論文96-33A-10-9

접지판 위에 두개의 유전체 층을 갖는 주기적인 스트립 격자 구조에서의 소프트 및 하드 표면 연구

(The study of artificially soft and hard surfaces using periodic strips loaded with two layered dielectric slabs over a ground plane)

高 知 煥 *, 姜 聲 春 *, 金 在 明 *, 趙 榮 基 **, 孫 鉉 **

(J. H. Ko, S. C. Kang, J. M. Kim, Y. K. Cho, and H. Son)

요 약

도체 접지판과 도체 스트립 사이에 두개의 유전체 층으로 되어 있는 구조에 임의의 편파를 갖고 임의의 입사 각도로 평면파가 입사될 때 모드 벡터 전개와 모멘트 방법을 이용하여 산란파를 구하는 해석 방법을 제시하였다. 제시한 해석 방법을 확인하기 위하여 산란 문제의 관점에서 수렴도를 조사하였고 또한 두개의 유전체 층의 유전율을 동일하게 두고 단일 유전체 층을 갖는 구조에서 발표된 하드 및 소프트 표면 계산 결과와 비교하였다. 그리고 두개의 유전체 층을 갖는 구조에 대하여도 입사 각도에 따른 소프트 및 하드 표면 특성을 분석하였다.

Abstract

Scattering problem of electromagnetic waves by periodic strip grating with two dielectrics over a ground plane in case of oblique incidence and arbitrary polarization is analyzed by the vector Floquet mode expansion method and the moment method from the viewpoint of soft and hard boundary value problem. To confirm proposed analysis methods, we examine the solution convergence for the scattering problem. And some numerical results of artificially soft and hard surfaces using the structure filled with single dielectric slab between periodic strip grating and ground plane is compared with previous results. Some interesting results for soft and hard surfaces using periodic strips loaded with two layered dielectric slabs over a ground plane are given.

I. 서 론

최근에 안테나 공학에서 인공적인 소프트 및 하드 표면(artificially soft and hard surfaces)에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 이런 특성을 가진 혼 안테나는 낮은 교차편파, 높은 지향성과 낮은 측엽파 특성을 갖는다[1,2]. 이를 구현하는 방법으로는 주로 구형 홈(rectangular groove) 격자 구조를 사용해 왔었다. 그러나 최근에는 접지된 유전체면 위에 도체 스트립 격자를 둠으로 홈 격자 구조가 갖는 특성보다 우수한 전기적 성능을 얻을 수 있고, 제작이 용이하고, 비용이 저렴하므로 홈 격자 구조를 대체하려는 연구가 진행되고 있다[3-6]. 이런 스트립 격자 구조에 대한 연구 결과는 주로 산란 문제와 누설파 안테나의 관점에서 주로 발표되고 있다[7-14].

인공적인 소프트 및 하드 표면은 전자기파에 의해

* 正會員, 韓國電子通信研究所, 衛星通信技術研究團
(Satellite Comm. Tech., Elec. and Telecom. Reseach Institute)

** 正會員, 慶北大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Kyungpook Nat'l Univ.)

接受日字: 1996年6月28日, 수정완료일: 1996年9月13日

정의 된다[15,16]. 도체 스트립 격자 구조에서 입사파가 스트립을 가로질러 진행할 때 또는 평행하여 진행할 때 소프트 및 하드 표면 특성을얻을 수 있다. 현재까지는 도체 스트립 격자와 접지판 사이에 유전체가 한가지 종류로 채워져 있는 구조에서 인공적인 소프트 및 하드 표면에 대한 연구 결과가 발표되고 있으나[3-6], 유전체가 두개의 층으로 되어 있는 구조에 대한 소프트 및 하드 표면의 특성 연구는 발표된바 없다.

본 논문에서는 도체 접지판과 도체 스트립 사이에 유전율이 다른 두개의 유전체 층으로 되어 있는 구조에 임의의 편파를 갖고 임의의 입사 각도로 평면파가 입사될 때 모드 벡터 전개와 모멘트 방법을 이용하여 산란파를 구하는 해석 방법을 제시하고, 기본 Floquet 모드인 반사파로부터 소프트 및 하드 표면 조건을 다루고자 한다. 이는 파장이 주기보다 2배 이상인 경우, 산란파는 반사파(Floquet mode,N=0)만 전파되고 다른 고차 모드는 사라지므로 이상적인 표면 조건을 분석하기 위해서는 반사파의 위상만 고려해도 충분하기 때문이다. 그리고 본 논문에서 제시한 해석 방법을 확인하기 위하여 산란 문제의 관점에서 수렴도를 조사하고 또한 두개의 유전체 층의 유전율을 동일하게 두고 단일 유전체 층을 분석한 참고 문헌 [6]에서 제시된 결과와 비교하고, 본 논문에서 다루고자 하는 두개의 유전체 층을 갖는 구조에 대하여도 입사 각도에 따른 소프트 및 하드 표면 특성을 분석하고 단일 유전체 층인 경우의 표면 특성과 비교하고자 한다.

Ⅱ. 본 론

도체 스트립과 접지판 사이에 두개의 유전체로 채워져 있는 스트립 격자 구조는 그림 1과 같다.

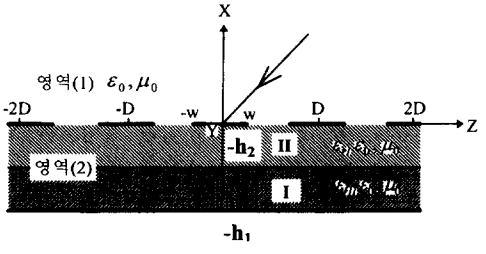


그림 1. 접지된 유전체 위의 주기적인 스트립 격자 구조
Fig. 1. Periodic strip grating structure on the grounded dielectric slab.

스트립 격자의 주기는 d, 스트립 폭은 2w, 위 층의 유전체 두께는 h_2, 아래 층의 유전체 두께는 h1이라 표시하고, 영역 (1)은 반 무한 공간, 영역 (2)는 유전체 내부를 표시하고 유전체 내부의 아래층은 (I), 위층은 (II)로 표시한다.

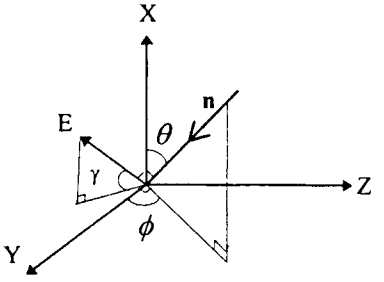


그림 2. 입사 각도(θ, ϕ)와 편파 각도 γ
Fig. 2. Incident angle (θ, ϕ) and polarization angle γ.

