 益*, 趙 雄 熙*,
李 喆 勳*, 洪 在 杓****, 趙 榮 基*, 孫 鉉*

2-Dimensional scattering by a periodic strip grating on a grounded dielectric slab

J. H. Ko**, W. S. Baek***, L. H. Yun*, J. I. Lee*, U. H. Cho*, C. H. Lee*,
J. P. Hong****, Y. K. Cho* and H. Son* *Regular Members*

요 약

접지된 유전체층 위에 있는 주기적인 스트립 격자구조에 임의의 편파를 갖는 평면파가 임의의 각도로 입사할 때의 2차원의 전자기 산란 문제를 벡터 프로켓 모드 전개 방법에 의하여 해석하였다. 미지의 스트립 전류 밀도를 나타내는 체비셰프 다항식의 항수와 공간 고조파의 개수에 따른 해의 수렴도를 조사하였으며 또한 해석결과의 한 예로서 공간고조파 전력의 입사각에 대한 변화를 구하고 기존의 해석 방법에 의한 결과와 비교하였다. 특히 브래그 블레이징 현상과 스트립에서의 특성모드 전류밀도 간의 관계에 대하여 상세하게 논의하였다.

ABSTRACT

2-dimensional scattering problem of electromagnetic waves by a periodic strip grating on a grounded dielectric slab in case of oblique incidence and arbitrary polarization is analyzed by the vector Floquet modal expansion method. Solution convergence versus number of Chebyshev polynomial terms representing the unknown strip current density and number of space harmonics is examined, and some numerical results such as variation of power of

*경북대학교 전자공학과
Dept. of Elec. Eng., Kyungpook Nat'l Univ.
**전자통신연구소
Electronics and Telecommunications Research Institute
***동양대학교 전자제어통신공학부
Dept. of Elec. Cont. Comm. Eng., Dongyang Univ.
****경북산업대학교 전자공학과
Dept. of Elec., Kyungpook Sanup Univ.
論文番號:96166-0605
接受日字:1996年 6月 5日

www.dbpia.co.kr

significant space harmonics(scattered mode) are compared with those obtained by previous method. In particular, the relationship between Bragg blazing phenomena and characterisric mode(current) on the strip is discussed in detail.

Ⅰ. 서 론

초고주파대역이나 밀리미터파대역에서 polarizer나 frequency scanner 또는 twist reflector 등의 응용분야에서 구형홈(rectangular groove)구조의 반사형격자(reflection grating)[1]가 널리 연구되며 사용되어 왔는데 최근에 이러한 구조를, 전자기적인 회절특성의 큰 변화없이, 접지된 유전체위에 놓여진 주기적인 스트립격자구조로 대체할 수 있다는 실험적인 연구결과[2]가 발표되었고 그 후로 이 구조에 대한 많은 연구가 진행되어 왔다[3, 4].

본 구조의 해석방법으로는 공간영역방법(spectral domain method)과 sampling 이론을 결합한 해석방법[5]과 Montgomery에 의하여 제안된 방법[6]으로서 모드전개(modal expansion) 방법이 있는데 본 논문에서는 빠른 수렴도를 갖는 해[7]를 갖도록 기저함수의 전개방식과 testing과정[8]을 적절하게 선택하여 줌으로써 기존의 모드전개 방법을 개선하여 본 논문의 구조해석에 적용하고 동시에 그 결과를 공간영역방법과 sampling이론을 결합한 해석방법[5]에 의한 결과와 비교검토하고자 한다. 그리고 본 연구구조에서 관찰되는 브래그 블레이징 현상[3][4]과 이른바 특성모드(characteristic mode)[9-14]와의 연관성에 대하여 살펴보고자한다.

Ⅱ. 이 론

본 논문에서 해석하고자 하는 구조와 좌표계는 그림 1에 주어진 바와 같다. 도체판으로 접지된 유전체의 두께는 h, 도체스트립의 폭과 주기는 각각 2W와 D라 하고 x〉0인 영역을 영역 (1), −h〈x〈0인 영역을 영역 (2)로 표기하기로 한다. 그리고 입사평면파의 입사각도와 편파를 표기하는데 사용되는 변수 θ와 ϕ, γ는 그림 2에서와 같다.

그림 2에서와 같이 임의의 편파각도 γ를 갖는 평면파가 임의의 입사각도로 그림 1의 반사격자구조를 향하여 입사한다고 하자. 이러한 경우에 각 영역(1)과

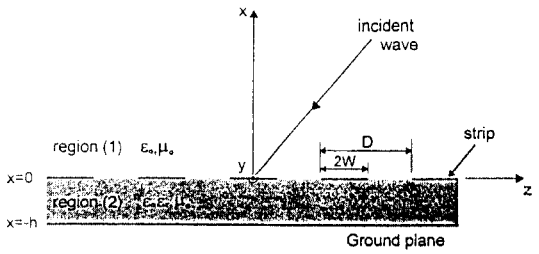


그림 1. 접지된 유전체위의 주기적인 스트립격자구조
Fig 1. Periodic strip grating structure on the grounded dielectric slab

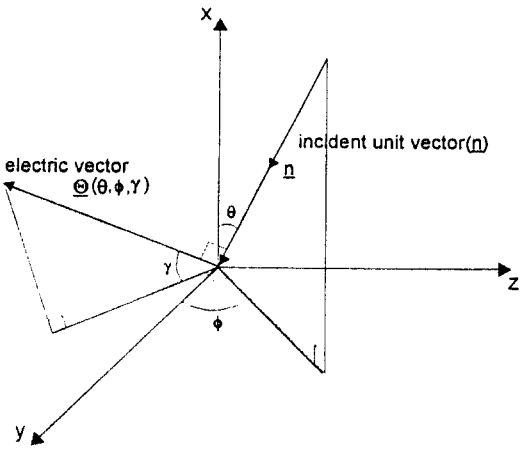


그림 2. 입사각도 (θ, ϕ)와 편파각도 γ
Fig 2. Incidence angle (θ, ϕ) and polarization angle γ

(2)에서의 산란 전자계(scattered electromagnetic field)는 다음과 같이 정의되는 벡터 Floquet 모드들로 전개하여 표현할 수 있다[15].

$$\underline{e'_n} = \frac{\underline{k_{tn}}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} e^{-jk_y y - jk_{tn} z} \tag{1a}$$

$$\underline{h'_n} = \underline{x_o} \times \underline{e'_n} \tag{1b}$$

www.dbpia.co.kr

$$\underline{h_n''} = \underline{e_n'} \tag{2a}$$

$$\underline{e_n''} = \underline{h_n''} \times \underline{x_o} \tag{2b}$$

여기에서 식 (1)의 $\{\underline{e_n'}, \underline{h_n'}\}$은 TM모드를 의미하고, 식 (2)의 $\{\underline{e_n''}, \underline{h_n''}\}$은 TE모드를 의미하며 k_{zn}과 $\underline{k_{tn}}$은 각각

$$k_{zn} = k_z + \frac{2n\pi}{D} \tag{3a}$$

$$\underline{k_{tn}} = k_{zn}\underline{z_o} + k_y\underline{y_o} \tag{3b}$$

$$|\underline{k_{tn}}| = \sqrt{k_{zn}^2 + k_y^2} \tag{3c}$$

로서 주어지며, 여기에서 $\underline{x_o}$, $\underline{y_o}$, $\underline{z_o}$는 각각 x, y, z 방향의 단위벡터를 의미하고 k_y와 k_z는 입사파의 파벡터

$$\underline{k_o} = (k_x, k_y, k_z) = (k_o\cos\theta, -k_o\sin\theta\cos\phi, -k_o\sin\theta\sin\phi) \tag{3d}$$

의 y성분과 z성분을 나타낸다. 이렇게 파벡터를 정의한 것은 뒤에 나오는 식 (20a)와 (21a)로 표현되는 입사파가 스트립격자 구조를 향하여 입사하도록 한것이다.

