

<https://doi.org/10.7236/JIIBC.2020.20.1.83>

JIIBC 2020-1-11

FGMM을 이용한 접지된 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 의한 H-분극 전자파 산란 해석

Analysis of H-polarized Electromagnetic Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Grounded Double Dielectric Layer Using FGMM

윤의중*

Uei-Joong Yoon*

요약 본 논문에서는 접지된 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 의한 H-분극 전자파 산란 문제는 전자파 수치해석 방법으로 알려진 FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method)를 이용하여 해석하였다. 경계조건들은 미지의 계수를 구하기 위하여 이용하였고, 도체띠의 해석을 위해 완전도체 경계조건을 적용하였다. 도체띠의 폭과 주기, 접지된 2중 유전체층 사이의 비유전율과 두께 및 입사각에 대해 정규화된 반사전력을 계산하였다. 전반적으로 접지된 2중 유전체층의 비유전율 및 두께가 증가할수록 반사전력은 증가하였다. 그리고 접지된 2중 유전체층의 두께가 증가할수록 도체띠에 유도되는 전류밀도는 스트립 중앙에서 증가하였다. 본 논문의 제안된 구조에 대한 수치결과들은 PMM을 이용한 기존 논문의 수치해석 결과 등과 비교하여 매우 잘 일치하였다.

Abstract In this paper, H-polarized electromagnetic scattering problems by a conductive strip grating between a grounded double dielectric layer are analyzed by applying the FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method) known as a numerical method of electromagnetic field. The boundary conditions are applied to obtain the unknown field coefficients, and the conductive boundary condition is applied to analysis of the conductive strip. The numerical results for normalized reflected power are analyzed by according as the width and spacing of conductive strip, the relative permittivity and thickness of the grounded double dielectric layers, and incident angles. Generally, as the value of the dielectric constant and dielectric thickness of a grounded double dielectric layer increases, the reflected power increased. And as dielectric thickness of a grounded double dielectric layer increases, the current density induced in the strip center increases. The numerical results for the presented structure of this paper are shown in good agreement compared to those of the existing papers using the PMM(Point Matching Method).

Key Words : TM, TE scattering, Conductive boundary condition, double dielectric layer, PMM, FGMM.

*중신회원, 가천대학교 의용생체공학과
접수일자: 2019년 12월 24일, 수정완료: 2020년 1월 20일
게재확정일자: 2020년 2월 7일

Received: 24 December, 2019 / Revised: 20 January, 2020 /
Accepted: 7 February, 2020

*Corresponding Author: ujyoon@gachon.ac.kr

Dept. of Biomedical Engineering, Gachon University, Korea

1. 서 론

스트립 회절격자(strip grating)에 의한 산란 성질은 전기자기학이나 광학 분야에서 매우 중요시 되어 왔으며, 광학에서 이러한 구조들은 전송 회절격자로서 많은 연구가 진행되고 있으며, 또한 reflector antenna systems, wave polarizers, artificial dielectrics 및 polarization twister 등의 구성에 대해 연구하였으며^{[1]-[3]}, 그 후 전자파산란 해석에 대한 연구가 진행되어 왔다^{[4]-[10]}.

Richmond^[4]는 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 FGMM(Fourie Galerkin Moment Method)을 이용하여 수치해석하였고, Mittra^[5]는 파수영역에서 SGMM(Spectral Galerkin Moment Method)을 적용하여 수치해석하였으며, Kalhor^[6]는 유전체 접지층 위에 도체띠를 가지는 경우에 대해 PMM(Point Matching Method)을 이용하여 수치계산하였다.

H-분극 전자파 산란 문제를 취급함에 있어, 접지 유전체층 위의 저항띠에 대해 산란해석을 수치해석하였고^[7], 접지된 2개의 유전체층 위의 도체띠의 경우 FGMM을 이용하여 수치계산하였다^[8]. 그리고 최근에 2중 유전체층 사이에 완전도체띠 격자구조 및 접지된 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 대해 H-분극 전자파 산란 문제를 수치해석 방법인 PMM을 이용하여 수치해석하였다^[9, 10].

