

論文97-34D-10-7

# 접지된 유전체층위에 주기적인 스트립구조로서 구성되어 있는 유한한 격자구조에 의한 가우시안 빔의 회절특성

(Diffraction of Gaussian beam wave by finite periodic conducting strip grating on a grounded dielectric slab)

李 鍾 益 \* , 趙 榮 基 \*

(Jong Ig Lee and Young Ki Cho)

## 요 약

접지된 유전체층위에 유한한 주기적인 도체 스트립이 놓여 있는 반사 격자구조에 TE편파된 가우시안 빔이 입사된 경우의 전자기적 산란문제에 대한 해석방법을 제시하였다. 미지량인 도체 스트립에 유기된 전류에 관한 적분방정식을 유도한 후 모멘트법으로 풀었으며, 구한 스트립의 유기전류로부터 자유공간으로의 복사패턴, 자유공간으로 복사되는 공간파전력 및 유전체슬랩을 따라 전파되는 결합표면파전력 등을 계산하여, 무한한 주기적인 스트립을 갖는 반사 격자구조에 평면파가 입사된 경우에서의 Bragg 및 Off-Bragg blazing 현상과 비교하여 보았고, 해석결과의 타당성은 전력보전관계를 점검하여 확인하였다.

## Abstract

An analysis method for the electromagnetic scattering of a Gaussian beam wave by finite periodic conducting strip grating on a grounded dielectric slab is considered. The integral equation for the unknown current induced on the conducting strip surface is derived and solved numerically by use of the method of moment. From knowledge of the strip current, the quantities of interest such as radiation pattern, the space wave power radiated into the free space, and the coupled surface wave power propagating along the dielectric slab are computed for the appropriately chosen parameters. Some similarity between scattering behaviours of the present geometry and the infinite geometry is examined by observing the Off-Bragg as well as Bragg blazing phenomena in both geometries. The validity of the numerical results are assured by a check of the power conservation relation.

## I. 서 론

접지된 유전체층위에 주기적인 도체 스트립이 놓여

\* 正會員, 慶北大學校 電子電氣工學部

(School of Electronic and Electrical Eng., Kyungpook Nat'l Univ.)

※ 본 논문은 정보통신연구관리단의 대학기초연구지원 사업(U96-95)에 의해 지원되고 있는 연구과제 결과의 일부임.

接受日字:1997年5月29日, 수정완료일:1997年8月29日

있는 스트립 격자구조는 넓은 주파수대역에 걸쳐 polarizer, (de)multiplexer, polarization twist reflector, frequency scanner 등 광범위한 응용분야에서 사용되어 왔다. 스트립 형태의 반사격자는 이전에 널리 사용되어 왔던 구형홈(rectangular groove) 혹은 echelette 형태의 반사 격자구조에 비해 제작이 용이하고 비용이 저렴하면서 전자기적 회절특성이 구형홈형태의 반사격자와 큰 차이가 없어서 이에 대한 연구가 활발히 진행되어 왔는데 현재까지의 대부분의 연구는 무한한 주기적인 반사격자에, TE 혹은 TM

편파된, 평면파가 임의의 각도로 입사되는 경우에 대한 것으로 제한되어 있었다. 그러나 본 연구에서는 집적광학에서 입사파로 널리 쓰이는 가우시안 빔 형태의 전원(source)을 염두에 두고, 이러한 공간적으로 유한한 영역에 분포되어 있는 유한전원(finite source)과 산란체(scatterer)가 유한한 경우의, 보다 실제적인 물리적인 상황에 대하여 산란문제를 풀어보고자 하였다. 이와 관련된 연구로는 유한하게 주기적인 도체로 구성된 구형홈(rectangular groove)에 가우시안 빔이 입사되는 경우를 다룬 예<sup>[1]</sup>가 있고 또한 유전체로 채워진 평행평판도파관의 윗면에 유한 갯수의 주기적인 슬롯이 있는 구조의 산란체에 가우시안 빔이 입사하는 경우에 대한 연구결과가 발표된 예가 있었다<sup>[2]</sup>.

본 논문에서는 전원과 반사 격자구조의 유한효과를 고려하여 TE편파된 가우시안 빔이, 접지된 유전체층위에 유한하게 주기적인 도체 스트립이 놓여 있는, 스트립 형태의 반사 격자구조에 입사되었을 때의 전자기적 산란문제에 대한 해석방법을 제시하고 제안된 구조의 회절특성과 기존의 무한하게 주기적인 반사 격자구조에 평면파가 입사된 경우의 회절특성을 Bragg 및 Off-Bragg blazing현상을 관찰하여 비교해 보고자 한다. 먼저 입사파인 가우시안 빔을 파수폭(spectral bandwidth)이 좁다고 가정하고, 미지량인 도체 스트립에 유기된 전류에 관한 적분방정식을 유도한 후 모멘트법(펄스기저함수 전개와 점접합)으로 풀고, 구한 스트립의 전류로부터 자유공간에서의 복사패턴, 자유공간으로 복사되는 공간파전력 및 유전체슬랩을 따라 전파되는 결합표면파전력 등을 계산하여 무한하게 주기적인 스트립을 갖는 반사 격자구조에 평면파가 입사된 경우에서의 Bragg 및 Off-Bragg blazing현상과 비교하고, 전력보전관계를 점검하여 해석결과의 타당성을 확인하게 된다.