먼저 영역 (1)에서 산란 전자계의 x방향에 대하여 횡단면 성분(transverse component) 즉 y-z평면성분을 기술하면

$$\underline{E_{t(1)}} = \sum_n [V_{n(1)}'(x)\,\underline{e_n'} + V_{n(1)}''(x)\underline{e_n''}] \tag{4a}$$

$$\underline{H_{t(1)}} = \sum_n [I_{n(1)}'(x)\,\underline{h_n'} + I_{n(1)}''(x)\underline{h_n''}] \tag{4b}$$

, $x > 0$

로 표현되고 계속해서 영역 (2)에서, $x = -h$에서의 경계조건을 만족하는, 횡단면성분의 산란전계를 기술하면

$$\underline{E_{t(2)}} = \sum_n [V_{n(2)}'(x)\,\underline{e_n'} + V_{n(2)}''(x)\underline{e_n''}] \tag{5a}$$

$$\underline{H_{t(2)}} = \sum_n [I_{n(2)}'(x)\,\underline{h_n'} + I_{n(2)}''(x)\underline{h_n''}] \tag{5b}$$

, $-h < x < 0$

로 표현되는데 여기에서 벡터 Floquet모드들의 계수들은 각각

$$V_{n(1)}'(x) = V_{n(1)}'(0)\,e^{-jk_{xn}^{(1)}x} \tag{6a}$$

$$V_{n(1)}''(x) = V_{n(1)}''(0)\,e^{-jk_{xn}^{(1)}x} \tag{6b}$$

$$I_{n(1)}'(x) = Y_{n(1)}'V_{n(1)}'(0)\,e^{-jk_{xn}^{(1)}x} \tag{6c}$$

$$I_{n(1)}''(x) = Y_{n(1)}''V_{n(1)}''(0)\,e^{-jk_{xn}^{(1)}x} \tag{6d}$$

$$V_{n(2)}'(x) = V_{n(2)}'(0)\sin\{k_{xn}^{(2)}(x+h)\}/\sin(k_{xn}^{(2)}h) \tag{6e}$$

$$V_{n(2)}''(x) = V_{n(2)}''(0)\sin\{k_{xn}^{(2)}(x+h)\}/\sin(k_{xn}^{(2)}h) \tag{6f}$$

$$I_{n(2)}'(x) = jY_{n(2)}'V_{n(2)}'(0)\cos\{k_{xn}^{(2)}(x+h)\}/\sin(k_{xn}^{(2)}h) \tag{6g}$$

$$I_{n(2)}''(x) = jY_{n(2)}''V_{n(2)}''(0)\cos\{k_{xn}^{(2)}(x+h)\}/\sin(k_{xn}^{(2)}h) \tag{6h}$$

로서 주어진다. 윗식에서 $k_{xn}^{(1)}$과 $k_{xn}^{(2)}$는 각각 영역(1), (2)에서 x 방향의 파수로서

$$k_{xn}^{(1)} = \sqrt{k_0^2 - k_y^2 - k_{zn}^2} \tag{6i}$$

$$k_{xn}^{(2)} = \sqrt{k_0^2\varepsilon_r - k_y^2 - k_{zn}^2} \tag{6j}$$

을 의미하며 $Y_{n(1)}'$, $Y_{n(1)}''$, $Y_{n(2)}'$와 $Y_{n(2)}''$는 각각

$$Y_{n(1)}' = \frac{\omega\varepsilon_0}{k_{xn}^{(1)}},\quad Y_{n(1)}'' = \frac{k_{xn}^{(1)}}{\omega\mu_0},\quad Y_{n(2)}' = \frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{k_{xn}^{(2)}},\quad Y_{n(2)}'' = \frac{k_{xn}^{(2)}}{\omega\mu_0}$$

로서 주어진다.

식 (4)와 (6a)-(6d)를 이용하여 영역 (1)에서 x 방향에 대한 횡단면 성분 (즉 y와 z 방향성분)의 산란전자계를 구하면

$$E_{y(1)} = \sum_n \left\{ V_{n(1)}'(0)\frac{k_y}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} + V_{n(1)}''(0)\frac{k_{zn}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} \right\} e^{-jk_{xn}^{(1)}x - jk_y y - jk_{zn}z} \tag{7a}$$

$$E_{z(1)} = \sum_n \left\{ V_{n(1)}'(0)\frac{k_{zn}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} - V_{n(1)}''(0)\frac{k_y}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} \right\} e^{-jk_{xn}^{(1)}x - jk_y y - jk_{zn}z} \tag{7b}$$

$$H_{y(1)} = \sum_n \left\{ -V_{n(1)}'(0)\,Y_{n(1)}'\frac{k_{zn}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} + V_{n(1)}''(0)\,Y_{n(1)}''\frac{k_y}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} \right\} e^{-jk_{xn}^{(1)}x - jk_y y - jk_{zn}z} \tag{8a}$$

$$H_{z(1)} = \sum_n \left\{ -V_{n(1)}'(0)\,Y_{n(1)}'\frac{k_y}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}} \right.$$

www.dbpia.co.kr

$$+V''_{n(1)}(0)\,Y''_{n(1)}\frac{k_{zn}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}}\Big\}e^{-jk^{(1)}_{xn}x-jk_y y-jk_{tn}z} \quad (8b)$$

로서 표현되고 마찬가지 방법으로 식 (5)와 (6e)-(6h)를 이용하여 영역 (2)에서 y와 z방향 성분의 산란전자계를 구하면

$$E_{y(2)}=\sum_n[V'_{n(2)}(0)\,k_y+V''_{n(2)}(0)\,k_{zn}]\frac{\sin\{k^{(2)}_{xn}(x+h)\}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}\sin(k^{(2)}_{xn}h)}e^{-j\underline{k_{tn}}\cdot\underline{\rho}} \quad (9a)$$

$$E_{z(2)}=\sum_n[V'_{n(2)}(0)\,k_{zn}-V''_{n(2)}(0)\,k_y]\frac{\sin\{k^{(2)}_{xn}(x+h)\}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}\sin(k^{(2)}_{xn}h)}e^{-j\underline{k_{tn}}\cdot\underline{\rho}} \quad (9b)$$

$$H_{y(2)}=\sum_n(-jV'_{n(2)}(0)\,Y'_{n(2)}k_{zn}+jV''_{n(2)}(0)\,Y''_{n(2)}k_y)\frac{\cos\{k^{(2)}_{xn}(x+h)\}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}\sin(k^{(2)}_{xn}h)}e^{-j\underline{k_{tn}}\cdot\underline{\rho}} \quad (10a)$$

$$H_{z(2)}=\sum_n(jV'_{n(2)}(0)\,Y'_{n(2)}k_y+jV''_{n(2)}(0)\,Y''_{n(2)}k_{zn})\frac{\cos\{k^{(2)}_{xn}(x+h)\}}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}\sin(k^{(2)}_{xn}h)}e^{-j\underline{k_{tn}}\cdot\underline{\rho}} \quad (10b)$$

로 표현되며, 여기에서 $\underline{k_{tn}}$은 식 (3b)로 정의된 바와 같고 $\underline{\rho}$는 $y-z$ 평면에서의 위치벡터($\underline{\rho}=y\,\underline{y_0}+z\,\underline{z_0}$)를 의미한다.

지금까지 우리는 영역 (1), (2)에서 필요한 y와 z방향 성분의 산란전계의 표현식들을 모두 구하였으므로 이제부터는 이러한 표현식들에 적합한 경계조건들을 부과하여 구하고자하는 선형대수 방정식을 얻고자 한다. 먼저 $x=0$에서 전계의 접선성분이 연속이어야 하므로 식 (7a)와 (9a)에서 y방향성분의 전계의 연속조건을, 식 (7b)와 (9b)에서 z방향성분의 전계의 연속조건을 각각 부과하면

$$V'_{n(1)}(0)\,k_y+V''_{n(1)}(0)\,k_{zn}=V'_{n(2)}(0)\,k_y+V''_{n(2)}(0)\,k_{zn} \quad (11a)$$
$$V'_{n(1)}(0)\,k_{zn}-V''_{n(1)}(0)\,k_y=V'_{n(2)}(0)\,k_{zn}+V''_{n(2)}(0)\,k_y \quad (11b)$$

로서 주어지는 표현식을 얻게 되는데 이로부터 다음과 같이 주어지는 결과식을 구하게 된다.

$$V'_{n(1)}(0)=V'_{n(2)}(0) \quad (12a)$$
$$V''_{n(1)}(0)=V''_{n(2)}(0) \quad (12b)$$

계속해서 $x=0$에서 스트립에 흐르는 전류에 의한 자계의 접선성분의 불연속 조건으로부터

$$H_{z(1)}-H_{z(2)}=-J_y \quad (13a)$$
$$H_{y(1)}-H_{z(2)}=J_z \quad (13b)$$

로 주어지는 표현식을 얻게 되는데 여기에서 스트립에 흐르는 미지의 전류를 성분별로, 입사전계에 의하여 주어지는 위상을 고려하여, Chebyshev 다항식과 적합한 가장자리 조건(edge condition)을 만족하는 함수의 곱으로 표현[5]하면 y방향의 전류밀도 J_y와 z방향의 전류밀도 J_z를 각각

$$J_y=e^{-jk_y y-jk_{tz}z}\sum_{\nu=0}^{\infty}A_\nu\frac{T_\nu(\tilde{z}/W)}{\sqrt{1-(\tilde{z}/W)^2}} \quad (14a)$$

$$J_z=e^{-jk_y y-jk_{tz}z}\sum_{u=0}^{\infty}B_u\,T_u(\tilde{z}/W)\sqrt{1-(\tilde{z}/W)^2} \quad (14b)$$

로 놓을 수 있게 되며 여기에서 T_ν는 1종의 Chebyshev 다항식을 의미하고 A_ν와 B_u는 미지의 전개계수이며 $\tilde{z}$는

$$\tilde{z}=z-nD,\ n=1,\ 2,\ 3,\cdots$$

을 의미한다.