본 논문에서는 H-분극 전자파 산란 문제의 경우, 접지된 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 완전도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 정규화된 반사전력을 계산하고, 기존의 수치해석 방법인 PMM을 이용한 참고문헌 [10]의 수치계산 결과와 비교하여 본 논문에서 제안한 수치해석 방법의 타당성을 입증하는 것이 본 논문의 목적이다.

II. 구조에 대한 수치해석

문제의 구조는 그림 1과 같이 접지된 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 완전도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 H-분극 평면파가 가장자리에 나란하게 ϕ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 2중 유전체층 사이에 완전도체띠가 y 방향으로 무한하게 놓여있다. 완전도체띠의 격자는 $x-y$ 평면상에 위치하고 있으며, x 방향으로 주기적으로 배열되어 있고, 스트립 주기 s , 스트립 폭 w , 영역 1과 2의 비유전율 및 두께는 ϵ_{r1} , ϵ_{r2} [F/m] 및 t_1 , t_2 이

며, 단위는 파장[시]이다.

그림 1과 같은 구조에 대하여 영역 0으로 입사하는 자체 \overline{H}^i 는 다음과 같이 쓸 수 있다^[4].

$$\overline{H}^i = \hat{a}_y H_0 e^{-jk_0 x \sin \phi} e^{jk_0 z \cos \phi} \quad (1)$$

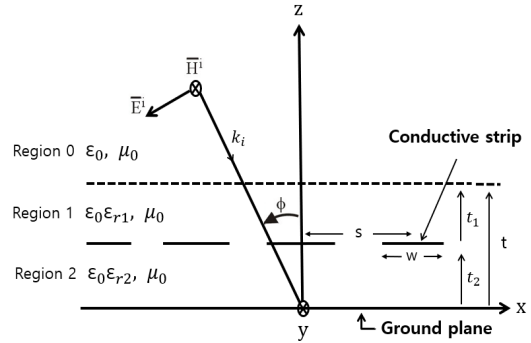


그림 1. 접지된 2중 유전체층을 갖는 H-분극 평면파의 구조
Fig. 1. Geometry of H-polarized plane wave with a grounded double dielectric layer

식 (1)에서 \hat{a}_y 는 y -방향의 단위벡터이며, k_0 는 매질의 전파상수, H_0 는 입사 자체의 진폭으로 정규화하였다. 또한 영역 0에서 산란 자체 \overline{H}^s 는 다음과 같은 평면파의 합으로 표시할 수 있다^[7].

$$\overline{H}^s = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n A_n e^{-j\gamma_n(z-t)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (2)$$

식 (2)에서 A_n 는 구해야 할 미지의 계수이며, $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/s$ 및 γ_n 는 2가지 모드인 전파모드와 감쇠모드로 구분하여 표시할 수 있다^[5].

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}, & k_0^2 > \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_0^2}, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (3)$$

영역 1($t_2 \leq z \leq t$)과 영역 2($0 \leq z \leq t_2$)에서 접선성분의 자체 \overline{H}_i 는 다음과 같이 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{H}_i = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n (B_{ni} e^{-j\gamma_n t} + C_{ni} e^{j\gamma_n t}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (4)$$

식 (4)에서 B_{ni} 와 C_{ni} 는 구해야 할 미지의 계수, i 는 유전체 영역 1과 2를 의미하며, η_{ni} 는 유전체 층에서의 전파상수로서 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다^[9].

$$\eta_{ni} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta_n^2}, & k_i^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_i^2}, & k_i^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad i=1, 2 \quad (5)$$

식 (5)에서 $k_i = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{ri}} = k_0\sqrt{\epsilon_{ri}}$, ϵ_{ri} 는 영역 1과 2의 비유전율을 의미한다.