## II. 이 론

### 1. 적분방정식

그림 1은 유한한 주기적인 스트립 형태의 반사 격자구조에 가우시안 빔이 입사되는 구조이다. 영역은 유전체슬랩위의 반무한(semi-infinite) 자유공간영역(영역 I)과 유전체슬랩영역(영역 II)으로 나누고, 각 영역의 매질상수를  $(\mu_0, \epsilon_0)$ 와  $(\mu_0, \epsilon_0 \epsilon_r)$ 로 각각 표현하였으며, 여기에서  $\mu_0$ 와  $\epsilon_0$ 는 각각 자유공간의 유전율

및 투자율을 의미하며  $\epsilon_r$ 은 상대유전율이고 전원은  $e^{j\omega t}$ 로 변화한다고 가정하였고 생략하였다. 유전체슬랩의 두께는 h, 도체 스트립의 폭은 2a, 주기는 d, 그리고 도체 스트립의 총 갯수는  $2K+1$ 이다.

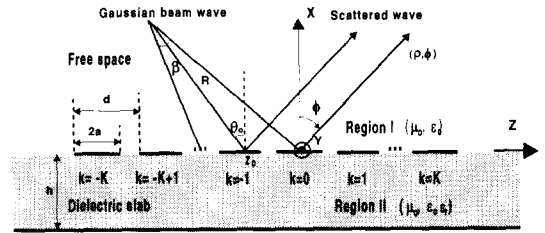


그림 1. 제안된 구조  
Fig. 1. Geometry under consideration.

입사파인 가우시안 빔은 y방향으로 편파된 성분만을 갖는 TE편파된 파이고 입사각은 x축에 대하여  $\theta_0$ 이며 자유공간과 유전체슬랩의 경계면( $x=0$ )에서의 입사파의 전계<sup>[2]</sup>는

$$E_i(0, z) = e^{-jk_{x0}z} e^{-\sqrt{(gk_{x0})^2(z-z_0)^2}} \quad (1)$$

로 표현될 수 있으며, 여기에서  $k_{z0} = k_0 \sin \theta_0$ ,  $k_{x0} = k_0 \cos \theta_0$ ,  $\bar{g} = g/k_0 = 1/BRk_0$ ,  $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ , R은 가우시안빔의 동위상면의 곡률반경(radius of the curved phase front),  $z_0$ 는 격자영역에서 가우시안빔 center의 좌표, 그리고  $\beta$ 는 가우시안 빔의 빔폭이다.

각 영역에서의 전자계성분은 도체 스트립이 제거된 접지된 유전체층에 가우시안 빔이 입사되었을 때의 전자계와, 도체 스트립에 유기된 전류에 의한 산란전자계의 합으로서

$$E_I(x, z) = E_i(x, z) + E_I^r(x, z) + E_I^s(x, z) \quad (2)$$

$$E_{II}(x, z) = E_{II}^t(x, z) + E_{II}^s(x, z) \quad (3)$$

와 같이 표현될 수 있으며, 여기에서 아랫첨자 I(II)는 영역 I(II)을, 윗첨자 r(s)은 반사파(산란파), 그리고 t는 유전체슬랩으로의 투과파를 각각 의미하고 식 (2)의 우변 첫 항은 관찰점을 원점으로부터 충분히 먼 곳으로 택했을 때에는 0이 된다. 파수영역방법(spectral domain method)으로 식 (2), (3)의 각 항들에 대한 표현식들을 구하기 위하여 Fourier변환쌍을

$$\tilde{F}(x, k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, z) e^{jk_z z} dz \quad (4)$$

$$f(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(x, k_z) e^{-jk_z z} dk_z \quad (5)$$

와 같이 정의하고, 입사파의 파수폭(spectral band-width)이 매우 좁다고 가정하면 식 (1)의 Fourier 변환은 근사적으로

$$\tilde{E}_i(k_z) \approx \frac{\sqrt{\pi}}{g k_{x0}} e^{j(k_z - k_m)x_0} e^{-(k_z - k_m)^2 / (2g k_m)^2} \quad (6)$$

와 같이 얻을 수 있다. 식 (6)을 이용하여 식 (2),(3)의 각 항들의 표현식을 구하면

$$E_i(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_i(k_z) e^{j\beta_x x} e^{-jk_z z} dk_z \quad (7)$$

$$E'_i(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_i(k_z) \cdot \left[ \Gamma - (1 + \Gamma) \frac{\beta_d e^{-j\beta_d h}}{D_{TE}(k_z)} \right] e^{-j\beta_x x} e^{-jk_z z} dk_z \quad (8)$$

$$E''_i(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_i(k_z) \cdot \frac{j 2\beta_d}{D_{TE}(k_z)} \sin \beta_d (x + h) e^{-jk_z z} dk_z \quad (9)$$

로서 주어지는데, 여기에서

$$\beta_o = \begin{cases} \sqrt{k_o^2 - k_z^2}, & |k_z| \leq k_o \\ -j\sqrt{k_z^2 - k_o^2}, & |k_z| > k_o \end{cases} \quad (10)$$

$$\beta_d = \begin{cases} \sqrt{k_o^2 \epsilon_r - k_z^2}, & |k_z| \leq k_o \sqrt{\epsilon_r} \\ -j\sqrt{k_z^2 - k_o^2 \epsilon_r}, & |k_z| > k_o \sqrt{\epsilon_r} \end{cases} \quad (11)$$

$$\Gamma = \frac{\beta_o - \beta_d}{\beta_o + \beta_d} \quad (12)$$

$$D_{TE}(k_z) = \beta_d \cos \beta_d h + j\beta_o \sin \beta_d h \quad (13)$$

이다. 또한 도체 스트립에 유기된 전류에 의한 각 영역에서의 산란전계는

$$E_I^s(x, z) = -j\omega \int_{\text{strip region}} J(z') G_I(x, z, z') dz' \quad (14)$$

$$E_{II}^s(x, z) = -j\omega \int_{\text{strip region}} J(z') G_{II}(x, z, z') dz' \quad (15)$$