식 (13)에서 영역 (1), (2)에서의 자계에 대한 표현식 (8), (10)과 전류밀도의 표현식 (14)를 사용하여, 전류밀도 성분별로 얻게되는 두 개의 결과식의 양변에 $e^{j\frac{2n\pi}{D}z}$를 곱하고 $-W$에서 $+W$까지 적분을 하면, 즉 $\int_{-W}^{W}e^{j\frac{2n\pi}{D}z}dz$의 연산을 행하면 다음과 같이

$$k_y Y'_n V'_{n(1)}(0)+k_{zn}Y''_n V''_{n(1)}(0)=-\sum_{\nu=0}^{\infty}A_\nu H^*_{\nu n}\cdot\frac{|k_{tn}|}{\sqrt{D}} \quad (15a)$$

$$-k_{zn}Y'_n V'_{n(1)}(0)+k_y Y''_n V''_{n(1)}(0)=\sum_{u=0}^{\infty}B_u K^*_{un}\cdot\frac{|k_{tn}|}{\sqrt{D}} \quad (15b)$$

로 주어지는 표현식을 얻게되며 여기에서 Y'_n과 Y''_n은 각각

www.dbpia.co.kr

$$Y'_n = Y'_{n(1)} - jY'_{n(2)}\cot(k_{xn}^{(2)}h) \quad (16a)$$

$$Y''_n = Y''_{n(1)} - jY''_{n(2)}\cot(k_{xn}^{(2)}h) \quad (16b)$$

로 주어지고 $H_{\nu n}^*$과 K_{un}^*의 *(asterisk)는 복소공액(complex conjugate)을 의미하며 $H_{\nu n}$과 K_{un}은 각각

$$H_{\nu n} = \int_{-W}^{W} \frac{T_\nu(\frac{z}{W})}{\sqrt{1-(\frac{z}{W})^2}} e^{-j\frac{2n\pi}{D}z} dz$$

$$= -W(-j)^\nu \pi J_\nu(\frac{2n\pi}{D}W) \quad (17a)$$

$$K_{un} = \int_{-W}^{W} T_u(\frac{z}{W})\sqrt{1-(\frac{z}{W})^2} e^{-j\frac{2n\pi}{D}z} dz \quad (17b)$$

$$= -W(-j)^u \frac{\pi}{2}\left\{(u+1)\frac{J_{u+1}(\frac{2n\pi}{D}W)}{\frac{2n\pi}{D}W} + (u-1)\frac{J_{u-1}(\frac{2n\pi}{D}W)}{\frac{2n\pi}{D}W}\right\}$$

로서 표현되고 여기에서 J_ν는 ν차(order)의 Bessel 함수를 의미한다.

계속해서 식 (15)로부터 $V'_{n(1)}(0)$과 $V''_{n(1)}(0)$을 구하면

$$V'_{n(1)}(0) = \frac{-1}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}\,Y'_n}\left[k_y\sum_\nu A_\nu H_{\nu n}^* + k_{zn}\sum_u B_u K_{un}^*\right] \quad (18a)$$

$$V''_{n(1)}(0) = \frac{-1}{|\underline{k_{tn}}|\sqrt{D}\,Y''_n}\left[k_{zn}\sum_\nu A_\nu H_{\nu n}^* - k_y\sum_u B_u K_{un}^*\right] \quad (18b)$$

로서 주어지는 표현식을 얻게 되는데 이 표현식을 식 (7)에 대입하여 영역 (1), 즉 $x>0$인 영역에서, y 방향과 z 방향 성분의 전계 $E_{y(1)}$과 $E_{z(1)}$을 구하면 각각

$$E_{y(1)} = \sum_n\left[\sum_\nu A_\nu H_{\nu n}^*\left\{\frac{-(k_y^2 Y''_n + k_{zn}^2 Y'_n)}{|\underline{k_{tn}}|^2 D\,Y'_n Y''_n}\right\} + \sum_u B_u K_{un}^*\left\{\frac{-k_y k_{zn}(Y''_n - Y'_n)}{|\underline{k_{tn}}|^2 D\,Y'_n Y''_n}\right\}\right] e^{-jk_{xn}^{(1)}-jk_{y,y}-jk_{tn}z} \quad (19a)$$

$$E_{z(1)} = \sum_n\left[\sum_\nu A_\nu H_{\nu n}^*\left\{\frac{-k_y k_{zn}(Y''_n - Y'_n)}{|\underline{k_{tn}}|^2 D\,Y'_n Y''_n}\right\} + \sum_u B_u K_{un}^*\left\{\frac{-(k_{zn}^2 Y''_n + k_y^2 Y'_n)}{|\underline{k_{tn}}|^2 D\,Y'_n Y''_n}\right\}\right] e^{-jk_{xn}^{(1)}-jk_{y,y}-jk_{tn}z} \quad (19b)$$

와 같이 표현된다.

주기적인 스트립 구조가 제거된 상태, 즉 접지된 유전체만 있을 때 영역 (1)에서 y 방향과 z 방향 성분(횡단면 성분)의 입사전계 및 반사전계는 다음과 같이 TM과 TE의 두 경우로 나누어서 기술된다[15]. 먼저 TM의 경우의 횡단면 성분의 입사전계 $\underline{E'_i}$와 반사전계 $\underline{E'_r}$은 각각

$$\underline{E'_i} = (E'_{yi}\,\underline{y_0} + E'_{zi}\,\underline{z_0})\,e^{jk_{x0}^{(1)}x - jk_{y,y} - jk_{tz}} \quad (20a)$$

$$\underline{E'_r} = -(E'_{yi}\,\underline{y_0} + E'_{zi}\,\underline{z_0})\,R^{TM} e^{-jk_{x0}^{(1)}x - jk_{y,y} - jk_{tz}} \quad (20b)$$

로 표현되며, TE의 경우에 해당되는 횡단면 성분의 입사전계 $\underline{E''_i}$와 반사전계 $\underline{E''_r}$은 각각

$$\underline{E''_i} = (E''_{yi}\,\underline{y_0} + E''_{zi}\,\underline{z_0})\,e^{jk_{x0}^{(1)}x - jk_{y,y} - jk_{tz}} \quad (21a)$$

$$\underline{E''_r} = (E''_{yi}\,\underline{y_0} + E''_{zi}\,\underline{z_0})\,R^{TE} e^{-jk_{x0}^{(1)}x - jk_{y,y} - jk_{tz}} \quad (21b)$$

로 표현되는 데 여기에서 R^{TM}과 R^{TE}는 주기적인 스트립구조가 제거된 상태에서, 접지된 유전체 경계면에서의 TM과 TE의 경우에 해당되는 반사계수로서

$$R^{TM} = \frac{k_{x0}^{(1)}\varepsilon_r - jk_{x0}^{(2)}\tan(k_{x0}^{(2)}h)}{k_{x0}^{(1)}\varepsilon_r + jk_{x0}^{(2)}\tan(k_{x0}^{(2)}h)} \quad (22a)$$

$$R^{TE} = \frac{k_{x0}^{(1)} + jk_{x0}^{(2)}\cot(k_{x0}^{(2)}h)}{k_{x0}^{(1)} - jk_{x0}^{(2)}\cot(k_{x0}^{(2)}h)} \quad (22b)$$

와 같이 주어지고 위의 표현식 (20)-(22)에서 사용된 $k_{x0}^{(1)}$은 식 (6i)에서 $n=0$인 경우를 의미하므로 식 (3d)에 주어진 입사전계의 x 방향성분의 파수 k_x와 동일하며 $k_{x0}^{(2)}$는 식 (6j)에서 $n=0$인 경우에 해당된다. 따라서 스트립이 제거된 상태에서 접지된 유전체 표면에서의 총 전계의 횡단면 성분 $\underline{E}(0, y, z)$는 TE와 TM 각 경우의 총전계(입사전계와 반사전계의 합)의 합으로서

$$\underline{E}(0, y, z) = \{(E'_{yi}\,\underline{y_0} + E'_{zi}\,\underline{z_0})(1 - R_{TM}) + (E''_{yi}\,\underline{y_0} + E''_{zi}\,\underline{z_0})(1 + R^{TE})\}\,e^{-jk_{y,y}-jk_{tz}} \quad (23)$$

www.dbpia.co.kr

와 같이 표현된다. 그림 2에서와 같이 임의의 편파각도 γ를 갖고 임의의 입사각도로 입사하는 평면파는 $x=0$에서의 유전체표면에 대하여 TM파와 TE파의 경우로 쉽게 나누어 기술할 수 있으므로 식 (20)과 (21)에서의 E'_{yi}와 E'_{zi}, E''_{zi}와 E''_{zi}는 모두 기지수로서 주어지게 된다.