그리고 식 (1), (2), (4)는 자계에 관한 식을 정리한 것이다. 그러나 전자파에 관련된 수식을 정리하려면 전계에 관한 식이 필수적이며, 자계는 직각좌표계에서 Maxwell 방정식인 $\nabla \times \vec{H}$ 에 의해서 계산된다^[2]. 그 이유는 각 층(Layers)에 대한 경계조건을 적용하기 위해서는 전계와 자계에 대한 관련 식들이 모두 필요하기 때문이며, 유도 과정은 지면 관계상 생략하기로 한다.

지금까지 사용된 수식 들을 이용하여 경계조건을 적용하여야만 한다. 즉, 미지의 계수를 구하기 위해 경계조건을 적용해야 하므로, 우선 $z=0$ 인 접지면에서 접선성분의 전계는 사라져야 하므로 완전도체의 경계조건을 적용한다. 또한 $z=t_1$, $z=t_2$ 에서 전계와 자계는 연속이어야 하며, 영역 0과 영역 1의 경계면 $z=t$ 에서 전계 및 자계도 연속이어야 한다.

또한 $z=t_2$ 인 경계면에서 수치해석 방법인 FGMM을 적용하기 위해서는 기저함수(Basis functions)를 도입해야 한다. 이 때, 도체피에 유도되는 전류를 미지의 계수와 간단한 지수함수의 곱의 급수로 다음과 같이 놓았다^[4].

$$\vec{J}_x = \hat{a}_x e^{-jk_y x \sin\phi} \sum_{p=-N}^N f_p e^{jp\pi x/h}, \quad -h \leq x \leq h \quad (6)$$

식 (6)에서 f_p 는 미지의 계수이며, 사용된 기저함수(Basis function)는 간단한 지수함수를 사용하였다. 유도전류는 경계면 $z=t_2$ 에서 자계는 직각좌표계(Rectangular coordinate system)의 Maxwell 방정식인 $\nabla \times \vec{H}$ 을 적용하여 계산한다. 자계가 y -방향 성분을 가지므로 전계는 x 와 z -방향 성분을 가지게 되며, 각 층에서 전계와 자계에 관련 식들은 경계조건에 대한 수치해석을 위해 필요하다. 그리고 자계에 관한 식들을

정리한 후 양변에 $e^{j2n\pi x/s}$ 를 곱하고, 한 주기 s 구간에서 양변을 적분하면 다음과 같이 반사계수(Reflection coefficient) A_n 을 구할 수 있다.

$$A_n = \frac{1}{s} \sum_{p=-M}^M f_p \left(\frac{G_{pm}}{P_{n4}} \right) - e^{k_0 t \cos\phi} \left\{ \left(\frac{P_{n5}}{P_{n4}} \right) \delta_n \right\} \quad (7)$$

식 (7)에서 사용된 계수들은 각 층에서 전계와 자계에 대한 경계조건을 이용하여 얻어진 계수 들이며, 유도과정은 지면 관계상 생략한다.

$$p_{n1} = j \frac{\epsilon_{r2}\eta_{n1}}{\epsilon_{r1}\eta_{n2}} \cdot \cot(\eta_{n2}t_2) \quad (8)$$

$$p_{n2} = p_{n1} - 1 \quad (9)$$

$$p_{n3} = p_{n1} + 1 \quad (10)$$

$$p_{n4} = \left(\frac{\eta_{n1} + \epsilon_{r1}\gamma_n}{2\eta_{n1}} \right) e^{j\eta_{n1}t_1} (p_{n2} + p_{n3} e^{-j2\eta_{n1}t_1}) - p_{n3} e^{-j\eta_{n1}t_1} \quad (11)$$

$$p_{n5} = \left(\frac{\eta_{n1} + \epsilon_{r1}k_0 \cos\phi}{2\eta_{n1}} \right) e^{j\eta_{n1}t_1} (p_{n2} + p_{n3} e^{-j2\eta_{n1}t_1}) - p_{n3} e^{-j\eta_{n1}t_1} \quad (12)$$

