

論文97-34D-7-2

복합썰기의 유전체 영역에서 확장된 E-편파 회절계수

(E-polarized Diffraction Coefficients Extended inside Dielectric Region of a Composite Wedge)

金世潤 *

(Se-Yun Kim)

요 약

복합썰기의 E-편파 회절에 대한 물리광학근사는 이때의 회절계수를 cot함수의 유한급수로 준다. 본 논문에서는 유전체 영역내에서의 회절계수를 상대유전상수가 무한대 또는 1이 될 때 완전도체 썰기의 정확한 회절계수와 일치하도록 확장하였다. 확장된 회절계수는 도체면에서 경계조건을 만족하고, 복합썰기에 대한 가상의 보완영역에서 0이 됨을 확인하였다.

Abstract

The physical optics approximation to an E-polarized diffraction by a composite wedge provides its diffraction coefficients in terms of finite series of cotangent functions. In this paper, its diffraction coefficients inside the dielectric part are extended to become the exact solution to the perfectly conducting wedge as its relative dielectric constant increases to infinite or decreases to 1. It is assured that the extended diffraction coefficients satisfy the boundary condition at the conducting interface and become zero in the artificially complementary region of the composite wedge.

I. 서 론

전자파 산란문제를 GTD(geometrical theory of diffraction)^[1]로 해석할 경우에는 반평면(half-plane), 썰기(wedge), 원추(cone) 등과 같은 기본구조(canonical structure)에 대한 정확한 회절계수(diffraction coefficients)를 미리 알아야만 한다. 그러나 산란체가 완전도체인 경우와는 달리, 유전체가 포함된 경우에는 아직 어떠한 정확한 회절계수도 알려져 있지 않다^[2]. 최근 기본구조의 하나인 완전도체와 무손실 유전체로 구성된 복합썰기에 E-편파된 평면파가 입사 시 물리광학근사로 구한 회절계수^[3]를 복합썰기 꼭지점에서 모서리 조건(edge condition)을 만족하고, 쌍적분방정식에 근거한 가상의 보완영역(complementary

region)에서 0으로 접근하도록 확장한 결과를 발표한 바 있다^[4].

그러나 기 발표된 결과는 복합썰기 외부영역에서의 회절계수만을 구하였다. 따라서 본 논문에서는 유전체 썰기 내부영역에서 물리광학근사로 구한 회절계수를 확장하는 방법을 보였으며 그 결과의 유용성을 살펴보았다. 특히 본 논문에서는 입사파가 적어도 유전체 썰기면에는 입사하는 경우에 대해서만 다루었다. 또한 이미 발표된 논문들^[2-4]과는 입사파의 각도, 반사파의 정의 등에서 차이가 있지만, 쌍적분방정식에 근거하여 물리광학근사를 한 다음 이때의 회절계수를 확장하는 방법은 본 논문에서도 동일하게 사용하였으므로 여기서는 최종결과만을 보였음을 밝힌다.

* 正會員, 韓國科學技術研究院 情報電子硏究部

(Div. Electron. & Information Tech., KIST)

接受日字:1997年3月20日, 수정완료일:1997年6月3日

II. 유전체 영역의 물리광학해

그림 1과 같이 상대유전상수 ϵ , 썰기각 θ_d 인 유전

체가 S_d 인 영역에 있고, 썩기각 $2\pi - \theta_c$ 인 완전도체가 S_c 영역에 있다. 이때 z 방향으로 편파된 평면파의 전계 u_i 가 $+x$ 축으로부터 각 θ_i 인 방향에서 복합썩기로 입사할 경우 그림 2와 같은 ray-tracing으로부터 유전체 내부의 각 ray들의 진행방향을 아래와 같이 구할 수 있다.

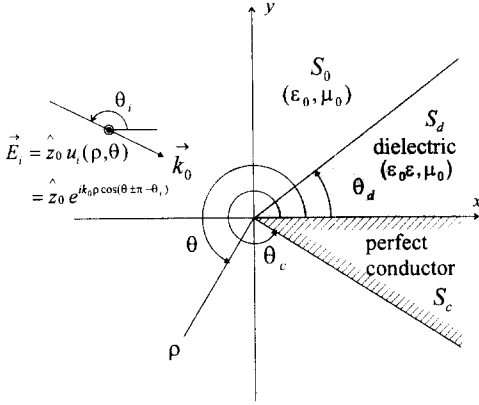


그림 1. 완전도체와 무손실 유전체로 구성된 복합 썩기의 구조

Fig. 1. Geometry of a composite wedge consisting of perfectly conducting and lossless dielectric material.