으로 표현되며, 여기에서 자계벡터포텐셜 그린함수  $G_I, G_{II}$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$G_I(x, z, z') = \frac{\mu_o}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \beta_d h}{D_{TE}(k_z)} \cdot e^{-j\beta_x x} e^{-jk_z(z-z')} dk_z, \quad (16)$$

$$G_{II}(x, z, z') = \frac{\mu_o}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \beta_d (x+h)}{D_{TE}(k_z)} \cdot e^{-jk_z(z-z')} dk_z \quad (17)$$

도체 스트립의 표면에서 접선성분전계가 0이 되는

경계조건으로부터 도체 스트립에 유기된 전류  $J(z')$ 에 대한 적분방정식을

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_i(k_z) \cdot (1 + \Gamma) \left[ 1 - \frac{\beta_d e^{-j\beta_d h}}{D_{TE}(k_z)} \right] e^{-jk_z z} dk_z \quad (18)$$

$$= j\omega \int_{\text{strip region}} J(z') \frac{\mu_o}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \beta_d h}{D_{TE}(k_z)} \cdot e^{-jk_z(z-z')} dk_z dz'$$

와 같이 얻을 수 있다. 이어서 적분방정식을 모멘트방법으로 풀기 위해 전류분포를 펄스기저함수로 근사하여 전개하면

$$J(z') = \sum_{k=-K}^K \sum_{n=1}^N \alpha_{kn} \Pi_{kn}(z'), \text{ over the strip region} \quad (19)$$

와 같이 표현되며, 여기에서  $\alpha_{kn}$ 은  $k$ 번째 스트립의  $n$ 번째 기저함수의 미지의 복소계수이고 기저함수는

$$\Pi_{kn}(z') = \begin{cases} 1, & |z' - z_{kn}| \leq \Delta/2 \\ 0, & |z' - z_{kn}| > \Delta/2 \end{cases}, \quad (20)$$

로 주어지는데 여기에서  $z_{kn} = (k-1)d - a + (n-0.5)\Delta$ ,  $\Delta = 2a/N$ , 그리고  $N$ 은 스트립 한 개당 segment number이다. 적분방정식을 점정합(point matching) 방법으로 testing하여 선형행렬방정식을 얻으면

$$\begin{bmatrix} Z_{im, kn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_{kn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{im} \end{bmatrix} \quad (21)$$

로 주어지며, 여기에서 임피던스 행렬요소  $Z_{im, kn}$  과 여기(excitation) 행렬요소  $V_{im}$  은 각각

$$Z_{im, kn} = -j \frac{\Delta k_o \eta_o}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \beta_d h}{D_{TE}(k_z)} \cdot \cos k_z (z_{im} - z_{kn}) \frac{\sin(k_z \Delta/2)}{(k_z \Delta/2)} dk_z \quad (22)$$

$$V_{im} = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_i(k_z) \cdot (1 + \Gamma) \left[ 1 - \frac{\beta_d e^{-j\beta_d h}}{D_{TE}(k_z)} \right] e^{-jk_z z_{im}} dk_z \quad (23)$$

로서 표현된다.

전원으로부터 원거리에 있는 관찰점에서의 전자계는 자유공간으로 복사되는 공간파(space wave)와 유전체슬랩에 결합(coupled)되어 유전체슬랩도파를 따라  $\pm z$  방향으로 전파되는 표면파(surface wave)로 나눌 수 있는데, 공간파에 대한 표현식은 saddle point 방법을 이용하여

$$E(\rho, \phi) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi k_o \rho}} e^{-j(k_o \rho - \pi/4)} \cdot \left[ g(k_o \sin \phi) + \sum_{k=-K}^K \sum_{n=1}^N \alpha_{kn} f_{kn}(k_o \sin \phi) \right] \quad (24)$$

와 같이 구할 수 있으며, 여기에서  $g(k_z)$ 와  $f_{km}(k_z)$ 는 각각

$$g(k_z) = \frac{\sqrt{\pi}\beta_0}{g k_{z0}} e^{\lambda k_z - k_{z0} z_0} e^{-(k_z - k_{z0})^2 / (2\bar{\alpha} k_{z0})^2} \cdot \left[ \Gamma - (1 + \Gamma) \frac{\beta_0 e^{-i\beta_0 h}}{D_{TE}(k_z)} \right] \quad (25)$$

$$f_{km}(k_z) = -i \Delta k_0 \eta_0 \beta_0 \frac{\sin \beta_0 h}{D_{TE}(k_z)} \cdot e^{jk_z z_m} \frac{\sin(k_z \Delta/2)}{(k_z \Delta/2)} \quad (26)$$

로 주어진다. 이로부터 자유공간으로 복사되는 공간파 전력  $P_I$ 과 자유공간에서의 상대전력패턴  $\alpha(\phi)$ 를 계산하면

$$P_I = \frac{1}{2\eta_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |E_I(\rho, \phi)|^2 \rho d\phi \quad (27)$$

$$\alpha(\phi) \equiv \frac{|E_I(\rho, \phi)|^2}{|E_I(\rho, \phi)|_{\max}^2} \quad (28)$$

와 같이 표현된다.