각 좌표축의 정의는 그림 2와 같으며 입사 각도와 편파는 θ, ϕ그리고 γ로 표시한다.
그림 2와 같이 입사되는 평면파는 Z축에 대해 TM(')과 TE(")로 나눌 수 있으며 이때 X방향에 횡단면 성분(transverse component)인 입사 전계 벡터는 θ, ϕ와 γ의 함수로 다음 식과 같이 표현할 수 있다.

$$E^{i'} = (E_y^{i'} + E_z^{i'})e^{j(k_x - k_y - k_z)}$$
$$= (-y_0 \cos\phi\cos\theta \sin\gamma - z_0 \cos\theta \sin\phi \sin\gamma)E_0 e^{j(k_x x - k_y y - k_z z)} \quad (1)$$

$$E^{i''} = (E_y^{i''} + E_z^{i''})e^{j(k_x - k_y - k_z)}$$
$$= (y_0 \sin\phi\cos\gamma - z_0 \cos\phi\cos\gamma)E_0 e^{j(k_x x - k_y y - k_z z)} \quad (2)$$

여기서 $k_x = k_0 \cos\theta$, $k_y = -k_0 \sin\theta \cos\phi$, 그리고 $k_z = -k_0 \sin\theta \sin\phi$이며, 시간 인자는 e^{jwt}로 두었으며 본 문에서는 생략 한다.

각 영역에서의 산란파는 Floquet 모드 전개 방법을 이용하여 기술할 수 있으며, 본 논문에서 정의하는 벡터 Floquet모드는

$$e_n' = \frac{k_{Tn}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} e^{-jk_{Tn}\cdot\rho} \quad (3a)$$

$$h_n' = x_0 \times e_n' \quad (3b)$$

$$h_n'' = e_n' \quad (4a)$$

$$e_n'' = h_n'' \times x_0 \quad (4b)$$

로 표현할 수 있다. 여기서 (e_n', h_n')는 TM모드, (e_n'', h_n'')는 TE모드를 나타내고, ρ는 y-z평면의 위치 벡터($\rho=(y,z)$)를 의미하며, $k_{Tn}, |k_{Tn}|$, 는 다음식과 같이 주어진다.

$$k_{Tn}=y_0k_y+z_0k_{zn} \tag{5}$$

$$|k_{Tn}|=\sqrt{k_y^2+k_{zn}^2} \tag{6}$$

여기서

$$k_{zn}=2\pi n/d+k_z \tag{7}$$

각 영역에서 x방향에 횡단면 성분인 산란 전자계는 위에서 정의된 벡터 Floquet 모드들의 합으로 표현된다. 먼저 영역 (1)에서의 산란 전자계 벡터는

$$E_T=\sum_n [\, V_n'(x)e_n'+V_n''(x)e_n'' \,] \tag{8a}$$

$$H_T=\sum_n [\, I_n'(x)h_n'+I_n''(x)h_n'' \,] \tag{8b}$$

로 표현될 수 있으며, 영역 (2)인 유전체 층에서의 산란 전자계 벡터는

$$E_T^L=\sum_n [\, V_n^{L'}(x)e_n'+V_n^{L''}(x)e_n'' \,] \tag{9a}$$

$$H_T^L=\sum_n [\, I_n^{L'}(x)h_n'+I_n^{L''}(x)h_n'' \,] \tag{9b}$$

로 표현되고, 여기서 L는 유전체층의 I, II를 의미한다. 그리고 벡터 모드 계수 V, I는 다음 식과 같이 주어지며, 유전체층 II의 모드 계수에 +, -는 x축에 대하여 파의 진행 방향을 의미하며, 유전체층 I의 벡터 모드계수 식은 접지면의 경계조건을 만족하는 함수로 표현하였다.

$x \geq 0$인 경우

$$V_n'(x)=V_n'(0)e^{-jk_{xn}'x} \tag{10a}$$

$$V_n''(x)=V_n''(0)e^{-jk_{xn}''x} \tag{10b}$$

$$I_n'(x)=Y_n'V_n'(0)e^{-jk_{xn}'x} \tag{10c}$$

$$I_n''(x)=Y_n''V_n''(0)e^{-jk_{xn}''x} \tag{10d}$$

$-h_2 \leq x \leq 0$인 경우

$$V_n^{If}(x)=V_n^{+If}(0)e^{-jk_{xn}^{II}x}+V_n^{-If}(0)e^{jk_{xn}^{II}x} \tag{11a}$$

$$V_n^{If'}(x)=V_n^{+If'}(0)e^{-jk_{xn}^{II}x}-V_n^{-If'}(0)e^{jk_{xn}^{II}x} \tag{11b}$$

$$I_n^{If}(x)=Y_n^{+If}(V_n^{If}(0)e^{-jk_{xn}^{II}x}-V_n^{-If}(0)e^{jk_{xn}^{II}x}) \tag{11c}$$

$$I_n^{If'}(x)=Y_n^{+If'}(V_n^{If}(0)e^{-jk_{xn}^{II}x}+V_n^{-If'}(0)e^{jk_{xn}^{II}x}) \tag{11d}$$

$-(h_1+h_2) \leq x \leq -h_2$인 경우

$$V_n^{I'}(x)=V_n^{I'}(0)\sin k_{xn}^I(x+h_1+h_2)/\sin k_{xn}^I(h_1+h_2) \tag{12a}$$

$$V_n^{I''}(x)=V_n^{I''}(0)\sin k_{xn}^I(x+h_1+h_2)/\sin k_{xn}^I(h_1+h_2) \tag{12b}$$

$$I_n^{I'}(x)=jY_n^{I'}V_n^{I'}(0)\cos k_{xn}^I(x+h_1+h_2)/\sin k_{xn}^I(h_1+h_2) \tag{12c}$$

$$I_n^{I''}(x)=jY_n^{I''}V_n^{I''}(0)\cos k_{xn}^I(x+h_1+h_2)/\sin k_{xn}^I(h_1+h_2) \tag{12d}$$

여기서 k_{xn}, k_{xn}^L은 x축 방향의 파수를 의미하며, Y_n, Y_n^L은 각 영역의 어드미턴스로 다음식과 같다.

$$k_{xn}=\sqrt{k_0^2-k_y^2-k_{zn}^2} \tag{13a}$$

$$k_{xn}^L=\sqrt{k_0^2\varepsilon_{rL}-k_y^2-k_{zn}^2} \tag{13b}$$

$$Y_n'=\frac{\omega\varepsilon_0}{k_{xn}},\ Y_n''=\frac{k_{xn}}{\omega\mu_0},\ Y_n^{L'}=\frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon_{rL}}{k_{xn}^L},\ Y_n^{L''}=\frac{k_{xn}^L}{\omega\mu_0} \tag{14}$$

따라서 벡타 Floquet 모드와 식 (8) 및 식 (10)을 정리하면, 영역 (1)에서 x방향에 대한 횡단면 성분인 산란 전자계는

$$E_y=\sum_n(V_n'(0)k_y+V_n''(0)k_{zn})\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}'x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \tag{15a}$$

$$E_z=\sum_n(V_n'(0)k_{zn}-V_n''(0)k_y)\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}'x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \tag{15b}$$

$$H_y=\sum_n(-V_n'(0)Y_n'k_{zn}+V_n''(0)Y_n''k_y)\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}'x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \tag{15c}$$

$$H_z=\sum_n(V_n'(0)Y_n'k_y+V_n''(0)Y_n''k_{zn})\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}'x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \tag{15d}$$

로 표현되고, 마찬가지로 벡터 Floquet 모드와 식(9) 및 식(11)-(12)을 정리하면, 유전체 내부의 영역 I, II에서의 산란 전자계는 다음 식과 같이 된다.