최종적으로 도체 스트립 표면상에서는 식 (19)의 산란파 전계와 식 (23)에 주어진, 스트립이 제거된 상태에서 접지된 유전체 표면에서의 총전계의 합이 영이 되어야 하므로 이러한 경계조건을 y 방향과 z 방향의 성분별로 부과하여 얻어지는 결과식의 양변에 $e^{-j\frac{2n\pi}{D}z}$를 곱하고 $-W$에서 W까지 적분하면, 즉 $\int_{-W}^{W} e^{-j\frac{(2n\pi)}{D}z}\,dz$의 연산에 해당되는 testing 과정을 거치고 나서 미지의 전류밀도(식 (14)에 주어진)의 전개계수를 열행렬(column matrix)로 표현될 수 있도록 정리하면 다음과 같은 두 개의 표현식을 얻게 된다.

$$\sum_{v} Z_{sv} A_v + \sum_{u} Z_{su} B_u = S_{so} \tag{24a}$$

$$\sum_{v} Z_{tv} A_v + \sum_{u} Z_{tu} B_u = S_{to} \tag{24b}$$

여기에서 행렬요소(matrix element)인 Z_{sv}, Z_{su}, Z_{tv}, Z_{tu}와 source항인 S_{so}와 S_{to}는 각각

$$Z_{sv} = \sum_{n} H^*_{sn} H_{vn} \left\{ \frac{k_y^2 Y'' + k_{zn}^2 Y'}{D\,|\underline{k_{tn}}|^2\, Y' Y''} \right\} \tag{25a}$$

$$Z_{su} = \sum_{n} H_{sn} K^*_{un} \left\{ \frac{k_y k_{zn} (Y'' - Y')}{D\,|\underline{k_{tn}}|^2\, Y' Y''} \right\} \tag{25b}$$

$$Z_{tv} = \sum_{n} K_{tn} K^*_{vn} \left\{ \frac{k_y k_{zn} (Y'' - Y')}{D\,|\underline{k_{tn}}|^2\, Y' Y''} \right\} \tag{25c}$$

$$Z_{tu} = \sum_{n} K_{tn} K^*_{un} \left\{ \frac{k_{zn}^2 Y'' + k_y^2 Y'}{D\,|\underline{k_{tn}}|^2\, Y' Y''} \right\} \tag{25d}$$

$$S_{so} = \{ E''_{yi} (1 + R^{TE}) + E'_{yi} (1 - R^{TM}) \} H_{so} \tag{25e}$$

$$S_{to} = \{ E''_{zi} (1 + R^{TE}) + E'_{zi} (1 - R^{TM}) \} K_{to} \tag{25f}$$

로서 주어지며, H_{so}와 K_{to}는 식 (17)에서 정의된 바와 같다.

지금까지 구한 식 (24)의 선형 대수방정식을 풀면 미지 전류밀도의 전개계수 A_v와 B_u를 구하게 되고 이로부터 식 (12)와 (18)을 이용하여 모든 계수 $V'_{n(1)}(0)$, $V''_{n(1)}(0)$, $V'_{n(2)}(0)$와 $V''_{n(2)}(0)$를 알게되고 계속해서 이러한 결과를 식 (7)-(10)에서 사용하게 되면 영역 (1), (2)의 모든 영역에서의 전자계를 기술하게 된다.

이제까지는 그림 1의 구조에 대하여 반사격자(reflection grating) 관점에서의 산란(electromagnetic scattering) 문제에 관하여 논의하였다. 이러한 산란문제는 그림 1의 구조의 특성방정식(또는 초월방정식), 즉 동차방정식(homogeneous equation)의 근을 풀어서 얻게 되는 누설파 안테나 관점에서의 복사패턴과 밀접한 관계[3][4]에 있다. 이 경우의 특성방정식은 행렬형태로 표현하면(식 (24)에서 우변의 source항인 S_{so}와 S_{to}를 영으로 놓음으로써)

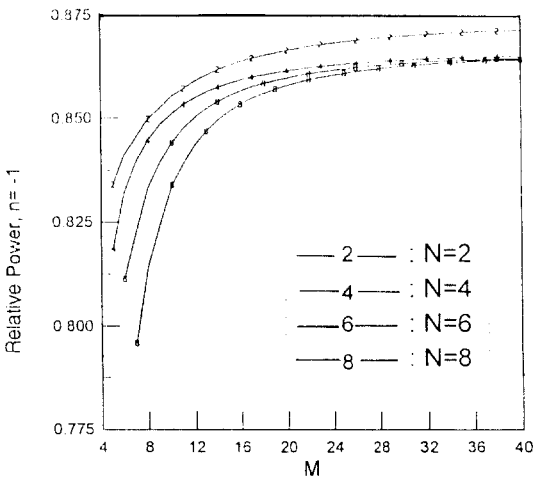
$$\begin{bmatrix} & & \\ Zsv & Zsu & \\ & & \\ & & \\ Z_{tv} & Z_{tu} & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_v \\ \vdots \\ A_{n-1} \\ B_1 \\ \vdots \\ B_u \\ \vdots \\ B_{N-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \tag{26}$$

와 같이 주어지는데 동차방정식이 영이 아닌 해를 갖기 위해서는 행렬식(determinant)이 영이 되어야 하므로 이러한 조건으로부터 복소량의 특성근(전파상수)을 수치적으로 구하게 되고 다시 이를 이용하여 미지 전류의 전개계수 A_v 및 B_u를 구하게 되고 계속해서 이로부터 누설파안테나의 복사패턴[5]을 구하게 되는 것이다. 여기에서는 주로 임의의 편파각도를 갖고 임의의 입사각도로 입사하는 평면파에 대한 산란문제를 벡터 Floquet 모드전개(modal expansion)를 이용하여 기술하는 방법을 제시하는데 그 목표를 두고 있으므로 누설파(leaky wave)에 대해서는, 누설파의 전파상수가 y 방향과 z 방향성분을 모두 갖게 되는 경우[5]에 대하여는 생략키로 하고 TE(식 (26)에서 오직 Z_{sv}만이 영이 아닌 경우) 즉, 누설파의 전파상수가 오로지 z 방향성분만을 갖게 되는 경우에 대한 스트립에서의 전류밀도분포와 복사패턴의 계산결과를, 공간영역 방법(spectral domain method)과 sampling이론을 결합한 해석방법[5]에 의한 결과와 비교하여 제시하고자 한다.

www.dbpia.co.kr

Ⅲ. 해석결과 및 검토

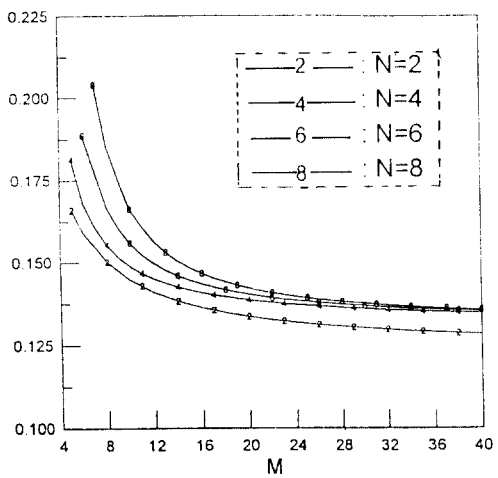
본 절에서는 앞에서 논의한 벡터 Floquet 모드전개(vector Floquet modal expansion) 방법에 의하여 얻은 해석결과들을, 공간영역 방법(spectral domain method)과 sampling 이론을 결합한 해석방법[5]에 의하여 얻은 결과와 비교검토하고자 한다. 먼저 본 논문에서 제시한 해석방법에 의하여 구한 해의 수렴도를 검토하기 위하여 그림 1의 구조에서, 영역 (2)의 상대유전율 ε_r을 $\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$(λ: 자유공간파장), $2W = 0.5D$, $h/D = 0.209558$로 하여 $\theta = 30°$, $\phi = -70°$, 편파각도 γ가 $\gamma = 0°$인 경우(그림 2를 참조)에 대하여, 입사파전력으로 정규화된, n=0의 산란파전력 $P_{n=0}$과 n=-1의 산란파전력 $P_{n=-1}$의 계산결과를, 공간조화함수(space harmonics)의 갯수를 가로축으로 하고 Chebyshev 다항식의 함수 N을 매개변수(parameter)로 하여, 그림 3에 도시하였다. 그림 3에서 보듯이 M(실제의 공간조화함수의 갯수는 2M+1이다)이 증가할수록 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$에 대한 계산결과는 어떤 일정한 값으로 수렴해 가고 있음을 알 수 있다. 실제의 계산에 있어서 Chebyshev 다항식의 함수 N을 7 정도, M을 M=4N 정도로 하여 선택하면 매우 정확한 해를 얻게 되므로 이어서 뒤에 나오는 모든 계산결과를 구함에 있어서 이러한 조건을 만족하도록 선택하였다.