유전체도파로로 결합된 표면파에 대한, 자유공간파 유전체슬랩도파로영역에서의, 각 표현식<sup>[3]</sup>은 그린함수의 분모  $D_{TE}(k_z)$ 가 0이 되는  $z$ 방향 전파상수인 표면파 극점(surface wave pole)  $\pm k_s$ 에서의 그린함수의 유수(residue)를 계산하여 얻을 수 있는데 여기에서 표면파 극점  $k_s$ 는 고유치방정식(eigenvalue equation)  $D_{TE}(k_z) = 0$ 의 해를 의미하며 유전체슬랩도파로의 두께가  $h \geq \lambda_0 / 4\sqrt{\epsilon_r - 1}$  ( $\lambda_0$ ; 자유공간파장)인 관계를 만족할 때에만 존재한다<sup>[4]</sup>. 이렇게 하여 구한 표면파에 대한 표현식과 포인팅정리를 이용하여  $+z$  방향으로 유전체슬랩도파로를 따라 진행하는 전력  $P_{surf}^+$ 와  $-z$  방향으로 진행하는 전력  $P_{surf}^-$ 를 계산하면

$$P_{surf}^{\pm} = \frac{k_z}{4k_0 \eta_0} \left[ \frac{\sin^2[\beta_d(k_s)h]}{|\beta_d(k_s)|} + \frac{\beta_d(k_s)h - \sin[\beta_d(k_s)h] \cos[\beta_d(k_s)h]}{\beta_d(k_s)} \right] \cdot \left| k_0 \eta_0 \frac{\sin k_z \Delta/2}{k_z/2} T_{\pm} \right|^2 |N_{TE}(k_s)|^2 \quad (29)$$

와 같이 주어지며, 여기에서  $T_{\pm}$ 는

$$T_{\pm} = \sum_{k=-K}^K \sum_{m=1}^M a_{km} \exp(\pm jk_z z_{km}), \quad N_{TE}(k_s) = \left[ \frac{\partial D_{TE}(k_z)}{\partial k_z} \right]_{k_z = k_s}^{-1}$$

로 표현된다. 따라서 유전체슬랩도파로에 결합되는 총 표면파전력  $P_{surf}$ 는

$$P_{surf} = P_{surf}^+ + P_{surf}^- \quad (30)$$

가 되므로 격자영역에 입사된 가우시안 빔의 입사전력 ( $P_{inc} = \sqrt{\pi} / \sqrt{8g\eta_0}$ )은 공간파전력과 표면파전력의 합으로서

$$P_{inc} = P_I + P_{surf} \quad (31)$$

와 같은 전력보전관계식을 만족하는데, 이를 이용하여 해석결과와 타당성을 점검하게 된다.

## 2. 해석결과 및 고찰

먼저 입사파의 Fourier변환인 식 (6)은 가우시안 빔의 파수폭이 좁은 경우에 대한 근사식이므로 이 식의 오차를 검증해 보아야 한다. 그림 2는 도체 스트립이 없이 접지된 유전체층만이 있을 때  $y$ 방향으로의 단위길이당 입사파전력( $P_{inc}$ )과 유전체슬랩위의 반무한평면에서의 반사파전력 ( $P_r = \frac{1}{2\eta_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |E_r(\rho, \phi)|^2 \rho d\phi$ )의 차의 상대오차 ( $|P_{inc} - P_r|/P_{inc}$ )를 나타낸 것으로서 유전체슬랩의 상대유전율  $\epsilon_r = 2.57$ , 가우시안 빔의 입사각을  $\theta_0 = 0^\circ$ 로 고정하고 두께  $h$ 를 파라미터로 하였을 때  $g (= 1/\beta R)$ 의 변화에 대한 것이다. 유전체슬랩의 두께  $h$ 가 충분히 커서 표면파극점이 존재하는 경우에도, 표면파극점에서의 유수가 무시될 수 있기 때문에 전력보전관계(power conservation relation)는  $P_r/P_{inc} = 1$ 인 관계를 점검해 봄으로써 확인할 수 있는데  $g \leq 0.3$ 일 때 근사식의 오차가 약 0.1% 이내임을 그림 2의 계산결과로부터 확인할 수 있다.

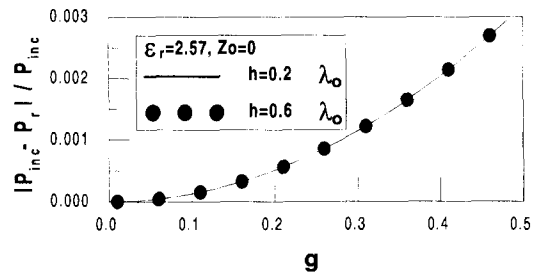


그림 2. 식 (6)의 오차  $[|P_{inc} - P_r|/P_{inc}]$

Fig. 2. Relative error of eq. (6)  $[|P_{inc} - P_r|/P_{inc}]$ .