$-h_2 \leq x \leq 0$인 경우

$$E_y^{1I}=\sum_n\{(V_n^{1I+'}(0)k_y+V_n^{1I+''}(0)k_{zn})e^{-jk_{xn}^{1I}x} + (V_n^{1I-'}(0)k_y-V_n^{1I-''}(0)k_{zn})e^{jk_{xn}^{1I}x}\}\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \tag{16a}$$

$$E_z^{1I}=\sum_n\{(V_n^{1I+'}(0)k_{zn}-V_n^{1I+''}(0)k_y)e^{-jk_{xn}^{1I}x} + (V_n^{1I-'}(0)k_{zn}+V_n^{1I-''}(0)k_y)e^{jk_{xn}^{1I}x}\}\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \tag{16b}$$

$$H_y^{1I}=\sum_n\{(-V_n^{1I+'}(0)Y_n^{1I}k_{zn}+V_n^{1I+''}(0)Y_n^{1I'}k_y)e^{-jk_{xn}^{1I}x} + (V_n^{1I-'}(0)Y_n^{1I}k_{zn}+V_n^{1I-''}(0)Y_n^{1I'}k_y)e^{jk_{xn}^{1I}x}\}\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \tag{16c}$$

$$H_z^{II}=\sum_n\{(V_n^{II+'}(0)Y_n^{II}k_y+V_n^{II+''}Y_n^{II'}k_{zn})e^{-jk_{xn}^{II}x}+(-V_n^{II-'}Y_n^{II}k_y+V_n^{II-''}Y_n^{II'}k_{zn})e^{jk_{xn}^{II}x}\}\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \quad (16d)$$

$-(h_1+h_2)\le x\le -h_2$인 경우

$$E_y^I=\sum_n(V_n'(0)k_y+V_n^{I'}(0)k_{zn})\frac{\sin k_{xn}^I(x+h_1+h_2)}{\sin k_{xn}^I(h_1+H_2)}\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}^I x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \quad (17a)$$

$$E_z^I=\sum_n(V_n^I(0)k_{zn}-V_n^{I'}(0)k_y)\frac{\sin k_{xn}^I(x+h_1+h_2)}{\sin k_{xn}^I(h_1+h_2)}\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}^I x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \quad (17b)$$

$$H_y^I=\sum_n(-jV_n^I(0)Y_n^Ik_{zn}+jV_n^{I'}(0)Y_n^{I'}k_y)\frac{\cos k_{xn}^I(x+h_1+h_2)}{\sin k_{xn}^I(h_1+h_2)}\frac{e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}^I x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \quad (17c)$$

$$H_z^I=\sum_n(jV_n^I(0)Y_n^Ik_y+jV_n^{I'}(0)Y_n^{I'}k_{zn})\frac{\cos k_{xn}^I(x+h_1+h_2)}{\sin k_{xn}^I(h_1+h_2)}\frac{e^{jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}^I x}}{|k_{Tn}|\sqrt{d}} \quad (17d)$$

위에서 기술된 식 (15)-(17)은 미지의 계수 V_n, V_n^L이 포함된 각 영역에서의 산란 전자계를 표현한 것이다. 식 (15)-(17)에서 미지의 계수가 정해지면 각 영역에서의 전자계를 전부 알 수 있다. 미지의 계수를 구하기 위해서는 각 영역 사이의 경계조건을 부과한 후 적절한 연산을 통하여 선형 대수방정식을 세움으로써 미지의 계수를 계산할 수 있다. 그림 1의 스트립 격자 구조에서 각 영역 사이에 산란 전계의 접속 성분은 연속 조건

$$E_T(x=+0)=E_T^{II}(x=-0) \quad (18a)$$

$$E_T^{II}(x=+h_2)=E_I^I(x=-h_2) \quad (18b)$$

을 만족해야 한다. 그리고 유전체 층 I과 II사이에서 산란 자계의 접속 성분은 연속 조건을 만족하지만, 영역 1과 유전체 층 사이에서는 도체 스트립 격자가 놓여 있으므로 스트립에 흐르는 전류에 의해 산란 자계의 접속 성분은 불연속 조건이 이루게 된다. 즉 각 영역 사이에서의 산란 자계의 경계조건은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$x_0\times(H_T(x=+0)-H_T^{II}(x=-0))=J_T \quad (19a)$$

$$H_T^{II}(x=+h_2)-H_I^I(x=-h_2) \quad (19b)$$

여기서 전류밀도 성분 J_T는 $J_T=(y_0J_y+z_0J_z)$를 의미하며, 입사 전계의 위상을 포함하고 Chebyshev 다항식의 급수와 가장자리 조건(edge condition)을 만족하는 함수의 곱으로 표현될 수 있다. 각 y_0, z_0방향의 전류 밀도 J_y, J_z는

$$J_y=e^{-j(k_{xy}+k_{zz})}\sum_v A_v\frac{T_v(\tilde{z}/w)}{\sqrt{1-(\tilde{z}/w)^2}} \quad (20a)$$

$$J_z=e^{-j(k_{xy}+k_{zz})}\sum_u B_uT_u(\tilde{z}/w)\sqrt{1-(\tilde{z}/w)^2} \quad (20b)$$

로 주어지고, 여기서 T_v는 1종 Chebyshev 다항식을 의미하고 A_v와 B_u는 미지의 전개 계수 그리고 $\tilde{z}$는 $\tilde{z}=z-nd(n=1,2,3,\cdots)$을 의미한다.

식 (15)-(17)의 산란 전자계를 식 (18)-(19)의 경계조건에 만족되는 관계식으로 정리하면, 영역 (1)에서 산란파의 미지 계수 V_n과 전류 밀도의 미지 전개 계수 A_v와 B_u가 포함되어 있는 y_0, z_0각각 벡터 성분별로 두개의 결과식을 얻는다. 그리고 두 결과식의 양변에 $e^{j\frac{2n\pi}{d}z}$를 곱하고 z축 방향으로 스트립의 한 주기간에 걸쳐(-d/2 ~ +d/2) 적분하면, 이때 전류 밀도 성분은 도체 스트립에만 존재하고 스롯에서는 영이므로 스트립 영역에서만 ($-w$ ~w)적분해도 충분하다. 이러한 과정을 거치면

$$k_y\overline{Y_n}'V_n'(0)+k_{zn}\overline{Y}_n''V_n''(0)=-\sum_v A_vH_{vn}^*\frac{|k_{Tn}|}{\sqrt{d}} \quad (21a)$$

$$-k_{zn}\overline{Y_n}'V_n'(0)+k_z\overline{Y}_n''V_n''(0)=\sum_u B_uQ_{un}^*\frac{|k_{Tn}|}{\sqrt{d}} \quad (21b)$$