그리고 경계면 $z=t_2$ 인 경계면의 완전도체피에서 전계 전계는 사라져야만 하므로 완전도체의 경계조건을 적용하여 계산되어야만 하며, 영역 1에서의 전계에 대한 관련 식을 정리한 후, 양변에 가중함수(Weighting function)인 $e^{-jq\pi x/h}$ 를 곱한 후, 양변에 도체피 구간에 대해 적분을 취하면 다음과 같은 선형방정식(linear equation)을 얻는다.

$$\sum_{p=-M}^M f_p Z_{pq} = V_q \quad (13)$$

$$Z_{pq} = -\frac{1}{s} \sum_{n=-N}^N \left(G_{pn} \frac{P_{n6}}{P_{n4}} \right) G_{qn}^* \quad (14)$$

$$V_q = e^{jk_0 t \cos\phi} \left[\sum_{n=-N}^N \left[\left(p_{n7} - \frac{P_{n5}P_{n6}}{P_{n4}} \right) \delta_n \right] G_{qn}^* \right] \quad (15)$$

식 (14), (15)에서 “*”는 공액복소(Complex conjugate)를 의미하며, 식 (14), (15)에서 사용된 계수는 각 층에서 경계조건을 적용하여 구해진 식으로 다음과 같다.

$$p_{n6} = \frac{\eta_{n0}}{2k_0\epsilon_{r1}} \left\{ (\eta_{n1} + \epsilon_{r1}\gamma_n) (1 + e^{-j2\eta_{n1}t_1}) - 1 \right\} \cdot e^{-j\eta_{n1}t_1} \quad (16)$$

$$p_{n7} = \frac{\eta_{n0}}{2k_0\epsilon_{r1}} \left\{ (\eta_{n1} - \epsilon_{r1}k_0\cos\phi) (1 + e^{-j2\eta_{n1}t_1}) - 1 \right\} \cdot e^{-j\eta_{n1}t_1} \quad (17)$$

또한 본 논문에서 사용된 적분방정식을 정리하면 다음과 같다.

$$G_{pm} = \int_{-h}^h e^{j2\pi(p/w+n/s)x} dx \quad (18)$$

$$G_{qn}^* = \int_{-h}^h e^{-j2\pi(q/w+n/s)x} dx \quad (19)$$

III. 수치해석 결과 및 검토

식 (13)을 이용하여 정방행 매트릭스를 역변환하여 미지의 계수 f_p 를 구한 후, 식 (7)에 대입하면 반사계수를 구할 수 있으며, 또한 정규화된 반사전력(Reflected power) $|A_0|^2$ 를 계산할 수 있으며, 식 (6)에 대입하면 도체 띠에 유도되는 전류밀도를 계산할 수 있다. 또한 본 논문에서 사용된 행렬의 크기 $p = q = [-M: M]$, $n = [-N: N]$ 을 가지며, $M = 10$, $N = 100$ 으로 행렬의 크기를 한정하여 수치계산하였다. 따라서 식 (13)의 정방행렬의 크기는 21×21 의 크기를 가지며, 비유전율 및 도체띠의 폭, 주기 및 유전체층의 두께의 단위는 파장 $[\lambda]$ 으로 편의상 단위는 생략하기로 한다.