다음으로 무한하게 주기적인 스트립 형태의 반사 격자구조에 의한 입사평면파의 산란특성과 제한된 유한한 주기구조에서의 산란특성간의 유사성(similarity)을 자유공간영역에서의 상대전력패턴  $\alpha(\phi)$ 를 관찰하여 확인해 보자. 먼저 무한하게 주기적인 스트립 형태의 반사 격자구조에 평면파가 입사할 때 Bragg blazing

현상이 관찰되는 구조의 변수들 즉, 주기  $d$ , 스트립폭  $2a$ , 유전체의 높이  $h$ , 상대유전율  $\epsilon_r$ , 입사각도  $\theta_0$  등을 결정하여<sup>[5]</sup> (여기에서는 한 예로  $d=1.084\lambda_0$ ,  $2a=0.4705\lambda_0$ ,  $h=0.1944\lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_0=27.468^\circ$  로 선택하였음), 이렇게 결정된 변수들을 유한한 주기구조에 그대로 유지하면서 가우시안 빔을 (가우시안 빔 center의 변위  $z_0$ 를  $z_0=0$ 로 하여) 입사시킴으로써 자유공간영역에서의 상대전력패턴  $\alpha(\phi)$ 을 구하여 그림 3에 도시하였다.

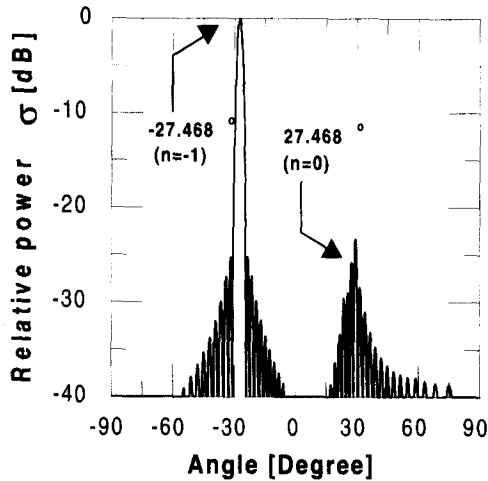


그림 3. 상대전력패턴  $\alpha(\phi)$  (Bragg blazing의 경우)  
 $d=1.084\lambda_0$ ,  $2a=0.4705\lambda_0$ ,  $h=0.1944\lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_0=27.468^\circ$ ,  $z_0=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$

Fig. 3. Relative power pattern  $\alpha(\phi)$  (Bragg blazing case)  
 $d=1.084\lambda_0$ ,  $2a=0.4705\lambda_0$ ,  $h=0.1944\lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_0=27.468^\circ$ ,  $z_0=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$ .

이 경우에  $g=0.1/\lambda_0$ , 스트립의 총 갯수  $2K+1=25$ , 한 스트립당의 segment number  $N=15$ 로 하여 계산하였는데 특히 스트립의 총 갯수  $2K+1(=25)$ 은 입사전력의 대부분이 격자영역(grating region 즉, 스트립이 있는 영역)에 입사되도록 충분히 큰 값으로 선택해 주어야 한다. 그림에서 보듯이, 무한 주기구조에 평면파가 입사하는 경우에 관찰되는, Bragg blazing 현상이 명확히 나타남을 확인할 수 있다. 즉 위에 주어진 파라미터들을 갖는 무한 주기구조에서는 스트립 아래의 평행평판도파관영역에서 최저차모드인  $TE_1$  모드가 차단상태이므로 누설파의 도파구조를 구성할 수 없는

경우에 해당되며<sup>[5]</sup>, 공간고조파(space harmonics) 중  $-1$  모드에 의한 Bragg blazing각은  $\sin^{-1}[-\lambda_0/2d] \approx -27.47^\circ$ 로 주어지는데 그림 3으로부터 이러한 각도를 잘 만족하고 있음을 볼 수 있다. 이 경우 유전체층을 따라  $\pm z$ 방향으로 전파되는 표면파는 차단되어 표면파전력은 0이고 입사파전력은 모두 공간파전력으로 변환된다.

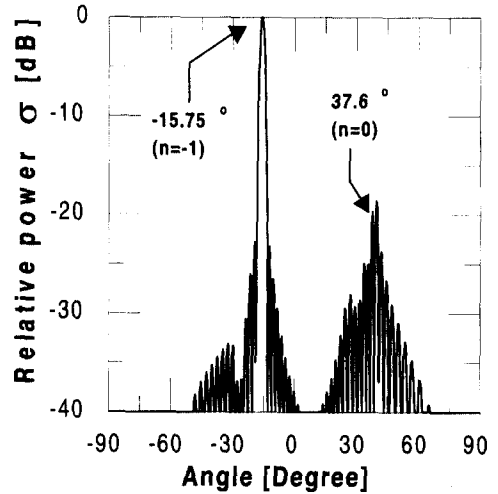


그림 4. 상대전력패턴  $\alpha(\phi)$  (Off-Bragg blazing의 경우)  
 $d=1.133\lambda_0$ ,  $2a=0.4917\lambda_0$ ,  $h=0.5185\lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_0=37.6^\circ$ ,  $z_0=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$ .

Fig. 4. Relative power pattern  $\alpha(\phi)$  (Off-Bragg blazing case)  
 $d=1.133\lambda_0$ ,  $2a=0.4917\lambda_0$ ,  $h=0.5185\lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_0=37.6^\circ$ ,  $z_0=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$ .