와 같은 표현식을 얻을 수 있다. 여기서 $\overline{Y}_n'$과 $\overline{Y}_n''$는 각각

$$\overline{Y}_n'=Y_n'-jY_n^{II}\cdot\frac{\varepsilon_{r1}k_{xn}^{II}-\varepsilon_{r1}k_{xn}^I\tan(k_{xn}^{II}h_2)\tan(k_{xn}^Ih_1)}{\varepsilon_{r1}k_{xn}^{II}\tan(k_{xn}^{II}h_2)+\varepsilon_{r1}k_{xn}^I\tan(k_{xn}^Ih_1)} \quad (22a)$$

$$\overline{Y}_n''=Y_n''-jY_n^{II'}\cdot\frac{k_{xn}^I-k_{xn}^{II}\tan(k_{xn}^{II}h_2)\tan(k_{xn}^Ih_1)}{k_{xn}^{II}\tan(k_{xn}^{II}h_2)+k_{xn}^{II}\tan(k_{xn}^Ih_1)} \quad (22b)$$

와 같으며, H_{vn}^*와 Q_{un}^*에서 * 표시는 복소공액을 의미하고 H_{vn}와 Q_{un}는 각각

$$H_{vn}=w\pi(-j)^vJ_v(\frac{2n\pi w}{d}) \quad (23a)$$

$$Q_{un}=\frac{w}{2}\pi(-j)^u\left\{(u+1)\frac{J_{u+1}(\frac{2n\pi w}{d})}{\frac{2n\pi w}{d}}+(u-1)\frac{J_{u-1}(\frac{2n\pi w}{d})}{\frac{2n\pi w}{d}}\right\}$$

(23b)

로 주어진다. 여기서 $J_v(x)$는 v차 Bessel 함수를 의미한다. 그리고 식 (21a)와 식 (21b)로 부터 $V_n'(0)$와 $V_n''(0)$을 구하면 다음식과 같이 주어진다.

$$V_n'(0)=\frac{-1}{|k_{Tn}|\sqrt{d}Y_n}\left[k_y\sum_v A_v H_{vn}^*+k_{zn}\sum_u B_u Q_{un}^*\right] \quad (24a)$$

$$V_n''(0)=\frac{-1}{|k_{Tn}|\sqrt{d}Y_n}\left[k_{zn}\sum_v A_v H_{vn}^*-k_y\sum_u B_u Q_{un}^*\right] \quad (24b)$$

위의 식 (24a)와 식 (24b)을 식 (15a)와 식 (15b)에 대입하면 영역 (1)에서의 산란 전계는

$$E_y=-\sum_n\left\{\sum_v A_v H_{vn}^*\frac{k_{zn}^2\,\overline{Y}_n'+k_y^2\,\overline{Y}_n''}{d(k_y^2+k_{zn}^2)\,\overline{Y}_n\,\overline{Y}_n''}\right.$$
$$\left.-\sum_u B_u Q_{un}^*\frac{k_y k_{zn}(\overline{Y}_n-\overline{Y}_n'')}{d(k_y^2+k_{zn}^2)\,\overline{Y}_n\,\overline{Y}_n''}\right\}e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}x} \quad (25a)$$

$$E_z=-\sum_n\left\{\sum_v A_v H_{vn}^*\frac{-k_y k_{zn}(\overline{Y}_n'-\overline{Y}_n')}{d(k_y^2+k_{zn}^2)+\overline{Y}_n'\,\overline{Y}_n''}\right.$$
$$\left.+\sum_u B_u Q_{un}^*\frac{k_y^2\,\overline{Y}_n'+k_{zn}^2\,\overline{Y}_n''}{d(k_y^2+k_{zn}^2)\,\overline{Y}_n\,\overline{Y}_n''}\right\}e^{-jk_{Tn}\cdot\rho}e^{-jk_{xn}x} \quad (25b)$$

로 표현된다. 식 (25)에서 미지의 전개 계수 A_v과 B_v를 구하면 영역 (1)의 산란 전계 접속 성분을 알 수 있다. 미지의 전개 계수를 구하기 위해 마지막으로 도체 스트립에서 접속되는 총 전계 성분은 영이 되어야 하는 조건을 부과한다. 다시 말하자면, 영역 (1)에서 존재하는 파는 입사파, 도체 스트립 격자가 없는 상태에서의 반사파 및 산란파로 구분될 수 있으며, 방향에 횡단면 성분인 y_0방향과 z_0방향 각각에 대하여 이들 3가지 전계 성분의 총 합은 영이 되어야 함을 의미한다. 이제까지는 도체 스트립에 흐르는 전류에 의한 산란파을 유도하였고, 다음은 그림 1의 구조에서 도체 스트립 격자를 제거한 상태에서 임의의 편파를 갖는 평면파가 입사될 때 식 (1)에서 정의된 입사파에 대한 반사파 $E^{r'}$와 $E^{r''}$는

$$E^{r'}=-(E_y^i+E_z^i)R^{TM}e^{-j(k_x+k_y+k_z)} \quad (26a)$$

$$E^{r''}=(E_y^{i'}+E_z^{i'})R^{TE}e^{-j(k_x+k_y+k_z)} \quad (26b)$$

로 주어지면, R^{TM}과 R^{TE}은 도체 스트립 격자가 제거된 상태에서 TM과 TE에 해당되는 반사계수를 의미하고 각각 다음과 같다.

$$R^{TM}=$$
$$\frac{\varepsilon_{r1}k_{x0}^{1I}(\varepsilon_{r1I}k_{x0}-jk_{x0}^{1I}\tan k_{x0}^{1I}h_2)-j\varepsilon_{r1I}k_{x0}^{I}\tan(k_{x0}^{I}h_1)(k_{x0}^{1I}-j\varepsilon_{r1I}k_{x0}\tan k_{x0}^{1I}h_2)}{\varepsilon_{r1}k_{x0}^{1I}(\varepsilon_{r1I}k_{x0}+jk_{x0}^{1I}\tan k_{x0}^{1I}h_2)+j\varepsilon_{r1I}k_{x0}^{I}\tan(k_{x0}^{I}h_1)(k_{x0}^{1I}+j\varepsilon_{r1I}k_{x0}\tan k_{x0}^{1I}h_2)}$$

(27a)

$$R^{TE}=$$
$$\frac{jk_{x0}^{1I}\tan(k_{x0}^{I}h_1)(k_{x0}-jk_{x0}^{1I}\tan k_{x0}^{1I}h_2)-k_{xn}^{I}(k_{x0}^{1I}-jk_{x0}\tan k_{x0}^{1I}h_2)}{jk_{x0}^{1I}\tan(k_{x0}^{I}h_1)(k_{x0}+jk_{x0}^{1I}\tan k_{x0}^{1I}h_2)+k_{x0}^{I}(k_{x0}^{1I}+jk_{x0}\tan k_{x0}^{1I}h_2)}$$

(27b)