(b)

그림 3. Chebyshev 다항식의 항의 갯수 N과 공간조화함수(space harmonics)의 갯수 (2M+1)의 증가에 대한 산란파전력 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$의 수렴도
($\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$, $2W = 0.5D$, $h/D = 0.209558$, $\theta = 30°$, $\phi = -70°$, $\gamma = 0°$)
(a) $P_{n=0}$ (b) $P_{n=-1}$

Fig 3. Solution convergence of relative scattered power, $P_{n=0}$ and $P_{n=-1}$, versus number of space harmonics(2M+1) with number of Chebyshev polynomial terms N as parameters.
(a) $P_{n=0}$ (b) $P_{n=-1}$



(a)

또한 본 논문의 구조(그림 1)의 산란특성에 대하여 조사해 보기 위하여, $\varepsilon_r = 2.57$이고 D/L=1.0 (여기에서 L은 자유공간파장 λ를 의미한다) $W/D = 9.38965 \times 10^{-2}$, $h/D = 0.511219$의 기하학적인 칫수에 대하여 $\phi = -80°$이고 편파각도가 $\gamma = 11.5655°$인 경우에 본 논문에서 제시한, 모드전개(modal expansion) 방법을 이용하여 산란특성에 대한 해를 먼저 구하고 이 결과를, 공간영역(spectral domain) 방법과 sampling이론을 결합하여 해석하는 방법[5]에 의하여 구한 결과와 비교하여 잘 일치함을 확인하였다(그림 4). 그림 4의 결과를 얻을 때 사용된 좌표계는 그림 5에 주어진 바와 같은데, 그림 5에서는 한 예로서 $\phi = +80°$의 각도를 보여주고 있다. 그러니까 그림 4에 주어진 결과는 $\phi = -80°$일 때 n=0과 n=-1의 회절파(또는 산란파) 전력을 θ의 함수로 표현한 것이다. 그림 4의 결과를

www.dbpia.co.kr

계산할 때는 Chebyshev 다항식의 함수는 7개로 하고 공간고조파(space harmonics)의 갯수는 121개로 선택하였는데 그림 4에서 보듯이 매우 정확한 결과를 얻게 됨을 확인할 수 있다. 그리고 누설파 안테나(leaky wave antenna) 관점에서 $\varepsilon_r = 2.57$, W/D = 0.2, W/D = 0.2, D/L = 1.0, $h/D = 0.4$인 경우에 누설파의 진행방향이 $\phi = 90°$일 때(그림 5에서) 식 (26)의 특성방정식을 풀어서 z방향의 복소전파상수를 계산하여 복사패턴을 계산하여[3][4][16] 기존의 공간영역 방법과 sampling 이론을 결합한 방법[5]에 의하여 구한 결과와 그림 6(a)에 비교하여 도시하였다. 역시 좋은 일치를 확인할 수 있었다. 또한 그림 6(a)의 기하학적인 칫수와 영역 (2)의 상대유전율 ε_r을 동일하게 유지한 채로 본 논문에서의 모드전개 방법을 사용하여 스트립에 흐르는 전류밀도를 구한 결과에 2 Y_o(Y_o는 자유공간의 어드미턴스)를 곱하여 정규화한 결과를 참고문헌[5]의 해석방법에 의한 결과와 그림 6(b)에 비교하여 보았는데 좋은 일치를 보이고 있음을 알 수 있었다. 그리고 계속해서 기하학적인 칫수와 영역 (2)의 상대유전율 ε_r을 동일하게 유지하고 $\phi = -80°$, 편파각도 $\gamma = 52.35198°$로 하여, 본 논문에서 제시한 모드전개 방법

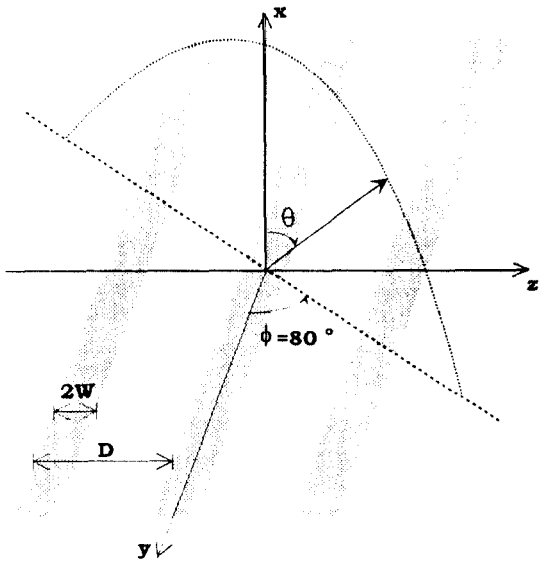


그림 5. 누설파의 진행방향과 산란특성을 기술하기 위한 좌표계

Fig 5. Propagation direction of guided leaky wave and coordintate system for scattering pattern

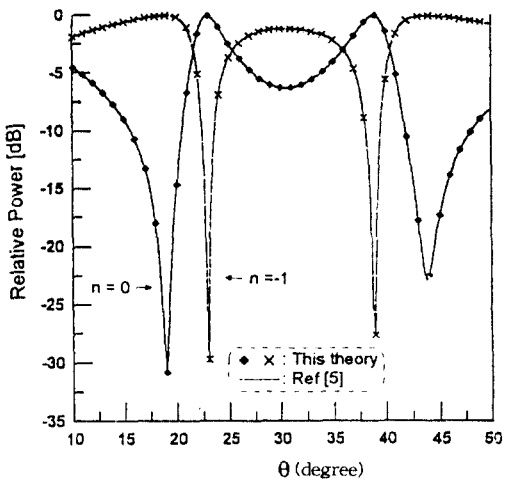


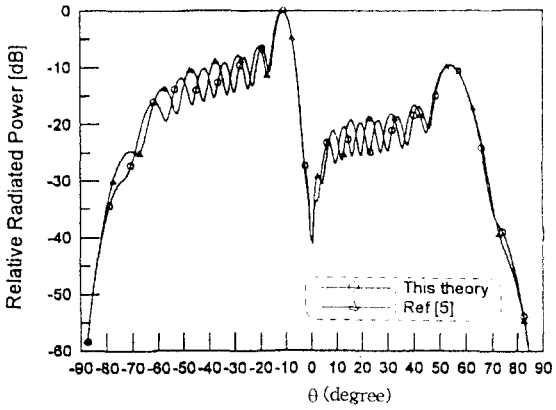
그림 4. θ에 대한 산란파상대전력 $P_{n=0}$, $P_{n=-1}$
($\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$, $2W = 0.188D$, $h/D = 0.511219$, $\phi = -80°$, $\gamma = 11.5655°$)

Fig 4. Relative powers of $P_{n=0}$ and $P_{n=-1}$ versus θ
($\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$, $2W = 0.188D$, $h/D = 0.511219$, $\phi = -80°$, $\gamma = 11.5655°$)

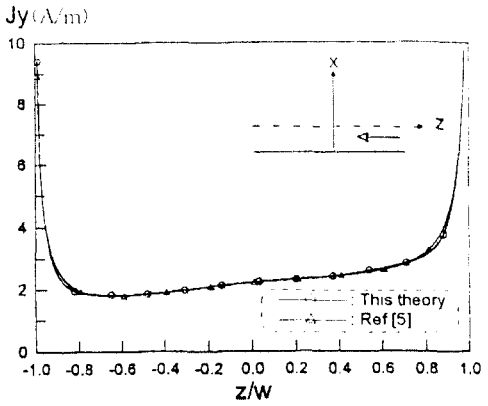
을 사용하여 산란특성을 계산한 결과를 그림 7에 기존의 해석방법[5]에 의하여 구한 결과와 비교하여 도시하였다. 지금까지의 결과로 보아서 본 논문에서 제시한 모드전개 방법도 기존의 공간영역 방법과 sampling 이론을 결합한 해석방법에 못지 않은 정확한 해를 주고 있음을 확인할 수 있었다. 그림 6과 7의 결과를 얻을 때는 Chebyshev 다항식의 항수는 7개로 하고 공간고조파의 갯수는 141개로 하여 계산하였다.