그림 2는 수직입사시, 격자상수가 $s = 1.2$, $w = 0.8$, 유전체의 두께 $t_2 = 0.4$ 이고, 접지된 2중 유전체 층의 비유전율의 값 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2}$ 으로 동일하게 주어졌을 때, 유전체의 두께 t_1 의 값을 변화시켰을 때 도체띠에 유도되는 전류밀도를 수치계산하였다. 또한 그림 1은 수직으로 입사한 경우이므로 도체띠에 유도되는 전류밀도는 좌우대칭이므로 수치계산의 타당성을 검증하였으며, H-분극인 경우에서 전류는 x -방향의 성분을 가지므로 도체 띠 양 끝에서는 거의 0이 되어야 한다. 또한, 접지된 2중 유전체 층의 비유전율의 값들이 증가할 수록 작은 경우보다 도체 띠 위에서 전류밀도가 증가한다는 것을 알 수 있으며, 전류밀도가 증가하였다는 의미는 도체 띠에서 자체의

분포가 크다는 것을 의미하며, 반사전력이 크다는 것을 의미하기도 한다.

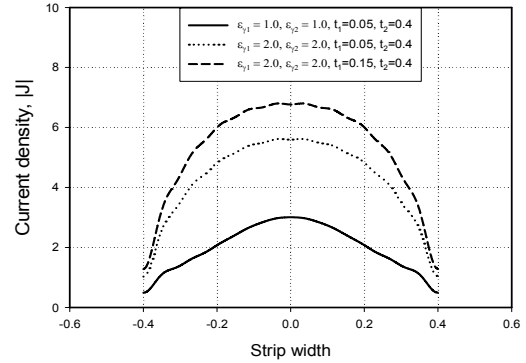


그림 2. 수직입사시 스트립 폭에 대한 전류밀도
Fig. 2. Current density for strip width at normal incidence

그림 3은 수직입사시, 격자상수 $s = 1.2$, $w = 0.8$, $t_1 = 0.4$, $t_2 = 0.4$ 일 때 접지된 2중 유전체층의 비유전율의 값들을 증가시켰을 때 스트립 폭에 따른 반사전력을 계산하였다. 수치계산 결과, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$ 인 경우를 제외하면, 접지된 2중 유전체 층의 비유전율의 값 ($\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2}$)들이 증가하면 반사전력은 스트립 폭이 작은 쪽으로 변곡점이 이동하는 것을 알 수 있었으며, 스트립 폭이 1.2 파장인 경우는 주어진 격자상수의 주기와 동일한 경우이므로 완전히 반사가 되는 경우이므로 수치해석의 타당성을 검증하였다. 또한 범례에서 표시한 “●”와 “▲”는 동일한 격자상수를 사용했을 때 참고문헌 [10]의 수치해석 방법인 PMM을 이용한 수치계산 결과와 비교하여 거의 일치하여 수치해석의 타당성을 검증하였다.

그림 4는 수직입사시, 격자상수 $s = 1.2$, $w = 0.8$ 일 때, 접지된 2중 유전체 층의 비유전율의 값 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2$ 인 경우에 대해 접지된 2중 유전체 층의 두께를 변화시켰을 때 스트립 폭에 따른 반사전력을 계산하였다. 그림 4의 경우 유전체 층의 두께가 감소하면 스트립 폭이 0.3에서 0.8 파장 사이에서 반사전력이 증가하는 것을 나타내며, 또한 스트립 폭이 1.2 파장인 경우에는 주어진 격자상수의 주기와 동일한 경우이므로 완전히 반사가 되는 경우이므로 수치해석의 타당성을 검증하였으며, 범례에 대해서는 그림 3에서 이미 언급하였다.

그림 5는 격자상수는 그림 4와 동일한 경우로서 입사각을 30도인 경우에 대해 수치해석하였으며, 접지된 2중 유전체 층의 두께가 증가하면 반사전력은 스트립 폭이

작은 쪽으로 변곡점이 이동하는 것을 알 수 있었고, 스트립 폭이 0.8 파장에서 1.1파장 부근에서는 유전체 층의 두께가 작을수록 반사전력이 증가하였으며, 그림 6은 그림 5와 동일한 격자상수를 사용했을 때 입사각을 60도인 경우에 대해 수치해석하였다.

그림 7은 격자상수 $s = 1.6$, $w = 0.8$, 접지된 2중 유전체 층의 비유전율의 값 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2$ 인 경우에 대해 접지된 2중 유전체 층의 두께를 변화시켰을 때, 입사각에 따른 반사전력을 계산하였다.