여기서 k_{0x}와 k_{x0}^{I}는 식 (13)에서 n=0일때 x방향의 전파상수를 의미하며, 만약 유전율이 다른 두개 유전체 층을 동일한 유전율로 갖게 두거나, 두개의 유전체 중 하나를 제거할 때 즉 $h_1=0$또는 $h_2=0$인 경우에, 식 (27)은 접지면 위에 단일 유전체 층으로 되어 있을 때의 반사계수와 동일한 수식으로 표현됨을 알 수 있다. 이미 앞에서 언급한 바와 같이 도체 스트립면에서 전계 접선 성분의 총합은 영이 되므로 식 (1,2), 식 (25a,b) 그리고 식 (26a,b)으로부터 도체 스트립 면에서의 접선 전계 성분은

$$E_T(0,y,z)=-\{E_T^{i'}(0,y,z)(1-R^{TM})+E_T^{i''}(0,y,z)(1+R^{TE})\} \quad (28)$$

과 같은 관계식이 성립된다. 위의 식(28)의 양변에 전류의 기저함수를 곱하고 도체 스트립 폭에 걸쳐 ($-w\sim w$)양변을 적분하면, 즉 Testing 연산 과정을 거치면 미지의 전류 전개 계수A_v와 B_u만 남게되고 또한 열행렬(column matrix)로 표현될 수 있으며 다음과 같은 대수 선형방정식을 얻는다.

$$\sum_v A_v Z_{sv}+\sum_u B_u Z_{su}=S_{so} \quad (29a)$$

$$\sum_v A_v Z_{tv}+\sum_u B_u Z_{su}=S_{to} \quad (29b)$$

여기서 행열요소(matrix element)인 $Z_{sv}, Z_{su}, Z_{tv}, Z_{tu}$와 Source 항인 S_{so}, S_{to}은

$$Z_{sv}=\sum_n H_{vn}^* H_{sn}\left\{\frac{k_{zn}^2\,\overline{Y}_n'+k_y^2\,\overline{Y}_n''}{d(k_y^2+k_{zn}^2)\,\overline{Y}_n\,\overline{Y}_n''}\right\} \quad (30a)$$

$$Z_{su}=\sum_n Q_{un}^* H_{sn}\left\{\frac{k_y k_{zn}(\overline{Y}_n''-\overline{Y}_n')}{d(k_y^2+k_{zn}^2)\,\overline{Y}_n\,\overline{Y}_n''}\right\} \quad (30b)$$

$$Z_{tv}=\sum_n H_{vn}^* Q_{tn}\left\{\frac{k_y k_{zn}(\overline{Y}_n''-\overline{Y}_n')}{d(k_y^2+k_{zn}^2)\,\overline{Y}_n\,\overline{Y}_n''}\right\} \quad (30c)$$

$$Z_{tu}=\sum_n Q_{un}^* Q_{tn}\left\{\frac{k_y^2\,\overline{Y}_n'+k_{zn}^2\,\overline{Y}_n''}{d(k_y^2+k_{zn}^2)\,\overline{Y}_n\,\overline{Y}_n''}\right\} \quad (30d)$$

$$S_{so}=\{E_y^i(1-R^{TM})+E_y^{i''}(1+R^{TE})\}H_{so} \quad (31a)$$

$$S_{to}=\{E_z^i(1-R^{TM})+E_z^{i''}(1+R^{TE})\}Q_{to} \quad (31b)$$

로 주어진다.

따라서 최종적으로 얻은 식 (29)의 선형 대수방정식을 풀면 미지의 전개 계수 A_v와 B_u을 알수 있다. 이를 식 (24)에 입력하면 V_n^i과 V_n^r를 계산할 수 있으므로 식(15) - 식(17)에서 표현된 각 영역에서의 산란파를 전부 구할 수 있다.

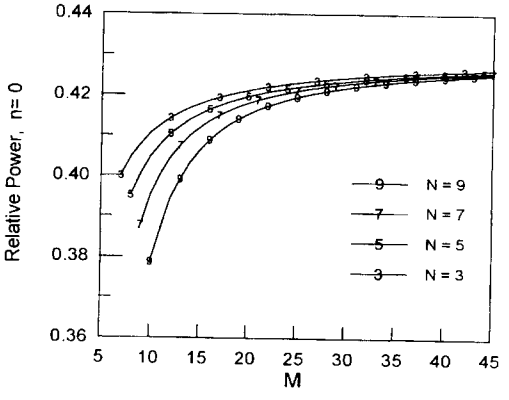
Ⅲ. 수치 계산 및 결과 검토

앞 절에서는 그림 1의 스트립 격자 구조에 임의의 편파를 갖는 평면파가 입사될 때 스트립 격자 구조에 의한 산란파를 모드 전개과 모멘트 방법을 이용하여 해석하였다. 본 논문에서 제시된 해석 방법을 검토하기 앞서 먼저 수렴도를 조사하고, 스트립 격자 구조에서의 소프트 및 하드 표면 조건을 분석하고자 한다.

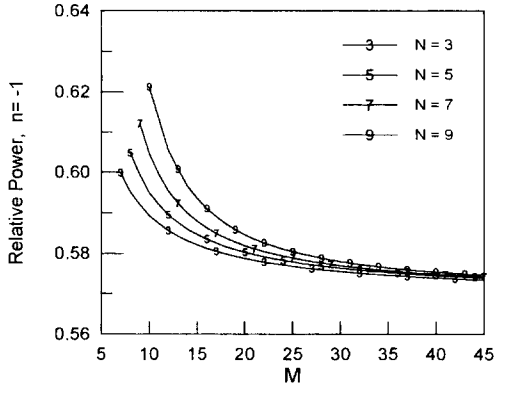
1. 수렴도 조사 및 결과 비교

본 논문에서 제시된 해석 방법의 수렴도를 조사하기 위해 그림 1의 구조에서 유전체의 유전율을 각각 ε_{r1} =2.57, ε_{r1l}=5.57, 격자 주기와 파장(자유 공간) 비는 $d=\lambda$, 스트립 폭과 격자 주기 비는 $2w=0.5d$, 유전체 층의 두께와 격자 주기 비는 $h_1/d=0.1$, $d=0.1$인 구조를 갖는 조건에서 편파 각도 γ=25도를 갖고,(θ, ϕ) = (30, -70) 방향으로부터 평면파가 입사되는 경우를 조사하였다. 이때 Floquet이론에 의해 모드 n=0와 n=-1만 방사되고 다른 모드는 사라지게 된다. 이런 이유로 모드 n=0인 산란파 전력 $P_{n=0}$와 n=-1인 산란파 전력 $P_{n=-1}$만 고려하고 각 산란파 전력은 입사파 전력에 대해 정규화 해서 Chebyshev 다항식의 함수 N을 매개변수로 두고 공간조화함수(space harmonics) M에 따른 수렴도를 그림 3에 제시하였다. 그림 3의 가로축은 공간조화함수의 갯수 M를 의미하는 것으로 실제는 2M+1개가 사용되었고, 세로축은 각 모드의 산란파 전력을 의미한다. 그림 3을 보면 산란파 전력 , $P_{n=0}$, $P_{n=-1}$은 적은 N의 값으로도 M이 증가함에 따라 빠르게 어떤 일정한 값으로 수렴되어 가고 있음을 알 수 있다.