$$\theta_1 = \cos^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cos(\theta_i - \pi - \theta_d) \right] + \theta_d \quad (1a)$$

$$\theta_{2n} = -\theta_{2n-1} \quad (1b)$$

$$\theta_{2n+1} = 2\theta_d - \theta_{2n} \quad (1c)$$

그리고 ray들의 Fresnel 반사계수들은 다음과 같이 주어진다.

$$R_0 = \frac{\sin(\theta_i - \theta_d) - \sqrt{\epsilon - \cos^2(\theta_i - \theta_d)}}{\sin(\theta_i - \theta_d) + \sqrt{\epsilon - \cos^2(\theta_i - \theta_d)}} \quad (2a)$$

$$R_{2n-1} = -1 \quad (2b)$$

$$R_{2n} = \frac{\sqrt{\epsilon} \sin(\theta_{2n} - \theta_d) - \sqrt{1 - \epsilon \cos^2(\theta_{2n} - \theta_d)}}{\sqrt{\epsilon} \sin(\theta_{2n} - \theta_d) + \sqrt{1 - \epsilon \cos^2(\theta_{2n} - \theta_d)}} \quad (2c)$$

그림 2와 같은 ray-tracing으로부터 구한 식 (1)-(2)를 이용하면 유전체 썩기의 내부영역에서의 기하광학과 $u_{\omega}(\rho, \theta)$ 는 다음과 같다.

$$u_{\omega}(\rho, \theta) = \sum_{n=1}^N D(0, \theta_d) K_n e^{ik_0 \rho \cos(\theta - \theta_n)} + [(N_0 - N_d) D(0, \theta_{N+1}) - (N_0 - N_d - 1) D(\theta_{N+1}, \theta_d)]$$

$$K_{N+1} e^{ik_0 \rho \cos(\theta - \theta_{N+1})} \quad (3)$$

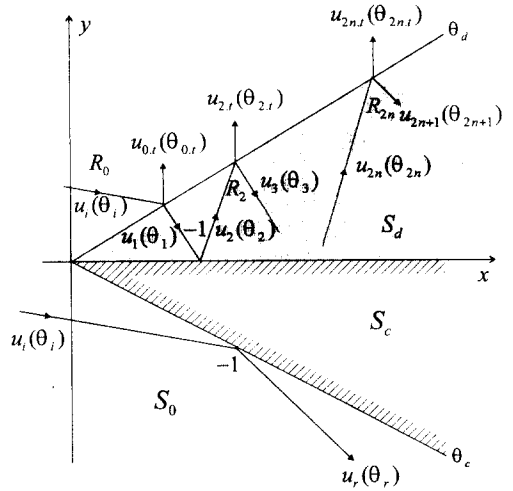


그림 2. 복합썩기에 E-편파된 평면파가 입사시의 ray-tracing

Fig. 2. Ray-tracing for the incidence of an E-polarized plane wave on the composite wedge.

여기서 D 는 회전각 θ 에 대한 window 함수로 다음과 같이 정의된다.

$$D(\theta_a, \theta_b) = \begin{cases} 1, & \text{in } \theta_a \leq \theta \leq \theta_b \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (4)$$

그리고 N_d 와 N_0 는 각각 유전체 썩기의 내부 경계면인 $\theta = \theta_d$ 와 0에서의 반사횟수를 나타내므로, 유전체 썩기 내부의 총반사횟수 N 은 N_d 와 N_0 의 합으로 다음을 만족하는 최소의 양수를 의미한다.

$$0 \leq \theta_{N+1} \leq \theta_d \quad (5)$$

편의상 어떤 수의 정수부분을 취하는 것을 IFIX라고 정의하면 N_d 와 N_0 는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$N_d = IFIX\left(\frac{N}{2}\right) \quad (6a)$$

$$N_0 = IFIX\left(\frac{N+1}{2}\right) \quad (6b)$$

또한 각 기하광학과들의 크기는 식(2)에 주어진 Fresnel 반사계수로부터 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$K_n = (R_0 + 1)R_1R_2 \cdots R_{n-1} \quad (7)$$

전체전계 $u(\rho, \theta)$ 를 쌍적분방정식 [3]에 근거하여 물리광학적으로 구한 근사해 $u_\rho(\rho, \theta)$ 의 유전체 썩기 내부영역 S_d 에서의 표현식은 식(3)의 기하광학과 $u_\omega(\rho, \theta)$ 와 모서리 회절파 $v_2(\rho, \theta)$ 의 합으로, $v_2(\rho, \theta)$ 는 다음과 같은 복소 w -평면에서의 SDP (steepest descent path)적분 [5]으로 표현된다.