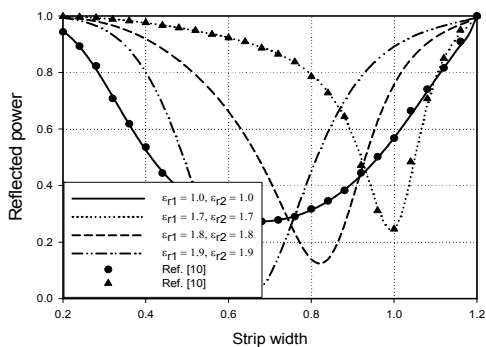


그림 3. 수직입사시 스트립 폭 및 접지된 2중 유전체층의 비유전율에 대한 반사전력
 Fig. 3. Reflected power for the strip width and relative permittivity and of a grounded double dielectric layer at normal incidence

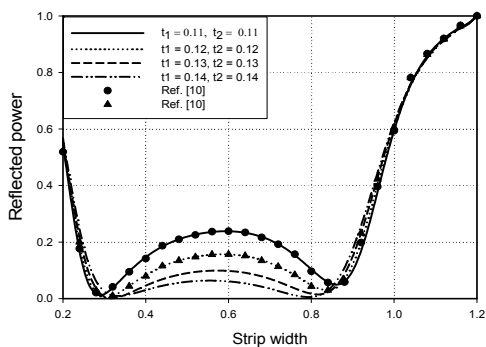


그림 4. 수직입사시 스트립 폭 및 접지된 2중 유전체층의 두께에 대한 반사전력
 Fig. 4. Reflected power for the strip width and thickness of a grounded double dielectric layer at normal incidence

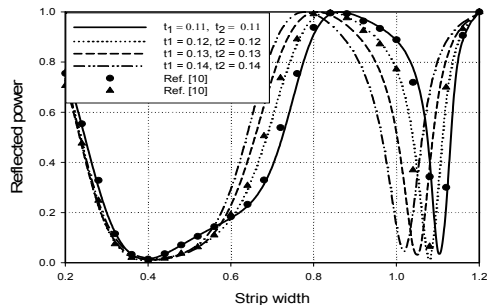


그림 5. 입사각 30도에서 스트립 폭 및 접지된 2중 유전체층의 두께에 대한 반사전력
 Fig. 5. Reflected power for strip width and thickness of a grounded double dielectric layer at incident angle, $\psi = 30^\circ$

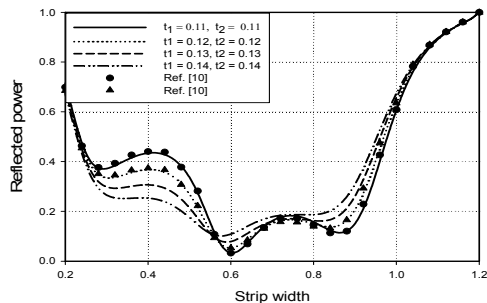


그림 6. 입사각 60도에서 스트립 폭 및 접지된 2중 유전체층의 두께에 대한 반사전력
 Fig. 6. Reflected power for strip width and thickness of a grounded double dielectric layer at incident angle, $\psi = 60^\circ$

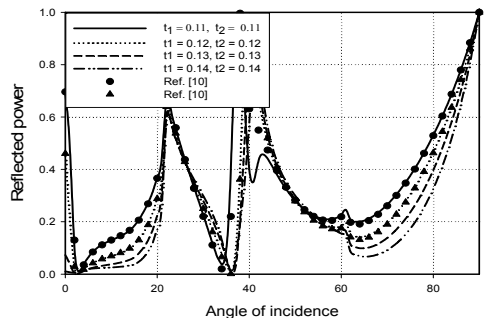


그림 7. 입사각 및 접지된 2중 유전체층의 두께에 대한 반사전력
 Fig. 7. Reflected power for incident angles and thickness of a grounded double dielectric layer

IV. 결 론

본 논문에서는 TE 산란의 경우, 접지된 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 완전도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 반사전력을 계산하고, 기존의 수치해석 방법인 PMM을 이용한 수치 계산 결과와 비교하여 본 논문의 타당성을 검증하는 것으로 본 논문에서 제안한 방법을 검증하였다.