그리고 두개 유전층을 갖는 스트립 구조에 대한 실험 결과 및 수치적 계산 결과가 발표된바 없어, 그림 1.에서 두 유전체 층의 유전율을 동일하게 두면, 유전체 내부는 균일한 유전율을 갖는 구조가 된다. 이런 구조에 대하여는 이미 발표[12]된바 있어 이 방법에 의한 계



(a)



(b)

그림 3. Chebyshev 다항식의 항의 갯수 N과 공간조화함수의 갯수 (2M+1)에 대한 산란파 전력 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$의 수렴도(ε_{r1}=2.57, ε_{r1l}=5.57, $d=\lambda$, $2w=0.5d$, $h_1/d=0.1$, $h_2/d=0.1$, θ = 30°, θ =-70°, γ =25°) (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 Chebysev polynomial term N as parameters.(ε_{r1}=2.57, ε_{r1l}=5.57, $d=\lambda$ $2w=0.5d$, $h_2/d=0.1$, $h_2/d=0.1$, θ=30°, θ =-70°, γ =25°) (a) $P_{n=0}$ (b) $P_{n=-1}$

산 결과와 본 논문에서 제시한 방법의 계산 결과간에 일치하는가를 비교하고자 한다. 여기서 비교 상대인 해석 방법은 공간영역(Spectral domain) 방법과 Sampling 이론을 결합한 방법이다. 두 해석 방법간에 계산 결과를 비교하기 위해 그림 1의 스트립 격자 구조에서 유전율을 ε_{r1}=2.57, ε_{r1l}=2.57로 동일하게 두고,

격자 주기와 파장 비는 $d=\lambda$, 스트립 폭과 격자 주기 비는 $2w=0.68d$, 유전체 층의 두께와 격자 주기 비는 $(h_1+h_2)/d=0.584$인 경우, $\gamma=15$도, $\phi=-75^o$로 두고 θ각도에 따른 산란파 전력 $P_{n=0}$ 와 $P_{n=-1}$을 그림 4에 제시하였다. 계산에서 Chebyshev 다항식의 항은 N=7, 공간조화함수는 113개로 두었다. 그림 4에서 보듯이 본 논문에서 제시된 해석방법과 공간영역 방법과 Sampling 이론을 결합한 해석 방법[12]간에 계산 결과가 매우 일치하였다.

따라서 앞에서 언급한 수렴도와 계산결과 비교 제시에서 나타낸 바와 같이 본 논문에서 제시한 해석 방법은 그림 1의 스트립 격자 구조의 산란 문제를 분석하는데 적합하고 충분함을 알 수 있다.

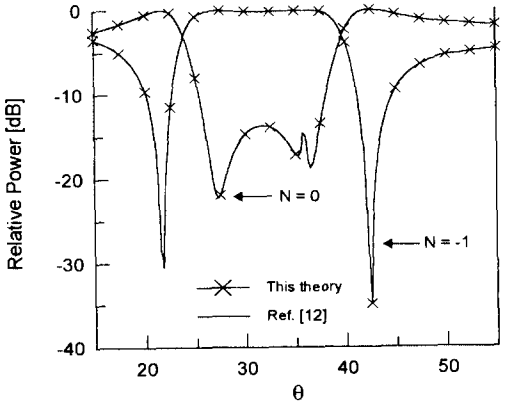


그림 4. θ에 대한 산란파 상대 전력 $P_{n=0}$와 $P_{n=-1}$ ($\varepsilon_{rl}=\varepsilon_{r1l}=2.57$, $d=\lambda$, $2w=0.68d$, $(h_1+h_2)/d=0.584$ $\theta=-75^o$, $\gamma=15^o$)

Fig. 4. Relative power of and versus. ($\varepsilon_{rl}=\varepsilon_{r1l}=2.57$, $d=\lambda$, $2w=0.68d$, $(h_1+h_2)/d=0.584$ $\theta=-75^o$, $\gamma=15^o$)

2. 도체 스트립 격자 구조에 의한 소프트 및 하드 표면 분석

인공적인 소프트 및 하드 표면 조건은 참고문헌[15,16]에 매우 잘 정의되어 있으며, 이러한 조건은 접지된 유전체면 위에 주기적인 도체 스트립 격자가 있는 구조에서도 나타나는 것으로 발표되었다. 그림 1의 구조에서는 입사파가 도체 스트립에 가로질러 진행할 때 즉 $\phi=\pm 90^o$인 경우 전자기적 소프트 표면이 만들어지고, 도체 스트립에 평행하게 진행할 때 ($\phi=0^o, 180^o$), 하드 표면이 만들어진다. 본 논문에서 다루는 구조에서 관심 있는 전자계 성분은 영역 (1)에서의 Y축 방향의 전계 벡터 E_y^t와 자계 벡터 H_y^t을 들 수 있다. 그리고 정의에 의하면 소프트 표면 및 하드 표면 조건은 스트립 격자 표면에서 두 벡터, E_y^t, H_y^t는 0이 되어야 한다. 이는 소프트 표면 조건인 경우 스트립 표면에서 포인팅 벡터는 0이 되고, 하드 표면 조건에서는 포인팅 벡터가 Y축 성분만 남게 된다.

이러한 표면 조건에 대해 본 논문에서 제시된 해석과 연관하여 보면 간단한 조건을 얻을 수 있다. 여기서 다루는 파장대 격자 주기의 비는 2배 이상이므로 고차 모드는 사라지고 기본 모드 ($n=0$)만 방사되어 입사파 크기는 기본 모드인 산란파의 크기와 동일하고 위상은 다르다. 그러므로 본 논문에서 분석하고자 하는 소프트 표면 조건은 입사파의 진행 방향을 $\phi=-90^o$로 두고 TE($\gamma=0^o$)와 TM($\gamma=90^o$)을 고려하여 보면 산란파 ($n=0$) $E_y^{''}$의 위상은 180도, $H_y^{'}$의 위상은 0도가 되어야 하고, 또한 하드 표면 조건인 경우는 입사파의 진행 방향을 $\phi=0^o$로 두고 TE($\gamma=0^o$)와 TM($\gamma=-90^o$)을 고려하면 마찬가지로 산란파 $H_y^{''}$의 위상은 0도, $E_y^{'}$의 위상은 180도가 되어야 한다. 따라서 여기서 제시되는 계산 결과는 스트립의 격자 구조와 입사파의 방향에 따른 $E_y^{''}$, $H_y^{''}$의 위상 변화만 다루었다. 이러한 결과로도 소프트 및 하드 표면 설계에 유용한 자료가 될 수 있다.