또한 영역 (2)의 상대유전율이 $\varepsilon_r = 2.57$이고, 기하학적인 칫수가 $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.1$, $h/D = 0.204502$일 때 $\phi = 90°$, $\gamma = 0°$(이것은 TE의 경우에 해당된다)로 하여 산란특성 즉 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$을 계산하여 그 결과를 그림 8(a)에 도시하였다. 이 결과를 얻는 과정에서는 Chebyshev 다항식의 항수 N은 7로 하고 공간조화함수(space harmonics)의 갯수는 $2 \times M(=42) + 1 = 85$로 선택하였다. 그림 8(a)에서 보듯이 $\theta = 30°$일 때 Bragg blazing[3]이 일어남을 알 수 있는데, 이러한 Bragg blazing이 일어나는 Bragg 각도 즉 $\theta = 30°$에서 TE의 평면파를 입사한 경우에 스트립에 흐르는 전류

www.dbpia.co.kr



(a)



(b)

그림 6. 누설파안테나 관점에서의 복사패턴과 스트립상의 정규화된 전류밀도분포
($\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$, $2W = 0.4D$, $h/D = 0.4$, $\phi = 90°$, $\gamma = 11.5655°$)
(a) 복사패턴
(b) 스트립상의 정규화된 전류밀도분포

Fig 6. Radiation pattern and distribution of the normalized strip current density from the viewpoint of leaky wave antenna
($\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$, $2W = 0.4D$, $h/D = 0.4$, $\phi = 90°$, $\gamma = 11.5655°$)
(a) Radiation pattern
(b) Distribution of the normalized strip current density

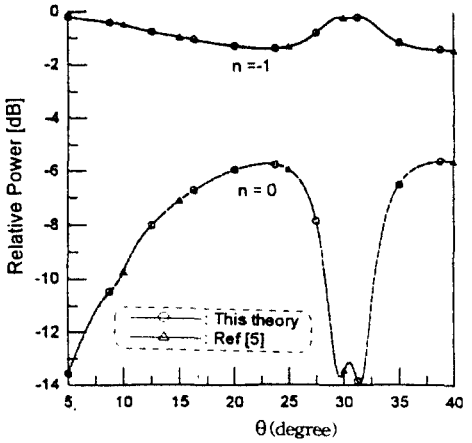


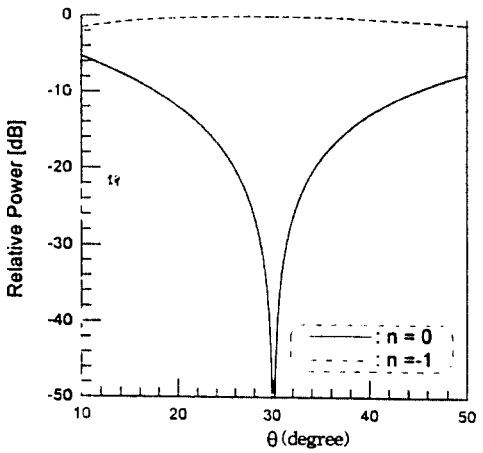
그림 7. θ에 대한 산란파 상대전력 $P_{n=0}$, $P_{n=-1}$
($\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$, $2W = 0.4D$, $h/D = 0.4$, $\phi = -80°$, $\gamma = 52.35198°$)

Fig 7. Relative powers of $P_{n=0}$ and $P_{n=-1}$ versus θ
($\varepsilon_r = 2.57$, $D = \lambda$, $2W = 0.4D$, $h/D = 0.4$, $\phi = -80°$, $\gamma = 52.35198°$)

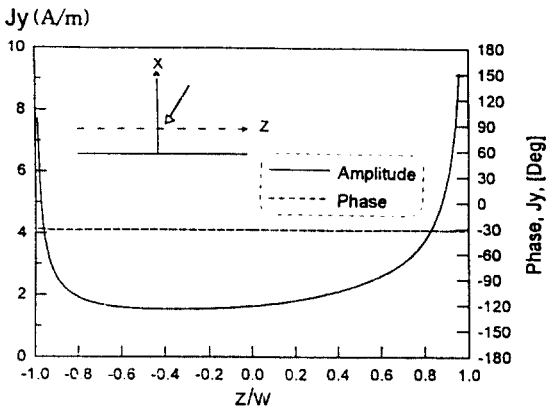
의 크기와 위상을 구한 결과를 그림 8(b)에 도시하였다. 그림 8(b)에서 볼 수 있듯이 전류의 크기는 스트립의 폭에 걸쳐서 변화하는데 반하여, 전류의 위상은 스트립의 폭에 걸쳐서 일정함을 확인할 수 있다. 바로 이러한 전류는 스트립에 걸쳐 일정한 위상을 갖는 전계(electric field)를 만들어 주기 때문에 "특성모드(characteristic mode)"[9-14]라고 한다. 즉 접지된 유전체 층으로 장하된 스트립 격자 구조에서의 특성모드인 것이다.

지금 논의하고 있는 결과를 얻는데 사용되었던 유전체 두께 h는 $h = 0.204502D$였음을 주목할 필요가 있다. 이러한 경우에 스트립과 접지판사이의 유전체 층을 평행평판 도파관(유전체로 채워진) 구조로 생각하면 최저차의 TE 모드(lowest TE mode)가 차단상태(cutoff)에 있음을 알 수 있다. 이러한 상태에서 본 논문의 구조는 기존의 구형 홈(rectangular groove) 구조의 격자와 동일한 전자기학적인 산란특성[17]을 지니게 되고 동시에 누설파(leaky wave)가 도파될 수 없게 된다. 이러한 상황하에서 Bragg 각도에서 TE의 평면파를 입사하게 되면 스트립상에서 특성모드의 전류밀도 분포를 얻게 되는 것이다. "만일에 스트립과 접

www.dbpia.co.kr



(a)



(b)

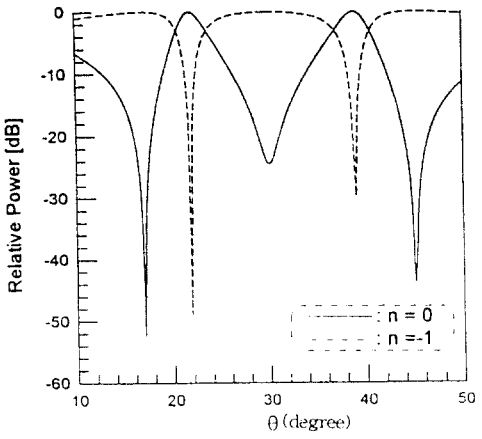
그림 8. 산란특성과 스트립에서의 전류밀도 분포
($\varepsilon_r=2.57$, $D/\lambda=1.0$, $W/D=0.1$, $h/D=0.204502$, $\phi=90°$, $\gamma=0°$)
(a) 산란특성, $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$
(b) 스트립에서의 전류밀도 분포

Fig 8. Scattering characteristics and distribution of strip current density
($\varepsilon_r=2.57$, $D/\lambda=1.0$, $W/D=0.1$, $h/D=0.204502$, $\phi=90°$, $\gamma=0°$)
(a) Scattering characteristics, $P_{n=0}$ and $P_{n=-1}$
(b) Distribution of strip current density