그림 4는 제안된 유한한 주기적인 구조에서의 파라미터들이 무한한 주기적인 구조에서, 현재까지 구형홀 격자구조에서 발견되지 않았던<sup>[6]</sup>, Off-Bragg blazing이 관찰되는 파라미터값들과 동일하게 선택한<sup>[5]</sup>,  $d=1.133\lambda_0$ ,  $2a=0.4917\lambda_0$ ,  $h=0.5185\lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_0=37.6^\circ$ ,  $z_0=0$ 이고  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$ ,  $N=15$ 인 경우에 대한 상대전력패턴이다. 전력패턴에서 관찰되는 바와 같이 무한한 주기구조에서의 공간고조파의  $-1$  모드에 의한 Off-Bragg blazing각  $\sin^{-1}[\sin\theta_0 - \lambda_0/d] \approx -15.81^\circ$ 와 제안된 유한한 주기적인 구조에서의 최대회절각(maximum diffraction angle)이 잘 일치함을 알 수 있다. 이 경우 유전체슬래브의 두께가 충분히 커서  $[h > \lambda_0/\sqrt{\epsilon_r - 1}]$ 의 관계를 만족 고유치방정식  $D_{TE}(k_x)=0$ 의 해인 표면파극점이 존재하여 입사파

전력 중 일부는 유전체슬랩을 따라  $\pm z$ 방향으로 전파 되는 표면파 전력( $P_{surf}$ )으로 변환되기 때문에 제안된 구조의 반사격자로서의 성능을 점검하기 위해서 표면파전력의 launching 효율 즉  $P_{surf} / P_{inc}$  를 반드시 확인해 보아야 한다. 그림 4의 경우 표면파 launching 효율은 약 0.3 % 로서 무시될 수 있으므로 제안된 유한한 주기적인 구조가 반사격자로서의 좋은 성능을 보이고 있음을 확인할 수 있는데, 이와 유사한 현상으로서 평행평판 도파관 윗면에 유한한 주기적인 슬롯을 갖는 격자구조에 가우시안 빔이 입사되었을 때, 격자 구조와 가우시안 빔의 파라미터들을 그림 4에서의 값들과 동일한 값으로 선택하면, 입사전력 중 도파관으로 결합되는 전력의 비율이 매우 작은 값이 됨이 확인된 바 있다<sup>[2]</sup>.

다음으로 무한한 주기구조에 평면파가 입사되는 경우에서의 blazing 현상이 제안된 유한한 주기구조에 가우시안 빔이 입사되는 경우에서 항상 명확하게 관찰되는지 Bragg blazing 현상을 예로 들어 살펴보고자 한다.

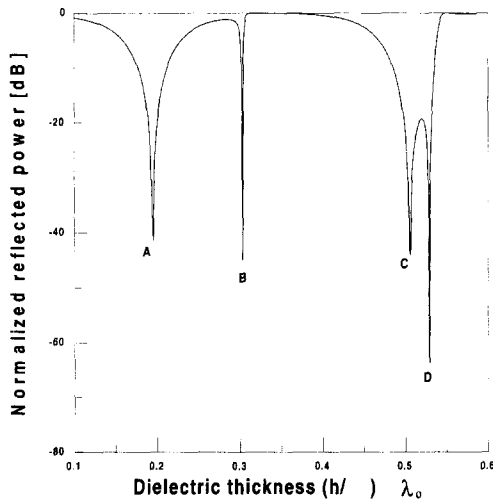


그림 5. 무한한 주기구조에서 유전체 슬랩의 두께(h) 변화에 따른 정규화된 반사전력(Bragg blazing의 경우)

$$d=1.084 \lambda_0, \quad 2a=0.4705 \lambda_0, \quad \epsilon_r=2.57, \quad \theta_0=27.468^\circ$$

Fig. 5. Normalized reflected power versus dielectric thickness (h) for the infinite periodic structure(Bragg blazing case)

$$d=1.084 \lambda_0, \quad 2a=0.4705 \lambda_0, \quad \epsilon_r=2.57, \quad \theta_0=27.468^\circ$$

그림 5는 무한한 주기구조의 파라미터들을 그림 3

의 경우와 같이 주기( $d=1.084 \lambda_0$ ), 스트립의 폭( $2a=0.4705 \lambda_0$ ), 유전체슬랩의 상대유전율( $\epsilon_r=2.57$ ), 그리고 TE편파된 평면파의 입사각( $\theta_0=27.468^\circ$ ) 등을 고정하고 유전체슬랩의 두께(h)를 변화시켰을 때 입사파 전력으로 정규화된 반사파(n=0 모드)전력의 변화를 도사한 것이다. 이 경우 그림 5에서 보는 바와 같이 Bragg blazing 현상이 관찰되는 즉, 반사파전력이 매우 작은 값이 되는 4 개의 dip(A, B, C, D)을 볼 수 있는데 그 중 A와 B는 접지된 유전체층을 따라 표면파가 전파될 수 없는 경우이고 C와 D는 표면파가 전파가능한 경우이다. 한 가지 흥미로운 점은, 그림 5로부터 예측할 수 있듯이, 그림 5의 A점 부근에서와 같이 넓은 범위의 유전체층의 두께(h)에 대하여 반사파(n=0 모드)전력의 level이 낮은, 즉 상대적으로 넓은 형태의 Bragg blazing 현상의, 경우에는 유전체슬랩의 두께를 A점의 값으로 고정하고 평면파의 입사각을 변화시켰을 때, 비교적 넓은 범위의 입사각에 대하여 반사파(n=0 모드)전력의 level이 낮아지는 현상을 관찰할 수 있으며, 이와 상반되는 경우로서 B점 주위에서와 같이 좁은 범위의 유전체층의 두께(h)에 대하여 반사파(n=0 모드)전력의 level이 낮은, 즉 좋은 형태의 Bragg blazing 현상의, 경우에는 좁은 범위의 입사각에 대하여 반사파(n=0 모드)전력의 level이 낮아지는 현상을 관찰할 수 있다는 점이다.