$$v_2(\rho, \theta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{SDP} dw f_2(w) e^{ik_\rho \rho \cos(w-\theta)} \quad (8)$$

여기서 썩기 내부영역 회절계수 $f_2(w)$ 는 유전체 썩기 내부영역의 물리광학적 근사로 구한 회절계수로서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f_2(w) = f_{20}(w) + f_{2d}(w) \quad (9)$$

식(9)에서 $f_{20}(w)$ 와 $f_{2d}(w)$ 는 각각 경계면 $\theta=0$ 과 θ_d 의 물리광학적 등가전류로부터 유전체 썩기 내부영역으로 복사되는 회절계수로서 다음과 같이 주어진다.

$$f_{20}(w) = \frac{1}{2} \left[\sum_{n=1}^{2N_0} K_n \cot\left(\frac{w-\theta_n}{2}\right) \right] \quad (10a)$$

$$f_{2d}(w) = \frac{1}{2} \left[- \sum_{n=1}^{2N_d+1} K_n \cot\left(\frac{w-\theta_n}{2}\right) \right] \quad (10b)$$

III. 물리광학근사된 회절계수의 확장

이미 기존의 논문 [4]에서 기술한 바와 같이 복합썩기 외부영역에서 물리광학근사로 구한 회절계수를 확장하는 방법을 유전체 영역의 회절계수에도 적용하였다. 먼저 식(9)와 (10)에 보인 물리광학근사로 구한 회절계수 $f_2(w)$ 의 주기를 2π 에서 $2\pi\nu_\epsilon$ 로 바꾼다. 여기서 ν_ϵ 은 복합썩기의 꼭지점에서의 모서리 조건 [6]으로부터 구하면 되는데, 다음과 같은 식을 만족하는 최소의 양수를 나타낸다.

$$\tan\left(\frac{\theta_d}{\nu_\epsilon}\right) = \epsilon \tan\left(\frac{\theta_d - \theta_c}{\nu_\epsilon}\right) \quad (11)$$

유전체 썩기 내부영역에서 확장된 회절계수 $f_2^{(c)}(w)$ 는 각각 경계면 $\theta=0$ 과 θ_d 의 물리광학적 등가전류로부터 유전체 썩기 내부영역으로 복사되는 두 성분 $f_{20}^{(c)}(w)$ 와 $f_{2d}^{(c)}(w)$ 의 합으로 나타낼 수 있다. 따라서 그림 3과 같이 $f_{20}^{(c)}(w)$ 는 유전체 내부영역을 통과하여 계속해서 가상의 보완영역으로 전파되기 때문에 $0 \leq w \leq 2\pi$ 의 영역에 존재하게 된다. 이와는 반대로 $f_{2d}^{(c)}(w)$ 는 $\theta_d - 2\pi \leq w \leq \theta_d$ 인 영역에 존재하게 된다.

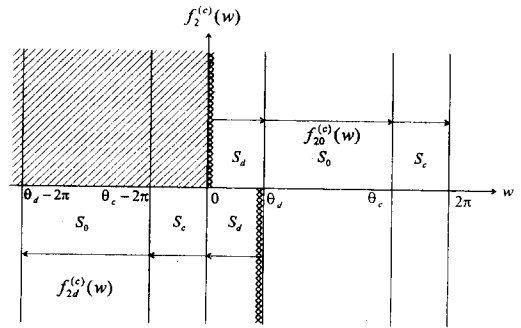


그림 3. 경계면 $\theta=\theta_d$ 와 0로부터 각각 생성되는 $f_{2d}^{(c)}(w)$ 와 $f_{20}^{(c)}(w)$ 의 분포범위

Fig. 3. Distribution ranges of $f_{2d}^{(c)}(w)$ and $f_{20}^{(c)}(w)$ generated from the interfaces at $\theta=\theta_d$ and 0, respectively.