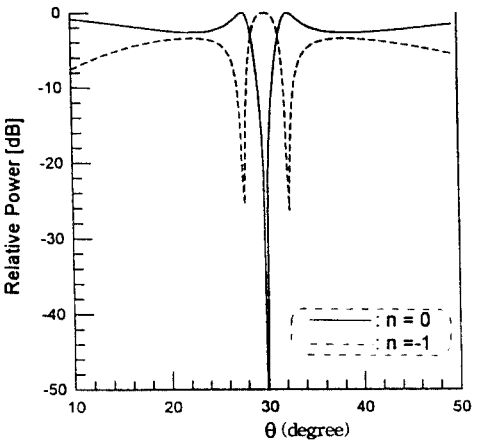
지판사이의 평행평판 도파관 영역에서 최저차의 TE 모드(lowest TE mode)가 도파가능한 경우에도 특성모드의 전류밀도 분포를 얻을 수 있을까?"라는 질문에 대한 답을 얻기 위하여 영역 (2)의 상대유전율 ε_r은 $\varepsilon_r=2.57$, $D/\lambda=1.0$은 그대로 두고 $W/D=0.148$, $h/D=0.5236$으로 하여 산란특성 즉 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$을 계산하여 그 결과를 그림 9(a)에 도시하였는데 Bragg 각도 즉 $\theta=30°$에서의 Bragg blazing의 dip이 충분히 떨어지지 않는다는 것을 알 수 있다. 물론 대략 17°와 45° 근처에서의 Off-Bragg현상[1]도 관찰되고 있다. Bragg blazing의 dip이 충분히 떨어지지 않는다는 것은 입사파의 전력이 $n=-1$의 공간고조파의 전력으로 100% 변환되지 않는다는 것을 의미하며 단면공진조건[18]에서 어느 정도 벗어나 있다는 것을 의미한다. 이러한 경우에도 Bragg 각도 즉 $\theta=30°$에서 TE 평면파를 입사하면 그림 9(b)에서 보는 바와 같이 특성모드의 전류분포를 얻을 수 있다. Off-Bragg 각도에서 입사할 경우에는 특성모드의 전류분포를 얻을 수 없다. 그림 9의 결과를 얻을 때는 Chebyshev 다항식의 항수 N은 7로 하고 공간조화함수의 개수는 $2M+1=57$로 하여 계산하였다. 이어서 나오는 그림 10과 11의 결과를 얻을 때에도 이러한 조건하에서 계산된 것이다.

지금까지는 TE의 경우에 관찰되는 특성모드(characteristic mode)의 전류에 대하여 살펴보았는데 이제부터는 TM의 경우에 해당되는 특성모드의 전류에 대하여 살펴보고자 한다. 먼저 영역 (2)에서의 상대유전율 ε_r을 $\varepsilon_r=2.57$로 하고 기하학적인 칫수를 $D/\lambda=1.0$, $W/D=0.27$, $h/D=0.399587$로 하여 $\phi=90°$, $\gamma=90°$ (이는 TM의 경우에 해당된다)인 경우에 대하여 산란특성 즉 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$을 계산하여 그 결과를 그림 10(a)에 도시하였다. 그림에서 보듯이 $\theta=30°$일 때 Bragg blazing이 일어남을 알 수 있다. $h/D=0.399587$이므로 스트립과 접지판사이의 평행평판 도파구조(유전체로 채워진)에서 TEM과 TM_{10} 모드의 두 모드가 도파할 수 있다. 앞에서 논의했던 TE의 경우에는 가장 낮은 차수의 모드(lowest TE mode)인 TE_{10} 모드가 차단상태(cutoff)에 있거나 TE_{10} 모드만이 도파하는 경우에 대하여 살펴 보았는데 TM의 경우에는 두 모드가 도파하는 상황에서만 Bragg blazing이 관찰된다. 이러한 Bragg blazing이 일어나는 Bragg 각도 즉 $\theta=30°$로 TM 평면파를 입사하게 되면 그림 10(b)에

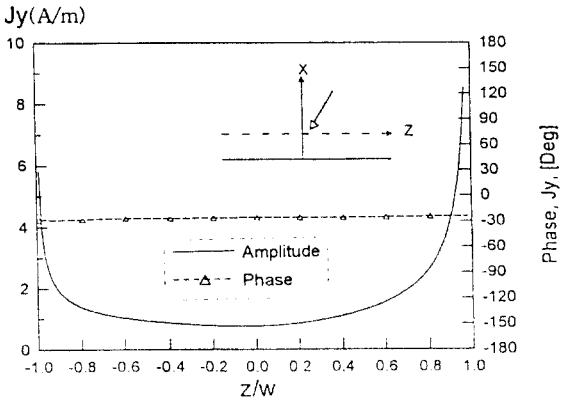
www.dbpia.co.kr



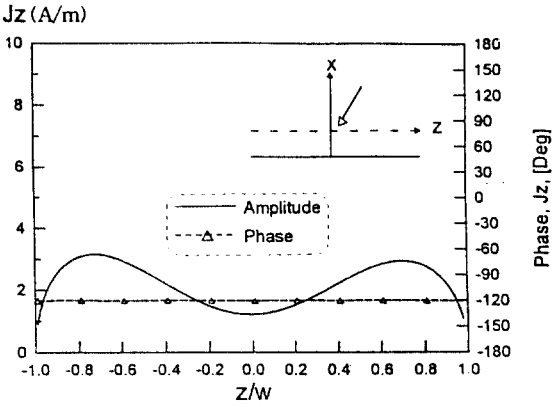
(a)



(a)



(b)



(b)

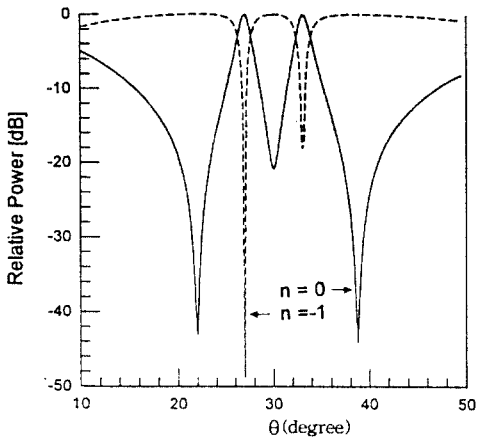
그림 9. 산란특성과 스트립에서의 전류밀도 분포
($\varepsilon_r = 2.57$, $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.148$, $h/D = 0.5236$)
(a) 산란특성, $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$
(b) 스트립에서의 전류밀도 분포

Fig 9. Scattering characteristics and distribution of strip current density
($\varepsilon_r = 2.57$, $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.148$, $h/D = 0.5236$)
(a) Scattering characteristics, $P_{n=0}$ and $P_{n=-1}$
(b) Distribution of strip current density

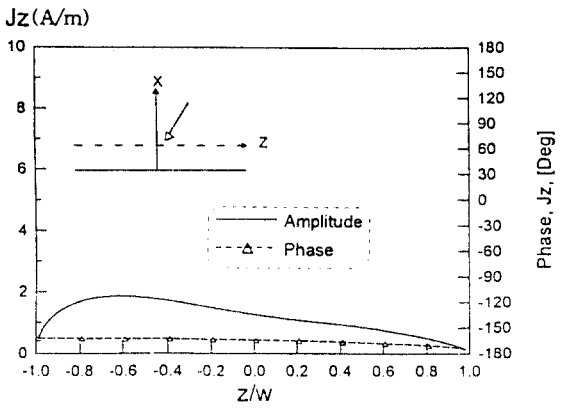
그림 10. 산란특성과 스트립에서의 전류밀도 분포
($\varepsilon_r = 2.57$, $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.27$, $h/D = 0.399587$, $\phi = 90°$, $\gamma = 90°$)
(a) 산란특성, $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$
(b) 스트립에서의 전류밀도 분포

Fig 10. Scattering characteristics and distribution of strip current density
($\varepsilon_r = 2.57$, $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.27$, $h/D = 0.399587$, $\phi = 90°$, $\gamma = 90°$)
(a) Scattering characteristics, $P_{n=0}$ and $P_{n=-1}$
(b) Distribution of strip current density

www.dbpia.co.kr



(a)



(b)

그림 11. 산란특성과 스트립에서의 전류밀도 분포
($\varepsilon_r = 2.57$, $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.26$, $h/D = 0.452344$)
(a) 산란특성, $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$
(b) 스트립에서의 전류밀도 분포

Fig 11. Scattering characteristics and distribution of strip current density
($\varepsilon_r = 2.57$, $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.26$, $h/D = 0.452344$)
(a) Scattering characteristics, $P_{n=0}$ and $P_{n=-1}$
(b) Distribution of strip current density

서와 같은 특성모드의 전류를 얻게 된다.

또한 Off-Bragg현상이 존재하는 상황에서 Bragg 각도에서 TM 평면파를 입사하게 될 때의 특성모드(characteristic mode)의 전류밀도 분포를 조사하기 위하여, 영역 (2)의 상대유전율 ε_r을 $\varepsilon_r = 2.57$로 하고, 기하학적인 칫수를 $D/\lambda = 1.0$, $W/D = 0.26$, $h/D = 0.452344$로 하여 산란특성 즉 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$을 계산하여 그 결과를 그림 11(a)에 도시하였는데 대략 22°와 39° 근처에서 Off-Bragg 현상이 일어나고 있음을 관찰할 수 있다. 전술한 바와 같이 Off-Bragg 각도에서 평면파를 입사하게 되는 경우에는 특성모드의 전류를 관찰할 수 없으므로 Bragg 각도 즉 $\theta = 30°$에서 TM 평면파를 입사하여 보았는데 이 경우의 스트립상에서의 전류밀도 분포는 그림 11(b)에 주어진 바와 같다. 위상에 약간의 기울기가 관찰되지만 이 기울기는 무시할 수 있으므로 특성모드의 전류분포라 생각할 수 있다. 참고로 TM의 경우에는, TE의 경우와는 달리, 스트립의 폭 2W가 어느 정도 커야 Bragg blazing이 관찰되었다는 점도 기록의 가치가 있을 것으로 생각한다.