이제, 가우시안 빔의 스펙트럼이 입사각이  $\theta_0$ 인 평면파의 스펙트럼( $k_z = k_0 \sin \theta_0$ ) 주위에 좁은 파수폭(spectral bandwidth)을 갖고 분포한다는 사실을 염두에 두고, 제안된 유한한 주기구조의 파라미터값들을 그림 3의 경우와 동일하게 두고 유전체슬랩의 높이를 그림 5에서 dip이 관찰되는 값들로 선택하였을 때 어떠한 현상이 관찰되는지 살펴보기로 하자. 이미 그림 3에서 살펴본 바와 같이 먼저 유전체슬랩의 높이를 A점의 값으로 택한 경우(그림 3), 입사 가우시안 빔의 스펙트럼성분의 많은 부분에 대하여 반사파(n=0 모드)전력의 level이 낮아지게 되어, 공간파전력의 복사패턴은 그림 3에서와 같이 반사파전력의 level이 Bragg blazing angle  $\theta_B (= -27.468^\circ)$ 에서의 것에 비하여 약 20dB 정도의 차이를 보임으로써 제안된 유한한 주기구조에서 Bragg blazing 현상이 뚜렷이 일어남을 확인할 수 있다. 이러한 현상은 유전체슬랩의 높이를 C점의 값으로 택한 경우에 대한 복사패턴인 그림 6에서도

확인할 수 있는데, 이 경우 유전체슬랩을 따라 표면파가 전파가능함에도 불구하고 입사전력 중 표면파전력으로 변환된 양은 약 2.5% 정도로서 비교적 작은 양이다.

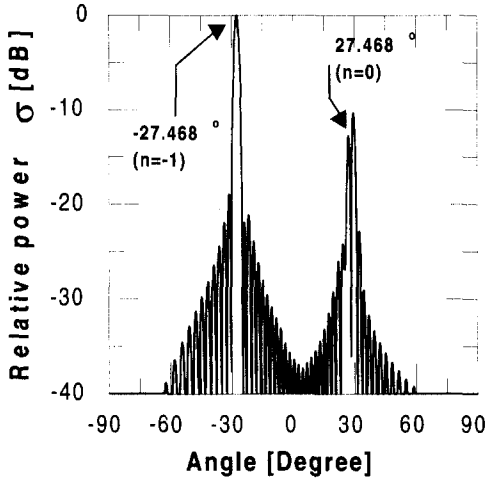


그림 6. 상대전력패턴  $\sigma(\phi)$  [Bragg blazing의 경우 - 그림 5의 C]  $d=1.084 \lambda_0$ ,  $2a=0.4705 \lambda_0$ ,  $h=0.506 \lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_o=27.468^\circ$ ,  $z_o=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$

Fig. 6. Relative power pattern  $\sigma(\phi)$  [Bragg blazing case - point C in Fig. 5]  $d=1.084 \lambda_0$ ,  $2a=0.4705 \lambda_0$ ,  $h=0.506 \lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_o=27.468^\circ$ ,  $z_o=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$ .

그러나 이외는 달리 유전체슬랩의 높이  $h$ 를,  $h$ 의 변화에 대해 반사파전력의 변화가 매우 민감한, B와 D점의 값으로 택한 경우에는 입사 가우시안 빔의 스펙트럼성분 중에서 일부분만이 Bragg blazing현상에 기여하므로 그림 7과 그림 8에서와 같이 반사파전력의 level이 상대적으로 높아지게 됨을 관찰할 수 있다. 그리고 그림 8의 경우에는 입사 가우시안 빔 전력 중에서 상당한 양(약 15%)이 표면파 전력으로 변환되어서 반사격자로서 사용하기에는 부적당하다고 할 수 있다.

제안된 방법으로 계산한 수치해석결과와 타당성을 검증하는 방법 중 하나가 식 (31)로서 표현되는 전력 보존관계를 점검하는 것인데, 본 논문에서 제시된 결과들을 예로서 살펴보면, 제시된 모든 결과들에 대하여 스트립당 기저함수의 개수를  $N=15$ 로 선택하여 입사전력의 99.9%이상이 보존됨을 확인하였다. 오차는 수치해석상의 오차와 식 (6)의 오차(이 경우  $g=0.1$ 이므로 그림 2의 결과로부터 약 0.0123%)의 함으로 볼

수 있다.

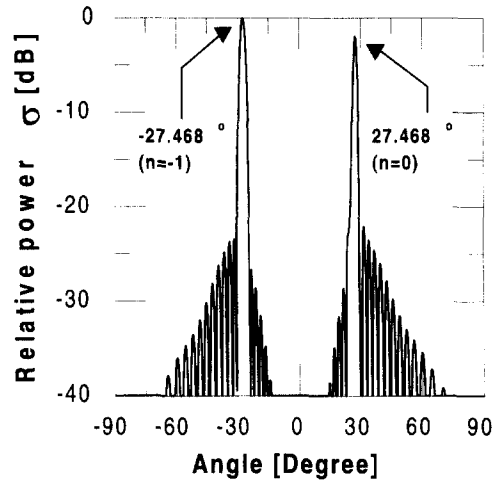


그림 7. 상대전력패턴  $\sigma(\phi)$  [Bragg blazing의 경우 - 그림 5의 B]  $d=1.084 \lambda_0$ ,  $2a=0.4705 \lambda_0$ ,  $h=0.303 \lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_o=27.468^\circ$ ,  $z_o=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$

Fig. 7. Relative power pattern  $\sigma(\phi)$  [Bragg blazing case - point B in Fig. 5]  $d=1.084 \lambda_0$ ,  $2a=0.4705 \lambda_0$ ,  $h=0.303 \lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_o=27.468^\circ$ ,  $z_o=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$ .