전반적으로 접지된 2중 유전체층 사이의 비유전율이 증가하면 반사전력의 변곡점은 스트립 폭이 작은 쪽으로 이동하였고, 접지된 2중 유전체층의 두께를 증가시켰을 때에도 같은 현상을 나타내었으며, 또한 전류밀도도 증가하였다. 따라서 원하는 반사전력을 얻기 위해서는 스트립 폭, 주기, 유전체층의 비유전율 및 두께 등의 격자상수들을 적절하게 조절할 필요가 있다.

앞으로 2중 유전체층 및 접지된 2중 유전체 층에 의한 저항띠 격자구조에 의한 TE 및 TM 산란 문제에 대한 수치해석이 가능할 것으로 기대되어 지속적인 연구가 필요하다.

References

- [1] C. Dragone, "New Grids for Improved Polarization Diplexing of Microwave in Reflector Antenna," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-26, pp. 459-463, May 1978.
- [2] S. Silver, Microwave Antenna Theory and Design, M.I.T. Radiation Lab. Series vol. 12, McGraw-Hill, pp. 449-450.
- [3] J. D. Hanfling, G. Jerinne, and L. R. Lewis, "Twist Reflector Design Using E-type and H-Type mode," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, pp. 622-628, July 1981.
- [4] J. H. Richmond, "On the Edge Mode in the Theory of TM Scattering by a Strip or Strip Grating," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-28, pp. 883-887, Sept. 1980. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1980.1142427>
- [5] R. C. Hall and R. Mittra, "Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-33, pp. 1009-1011, Sept. 1985. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1985.1143706>
- [6] H. A. Kalhor, "Electromagnetic Scattering by a Dielectric Slab Loaded with a Periodic Array of Strips Over a Grounded Plane," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-36, No. 1, pp. 147-151, Jan. 1988.

DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/8.1088>

- [7] Y. S. Choi and S. I. Yang, "Analysis of the Electromagnetic Scattering of Resistive Strip Grating with Uniform Resistivity on a Grounded Dielectric Layer. H-Polarization case," Journal of Korean Institute of Communications and Information Sciences, Vol. 31, No. 3A, pp. 321-327, Mar. 2006.
- [8] U. J. Yoon, "Solution of TE Scattering by a Perfectly Conducting Strip Grating Over the Grounded Two Dielectric Layers Applying Fourier-Galerkin Moment Method," Journal of Korea Navigation Institute, Vol. 16, No. 4, pp. 635-640, Aug. 2012. DOI: <http://dx.doi.org/10.12673/jkoni.2012.16.4.635>
- [9] U. J. Yoon, "A study on TE Scattering by a Conductive Strip Grating Between a double Dielectric Layer," Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(IIBC), Vol. 17, No. 2, pp. 83-88, 2019. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/IIBC.2017.17.2.83>
- [10] U. J. Yoon, "A Study on TE Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Grounded Double Dielectric Layer," Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(IIBC), Vol. 16, No. 4, pp. 153-158, 2016. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/IIBC.2016.16.4.153>

저 자 소 개

윤 의 중(중신회원)



- 1993년 : 숭실대학교 대학원 전자공학과 공학박사
- 1997년 6월 ~ 1997년 8월 : Bemidji State University in Minnesota (USA), 미국방문 연수
- 2006년 3월 ~ 현재 : 가천대학교 의생명체공학과 교수
- 주관심분야 : 전자파 수치해석, Biosensor 설계, Embedded System 등