하드 및 소프트 표면 조건을 분석 하기 앞서 두개의 유전체 층을 갖는 경우에는 발표된바 없기 때문에 먼저 단일 유전체 층을 갖는 구조에 대하여 이미 발표[6]된 결과와 비교 검토하기로 한다. 여기서 스트립 격자 구조를 $d=0.2\lambda$, $2w=0.5d$, $(h_1+h_2)=0.14\lambda$, 0.25λ, $\varepsilon_{rl}=\varepsilon_{rl}=2.5$로 두고 입사파가 스트립 격자와 평행 ($\phi=0^o$)하게 진행할 때 즉 하드 표면 조건인 경우 ϕ에 따른 $E_y^{'}$, $H_y^{''}$ 위상의 변화를 그림 5에서 보여주고 주고 있다. 그림에서 실선은 근사적 해석 방법으로 계산한 결과[6]이고, x 표시는 본 논문에서 제시한 방법으로서 계산 결과로 매우 잘 일치됨을 알 수 있고 $\phi=35^o$정도에서 하드 표면 조건이 성립되고 있음을 보여 주고 있다. 또한 $d=0.2\lambda$, $2w=0.75d$, $(h_1+h_2)=0.14\lambda, 0.25\lambda$, $\varepsilon_{rl}=\varepsilon_{rl}=1$인 구조에서 입사파가 스트립 격자를 가로질러($\phi=90^o$) 진행할 때 θ에 따른 $E_y^{''}$, $H_y^{'}$ 의 위상 변화를 그림 6에서도 보여주고 주고

있다. 여기서도 매우 잘 일치됨을 알 수 있었고 θ=45° 정도에서 소프트 표면 조건이 나타나고 있다.

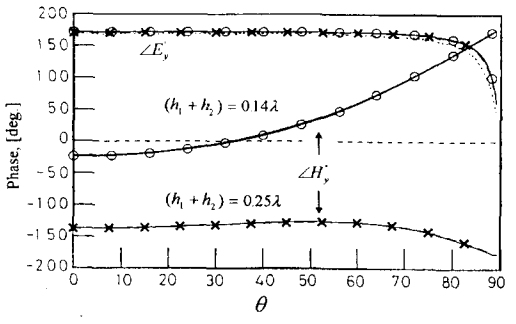


그림 5. 하드 표면($\phi=0^{\circ}$)인 경우 $E_y^{'}, H_y^{'}$의 위상 변화
($d=0.2\lambda$, $2w=0.5d$, $(h_1+h_2)=0.14\lambda$, 0.25λ, $\varepsilon_{r1}=\varepsilon_{r1}=2.5$)
O X : This theory
———— : Ref.[6]
- - - -

Fig. 5. Variations of phases of $E_y^{'}$, $H_y^{'}$as a hard surface($\phi=0^{\circ}$).
($d=0.2\lambda, 2w=0.5d, (h_1+h_2)=0.14\lambda, 0.25\lambda$, $\varepsilon_{r1}=\varepsilon_{r1}=2.5$)

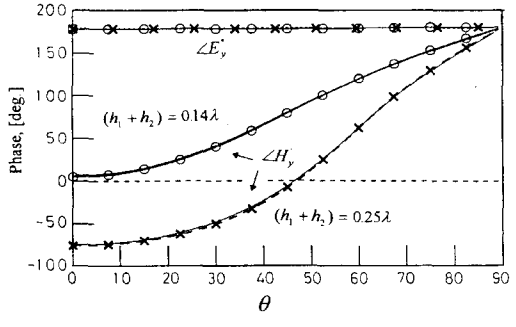


그림 6. 소프트 표면($\phi=90^{\circ}$)인 경우 $E_y^{'}, H_y^{'}$의 위상 변화($d=0.2\lambda, 2w=0.75d, (h_1+h_2)=0.14\lambda, 0.25\lambda$, $\varepsilon_{r1}=\varepsilon_{r1}=1$)
O X : This theory
———— : Ref.[6]
- - - -

Fig. 6. Variations of phases of $E_y^{'}$, $H_y^{'}$ as a soft surface($\phi=90^{\circ}$).
($d=0.2\lambda, 2w=0.75d, (h_1+h_2)=0.14\lambda, 0.25\lambda$, $\varepsilon_{r1}=\varepsilon_{r1}=1$)

다음은 본 논문에서 다루고 있는 2개의 유전체 층을 갖는 격자 구조에 대하여 하드 및 소프트 표면 구조를 조사하였다. 먼저 하드 표면에 대하여 살펴보기 위하여 $\varepsilon_{r1}=2.57, \varepsilon_{r1}=7.0, d=0.2\lambda, 2w=0.5d, h_1=0.25d, h_2=0.1d, 0.152d, 0.17d$ 갖는 구조에 입사파가 $\phi=0^{\circ}$즉 Y축의 음의 방향으로 진행할 때 θ에 따른 $E_y^{'}, H_y^{'}$, 위상의 변화를 그림 7에 나타내었다.

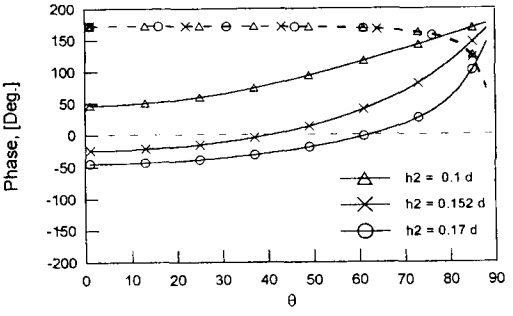


그림 7. 하드 표면($\phi=0^{\circ}$)인 경우 $E_y^{'}, H_y^{'}$ 의 위상 변화
($\varepsilon_{r1}=2.57, \varepsilon_{r1}=7.0, d=0.2\lambda, 2w=0.5d$, $h_1=0.25d$, $h_2=0.1d, 0.152d, 0.17d$)
- - - - - : $\angle E_y^{'}$
———— : $\angle H_y^{'}$

Fig. 7. Variations of phases of $E_y^{'}, H_y^{'}$as a hard surface($\phi=0^{\circ}$).
($\varepsilon_{r1}=2.57, \varepsilon_{r1}=7.0, d=0.2\lambda, 2w=0.5d$, $h_1=0.25d$, $h_2=0.1d, 0.152d, 0.17d$)

그림 7에서 보면 Y방향의 산란 전계 위상은 θ가 약 75도 이하에서는 거의 180도로 일정하지만 Y방향의 산란 자계 벡타는 θ가 증가함에 따라 위상도 점점 크게 변화하는 특성을 갖는다. 여기서는 θ가 약 42도에서 하드 표면 조건을 갖는다. 실제 이상적인 하드 표면 특성을 갖기 위해서는 θ의 변화에 상관없이 자계의 위상은 0도로 일정한 값을 유지해야 한다. 그렇지만 그림 5와 비교하여 보면 보다 완만한 기울기를 보여주고 있어 하드 표면 특성이 개선됨을 알 수 있다. 그리고 소프트 표면에 대하여도 $\varepsilon_{r1}=4.57, \varepsilon_{r1}=2.57$, $d=0.2\lambda, 2w=0.75d, h_1=0.25d, 0.3d, 0.35d, h_2=0.1d$인 구조에 입사파가 $\phi=90^{\circ}$인 Z축의 음의 방향으로 진행할 때 θ에 따른 $E_y^{'}, H_y^{'}$위상의 변화를 그림 8에 제시하였으며 θ가 약 45도에서 소프트 표면 조건을 얻었다. 그림 6에서 보면 자계 성분의 위상은 에 따라 급격하게 증가하지만 그림 8에서의 자계 위상은 θ가 변화하더라도 완만한 기울기를 가지고 비교적 일정하게 나타내고 있다. 물론 전계 성분의 위상은 그림 6 및 그림 8 모두 거의 180도로 일정하다. 그리고 하드 표면 조건과 마찬가지로 이상적인 소프트 표면도 Y축 방향의