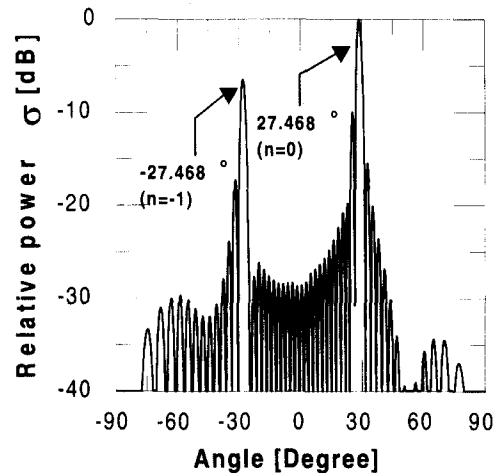


그림 8. 상대전력패턴  $\sigma(\phi)$  [Bragg blazing의 경우 - 그림 5의 D]  $d=1.084 \lambda_0$ ,  $2a=0.4705 \lambda_0$ ,  $h=0.529 \lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_o=27.468^\circ$ ,  $z_o=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$

Fig. 8. Relative power pattern  $\sigma(\phi)$  [Bragg blazing case - point D in Fig. 5]  $d=1.084 \lambda_0$ ,  $2a=0.4705 \lambda_0$ ,  $h=0.529 \lambda_0$ ,  $\epsilon_r=2.57$ ,  $\theta_o=27.468^\circ$ ,  $z_o=0$ ,  $g=0.1/\lambda_0$ ,  $2K+1=25$ .

제안된 유한한 주기적인 스트립 형태의 격자구조를 바라다보는 다른 관점에서는 광파 대역이나 밀리미터파 대역에서의 빔 결합기(Beam coupler), 누설파안테나, band rejection filter 등이 있는데, 제안된 구조의 이러한 응용분야에서의 성능을 점검하여 기존의 구조<sup>[7-11]</sup>와의 대체 가능성을 확인해 보는 것은 매우 흥미롭고 유익한 연구가 될 것으로 사료되며 본 연구에서 제시된 방법을 이용하면 바로 해석이 가능하다.

### Ⅲ. 결 론

유한한 주기적인 도체 스트립이 접지된 유전체층 위에 놓여 있는 반사 격자구조에 가우시안 빔이 입사되었을 때 전자기적 산란문제에 대한 해석방법이 제시되었고, 무한한 주기적인 격자구조에 평면파가 입사되었을 때의 회절특성인 Bragg 및 Off-Bragg blazing 현상이 유한효과가 고려된 제안된 구조에서도 명확히 일어난 것이 관찰되었으며, 해석결과의 타당성을, 표면파 전력파와 공간파 전력을 계산하고 이들간의 전력보전관계를 점검하여 확인하였다. 본 연구에서 제시된 해석방법은 제안된 구조가 초고주파대역, 밀리미터파대역, 광파대역 등 넓은 주파수대역에 걸쳐 beam shaper, (de)multiplexer, polarizer, spectral filter, beam coupler 등 광범위한 분야에 응용될 수 있어서 다양한 문제의 해석에 매우 유용할 것으로 사료된다.

### 참 고 문 헌

- [ 1 ] T. J. Park, H. J. Eom, and K. Yoshitomi, "Analysis of TM scattering from finite rectangular grooves in a conducting plane," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 10, no. 5, pp. 905-911, May 1993.
- [ 2 ] J. I. Lee and Y. K. Cho, "Electromagnetic scattering of a Gaussian beam wave from finite periodic slots in a parallel-plate waveguide," *International Symposium on Antennas and Propagation*, Chiba, Japan, vol. 1, pp. 29-32, Sept. 1996.
- [ 3 ] 이 종익, 조 영기, "내부에 도체실린더를 갖는 유전체슬랩으로 덮힌 평형평판도파관의 슬릿을 통한 전자기적 결합," *전자공학회 논문지*, 33-A(1): 41-50(1996)
- [ 4 ] C. T. Tai, "The effect of a grounded slab on the radiation from a line source," *J. Applied Physics*, vol. 22, no. 4, pp. 405-414, April 1951.
- [ 5 ] 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.
- [ 6 ] 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, 1995.
- [ 7 ] T. Tamir ed., *Integrated Optics*(Ch. 3), Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1979.
- [ 8 ] R. C. Honey, "A flush-mounted leaky-wave antenna with predictable patterns," *IRE Trans. Antenna and Propagat.*, AP-7, pp. 320-329, 1959.
- [ 9 ] K. Uchida, "Numerical analysis of surface-wave scattering by finite periodic notches in a ground plane," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-35, no. 5, pp. 481-486, May 1987.
- [ 10 ] W. S. Park and S. R. Seshadri, "Theory of the grating coupler for a grounded-dielectric-slab waveguide," *IEE Proc. H.*, vol. 132, no. 3, pp. 149-156, June 1985.
- [ 11 ] F. K. Schwering and S. T. Feng, "Design of dielectric grating antennas for millimeter-wave applications," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-31, no. 2, pp. 199-208, Feb. 1983.

저 자 소 개

李 鍾 益(正會員) 第 32卷 A編 第1 號 參照

현재 경북대학교 전자전기공학부  
박사과정

趙 榮 基(正會員) 第 33卷 A編 第 8號 參照

현재 경북대학교 전자전기공학부  
교수