현재까지 스트립격자 구조의 특성모드에 관한 연구로는 Richmond[9]의 결과만이 보고된 바 있고 최근에 평행평판 도파관의 윗면에 여러개의 슬롯이 있는 경우의 특성모드에 대한 연구결과[14]가 발표된 바 있는데 현재까지 Bragg blazing 현상과 관련되어 발표된 적은 없었다.

Ⅳ. 결 론

본 논문에서는 접지된 판상의 유전체면 위에 놓여 있는 주기적인 스트립 격자 구조에 임의의 편파 각도를 갖는 평면파가 입사할 때의 전자기적인 산란문제를 벡터 Floquet 모드전개(modal expansion)를 이용하여 해석하는 방법을 다루어 보았다. 먼저 반사격자의 관점에서의 산란문제에 관한 해의 수렴도를 조사하여 해석방법의 타당성을 검토하였고 동시에 본 논문에서의 해석방법으로 구한 결과들을 기존의, 공간영역 방법과 sampling 이론을 결합하여 해석하는 방법에 의한 결과와 비교하여 잘 일치함을 확인하였다. 그리고 반사격자 구조로서 스트립에서의 특성모드(characteristic mode)의 전류분포와 Bragg blazing 현상간의 관계를 관찰하여 기술하였다. 이는 주기 구조

www.dbpia.co.kr

의 특성모드에 대한 앞으로의 연구에 적지 않은 도움이 될 것으로 생각된다.

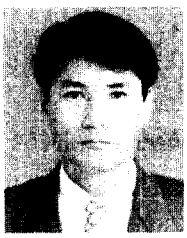
참 고 문 헌

1. W. Chen, D. G. Michelson, and E. V. Jull, "Off-Bragg TM blazing of rectangular groove gratings," *Proc. URSI'95, St. Petersburg, Russia*, pp. 311-313, May 1995.
2. K. A. Jose and K. G. Nair, "Reflector-backed perfectly blazed strip gratings simulate corrugated reflector effects," *Elect. Lett.*, vol. 23, no. 2, pp. 86-87, 1987.
3. Y. K. Cho, U. H. Cho, and J. H. Ko, "Blazing of periodic strip grating on a grounded dielectric:TE polarisation case," *Elect. Lett.*, vol. 31, no. 23, pp. 2035-2037, Nov. 1995.
4. Y. K. Cho, U. H. Cho, and J. H. Ko, "TM-polarized electromagnetic scattering from a periodic strip array on a grounded dielectric," *Microwave and Optical Tech. Lett.*, vol. 11, no. 1, pp. 41-45, Jan. 1996.
5. 조영기, 고지환, 윤리호, 이종익, 조웅희, "접지된 판상의 유전체층 위에 위치한 주기적인 스트립격자 구조에 의한 전자기파의 산란 및 복사," 전자공학회 논문지 33-A(8):pp. 72-88(1996).
6. J. P. Montgomery, "Scattering by an infinite periodic array of thin conductors on a dielectric sheet," *IEEE Trans.* vol. AP-23, no. 1, pp. 70-75, Jan. 1975.
7. T. K. Wu, "Fast convergent integral equation solution of strip gratings on dielectric substrate," *IEEE Trans.* vol. AP-35, no. 2, pp. 205-207, Feb. 1987.
8. 조진균, 이상훈, 홍재표, 조영기, "TM scattering by a dielectric slab loaded with a periodic array of strips over a grounded plane," 대한 전자공학회 하계종합학술대회 논문집 제14권 제1호, pp. 104-107, 6월, 1991년.
9. J. H. Richmond, "On the edge mode in the theory of TM scattering by a strip or strip grating," IEEE Trans. vol. AP-28, no. 6, pp. 883-887, Nov. 1980.
10. K. Y. Kabalan and R. F. Harrington, "Characteristic mode analysis of electromagnetic coupling through multiple slots in a conducting plane," *IEE Proc.* Pt. H, vol. 140, no. 6, Dec. 1993.
11. R. J. Garbacz, "Modal expansions for resonance scattering phenomena," *Proc. IEEE*, vol. 53, pp. 856-864, Aug. 1965.
12. R. F. Harrington and J. R. Mautz, "Theory of characteristic modes for conducting bodies," *IEEE Trans.* vol. AP-19, pp. 622-628, Sept. 1971.
13. 윤리호, 조영기, "외부도체면에 축방향 슬롯이 있는 동축선로 도파관의 산란에 대한 특성모드의 해석;TE의 경우", 전자공학회 논문지, 32-A(7): 23-29(1995).
14. H. A. Auda, "Quasistatic characteristics of slotted parallel-plate waveguides," *IEE Proc.* Pt. H, vol. 135, no. 4, Aug. 1988.
15. N. Amitay, V. I. Galindo and C. P. Wu, *Theory and analysis of phased array antennas*, John Wiley & Sons Inc., New York, 1972.
16. C. W. Lee, Y. K. Cho, "Periodically slotted dielectrically filled parallel-plate waveguide as a leaky wave antenna for infinite and finite periodic structures," *Proc. URSI'95, St. Petersburg, Russia*, pp. 314-316, May 1995.
17. J. I. Lee and Y. K. Cho, "Electromagnetic scattering of a Gaussian beam wave from finite periodic slots in a parallel-plate waveguide," To appear in 1996, *International Symposium on Antennas and Propagation(ISAP'96)*, September 24-27, 1996, Chiba, Japan.
18. 조웅희, 고지환, 홍재표, 조영기, 평행평판 도파관의 윗면에 주기적인 슬롯이 있는 구조에 대한 누설파 안테나 관점에서의 해석,대한전자공학회 학술대회 논문지, 18(2), pp. 297-300, 12월, 1995.

www.dbpia.co.kr

高 知 煥(J. H. Ko) 正會員

1958年 11月 23日生.
1982年 2月 : 慶北大學校 電子工學科(工學士).
1985年 8月 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻(工學碩士).
1993年 3月~現在 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻 博士科程.
1985年 9月~現在 : 韓國電子通信研究所 衛星通信技術研究團 搭載裝置研究室 先任研究員.



白 雲 碩(W. S. Baek) 正會員

1960年 1月 3日生.
1982年 2月 : 慶北大學校 電子工學科(工學士).
1988年 2月 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻(工學碩士).
1988年 2月~1995年 8月 : 國防科學研究所 先任研究員.
1991年 3月~現在 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻 博士科程.
1995年 9月~現在 : 東洋大學校 電子制御通信工學部 專任講師.

尹 利 虎(L. H. Yun) 正會員

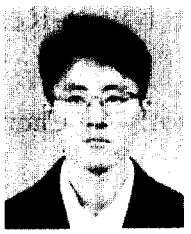
1963年 4月 27日生.
1989年 2月 : 慶北大學校 電子工學科(工學士).
1992年 2月 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻(工學碩士).
1993年 3月~現在 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻 博士科程.

李 鍾 益(J. I. Lee) 正會員

1967年 1月 6日生.
1992年 2月 : 慶北大學校 電子工學科(工學士).
1994年 2月 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻(工學碩士).
1994年 3月~現在 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻 博士科程.

趙 雄 熙(U. H. Cho) 正會員

1964年 11月 28日生.
1987年 2月 : 慶北大學校 電子工學科(工學士).
1989年 2月 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻(工學碩士).
1995年 3月~現在 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻 博士科程.
1989年 2月~1995年 2月 : 國防科學研究所 研究員.



李 喆 勳(C. H. Lee) 正會員

1970年 7月 16日生.
1994年 2月 : 慶北大學校 電子工學科(工學士).
1995年 3月~現在 : 慶北大學校 大學院 電子工學科 電波工學專攻 碩士科程.

洪 在 杓(J. P. Hong) 正會員

1958年 8月 17日生.
현재 : 경북산업대학교 전자공학과 부교수.
제14권 제1호 참조

趙 榮 基(Y. K. Cho) 正會員

1954年 9月 12日生.
현재 : 경북대학교 전자공학과 부교수.
제14권 제1호 참조

孫 鉉(H. Son) 正會員

1935年 5月 27日生
현재 : 경북대학교 전자공학과 교수
제14권 제1호 참조

www.dbpia.co.kr