자계 위상은 θ의 변화에 상관없이 0도로 일정한 값을 유지해야 한다. 여기서 제시된 계산 결과로 보면 접지판과 도체 스트립 격자 사이에 하나의 유전체 층을 갖는 구조보다도 두개의 유전체 층을 갖는 구조가 하드 및 소프트 표면 특성을 보다 우수하게 나타내고 있어, 하드 및 소프트 표면 조건을 이용하는 분야에 성능 개선이 이루어 질 수 있으며 특히 소프트 표면 조건을 이용하는 경우는 상당한 성능 개선을 얻을 것으로 예상된다. 앞으로 안테나 공학에서 이용하기 위해서는 스트립 격자구조의 주기, 스트립 폭, 유전체 두께 및 유전율에 따른 세밀한 분석이 더욱 요구된다.

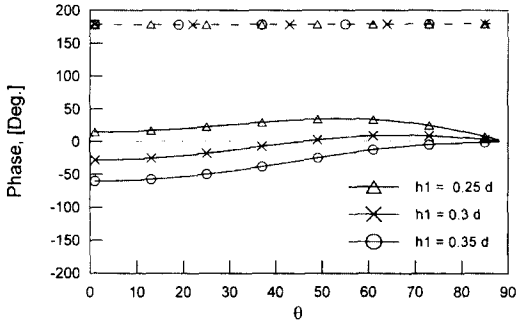


그림 8. 소프트 표면($\phi=90^{o}$)인 경우 $E_y^{'}, H_y^{'}$의 위상 변화
($\varepsilon_{r1}=4.57, \varepsilon_{r2}=2.57, d=0.2\lambda, 2w=0.75d,$
$h_1=0.25d, 0.3d, 0.35d\ h_2=0.1d$)
- - - - - : $\angle E_y^{'}$
——— : $\angle H_y^{'}$

Fig. 8. Variations of phases of $E_y^{'}, H_y^{'}$as a hard surface($\phi=90^{o}$).
($\varepsilon_{r1}=4.57, \varepsilon_{r2}=2.57, d=0.2\lambda, 2w=0.75d,$
$h_1=0.25d, 0.3d, 0.35d,\ \ h_2=0.1d$)

Ⅳ. 결 론

본 논문에서는 도체 접지판과 도체 스트립 격자 사이에 두개의 유전체 층으로 되어 있는 구조에 임의의 편파 각도를 갖는 평면파가 입사될 때 전자파 산란 문제의 해석 방법을 다루었다. 산란 해석은 벡터 Floquet 모드 전개와 모멘트 방법을 이용하였으며 산란 해석방법의 적합성을 검토하기 위해 전력 보존면에서 수렴도를 조사하였고 두개의 유전체 층의 유전율을 동일하게 두어 공간영역 방법과 샘플링 이론을 결합하여 해석한 방법간에 계산 결과를 비교하여 일치됨을 확인하였다.

두개의 유전체 층을 갖는 스트립 격자 구조에 대한 하드 및 소프트 표면 연구가 발표된 바 없어 유전체의 유전율을 같게 두어 이미 발표된 결과와 비교하여 일치됨을 확인하였고, 각 유전체 층의 유전율을 다르게 두고 각 유전체의 두께에 따른 하드 및 소프트의 표면 특성을 나타내었다.

제시된 계산 결과를 보면 하나의 유전체 층을 갖는 구조보다도 두개의 유전체 층을 갖는 구조가 하드 및 소프트 표면 특성면에서 보다 우수함을 알 수 있었다. 앞으로는 스트립 격자의 파라메터에 따른 세밀한 분석이 이루어져야 하는 것으로 여겨진다.

참 고 문 헌

[1] P.-S. Kildal and E. Lier, Hard horns improve cluster feeds of satellite antennas, Elect. Lett., vol. 24, no. 8, pp. 491-492, April 1988.

[2] Erik Lier and P.-S. Kildal, Soft and hard antennas, IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-36, no. 8, pp. 1152-1157, Aug. 1988.

[3] Erik Lier and Tor Schaug-Pettersen, The strip-loaded hybrid-mode feed horn, IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-35, no. 9, pp. 1086-1089, Sep. 1987.

[4] Jon Anders Aas, Plane-wave reflection properties of two artificially hard surfaces, IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-39, no. 5, pp. 651-656, May 1991.

[5] Gerecht, E., and Schaubert, Hard surfaces obtained by using microstrip resonators, IEEE AP-S Symposium, Proceedings, vol. 3, pp. 1476-1479, 1994.

[6] Shuguang Chen, Makoto Ando and Naohisa Goto, Analytical expressions for reflection coefficients of artificially soft and hard surfaces: dielectric slab loaded with a periodic array of strips over a ground plane, IEE Proc. vol. 142, Pt. H, no. 2, April 1995.

[7] 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.

[8] 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.
[9] H. A. Auda, "Quasistatic characteristics of slotted parallel-plate waveguides," IEE Proc. vol. 135, Pt. H, no. 4, Aug. 1988.
[10] 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.
[11] 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.
[12] 고지환, 조웅희, 박진택, 김재명, 조영기, 임의의 편파를 갖는 평면파가 입사될때 접지된 유전체면 위에 주기적인 스트립격자 구조에 의한 전자파 산란, 대한전자공학회 추계종합학술대회 논문집 제 18권 제 2호, pp. 285-288, 1995년, 12월
[13] 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.
[14] 조영기, 고지환, 윤리호, 이종익, 조웅희, "접지된 판상의 유전체층 위에 위치한 주기적인 스트립격자 구조에 의한 전자기파의 산란 및 복사," 대한전자공학회 논문지 투고중
[15] P.-S. Kildal, Definition of artificially soft and hard surfaces for electromagnetic waves, Elect. Lett., vol. 24, no. 3, pp. 168-170, Feb. 1988.
[16] P.-S. Kildal, Artificially soft and hard surfaces in electromagnectics, IEEE Trans. vol. AP-38, no. 10, pp. 1537-1544, Oct. 1990.

저 자 소 개

高 知 煥(正會員) 第 33卷 A編 第 8號 參照

金 在 明(正會員) 第 31卷 A編 第 8號 參照

孫 鉉(正會員) 第 33卷 A編 第 8號 參照
현재 경북대학교 전자공학과 교수

姜 聲 春(正會員)
1955년 6월 18일생. 서울대 전기공학과 1977년 2월 졸업. Ohio State Univ. 전자공학 1986년 석사. Ohio State Univ. 전자공학 1991년 박사. 현재 한국전자통신연구소 탑재장치연구실장

趙 榮 基(正會員) 第 33卷 A編 第 8號 參照
현재 경북대학교 전자공학과 교수