그런데 그림 2에서 보인 유전체 내부에서의 ray-tracing을 좀 더 자세히 살펴 볼 필요가 있다. 먼저 유전체 내부에서 총 반사횟수 N 이 홀수, 편의상 여기서는 $N=1$ 인 경우를 살펴보자. 즉 그림 1에서 입사파가 유전체 경계면 $\theta=\theta_d$ 를 투과한 ray는 각 θ_1 방향으로 진행하여 도체 경계면 $\theta=0$ 에서 반사한 후 각 θ_2 로 진행하고, 이때 θ_2 는 식 (5)를 만족한다고 한다. 이 경우의 실제 존재하는 기하광학파를 구하기 위한 ray-tracing은 그림 4(a)와 같다. 그런데 유전체의 상대유전상수 ϵ 을 1로 두면 그림 4(a)는 그림 4(b)와 같은 ray-tracing으로 표현된다. ϵ 이 1인 경우는 완전도체 썩기의 회절문제로 이미 전편논문 [7]에서 보인 바와 같이 확장된 개념의 ray-tracing은 그림 4(c)와 같이 주어진다. ϵ 이 1인 경우 그림 4(b)의 반사각 θ_2 는 그림 4(c)의 반사각 θ' 과 같아지므로 그림 4(a)의 ray들은 확장된 개념의 ray-tracing [7]을 포함하고 있음을 알 수 있다. 따라서 이를 확대하여 임의의 홀수인 N 인 경우, 마지막 두 번째의 ray들을 tracing한 것은 그림 4(d)와 같아진다. 여기서 총반사횟수 N 이 홀수이므로 마지막 ray는 $\theta_{N+1} = \theta_{2N+1} = \theta_{2N+2}$ 의 방향으로 진행하게 된다.

편의상 유전체 썩기 영역 S_d , 썩기 외부영역 S_0 , 도체썩기 영역 S_c 로 구성되는 영역 전체를 $[0, 2\pi]$ 로 표현할 경우, 물리광학근사로 구한 회절계수 $f_2(w)$ 의 주기 2π 를 식(11)의 모서리 조건을 만족하는 ν_ϵ 를 이용하여 $2\pi\nu_\epsilon$ 로 바꾸고, 그림 3과 4의 개념을 적용하면 확장된 회절계수 $f_2^{(c)}(w)$ 를 다음과 같이 표

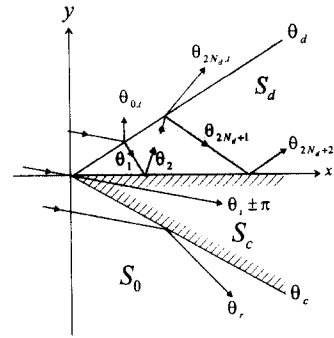
현할 수 있다.

$$f_2^{(c)}(w) = \begin{cases} f_{20}^{(c)}(w) + f_{2d}^{(c)}(w), & \text{in } 0 \leq w \leq \theta_d \\ f_{20}^{(c)}(w) + f_{2d}^{(c)}(w - 2\pi), & \text{in } \theta_d < w \leq 2\pi \end{cases} \quad (12)$$

여기서

$$f_{20}^{(c)}(w) = \frac{1}{2\nu_\epsilon} \sum_{n=1}^{N_d+1} [K_{2n-1} \cot(\frac{w-2\pi-\theta_{2n-1}}{2\nu_\epsilon}) + K_{2n} \cot(\frac{w-\theta_{2n}}{2\nu_\epsilon})] \quad (13a)$$

$$f_{2d}^{(c)}(w) = \frac{1}{2\nu_\epsilon} \sum_{n=1}^{N_d+1} [-K_{2n-1} \cot(\frac{w-\theta_{2n-1}}{2\nu_\epsilon}) - K_{2n} \cot(\frac{w+2\pi-\theta_{2n}}{2\nu_\epsilon})] \quad (13b)$$



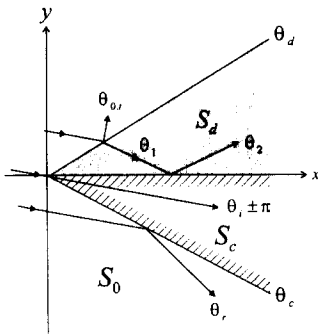
(d)

그림 4. 유전체 내부에서 홀수번 반사시의 확장된 ray-tracing

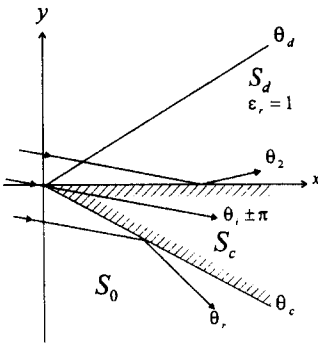
(a) N=1일 때 기존의 ray, (b) $\epsilon_r = 1$ 일 때 기존의 ray, (c) $\epsilon_r = 1$ 일 때 정확한 ray, (d) 임의의 N일 때 확장된 ray

Fig. 4. Extended ray-tracing for the odd number of internal reflections inside dielectric.

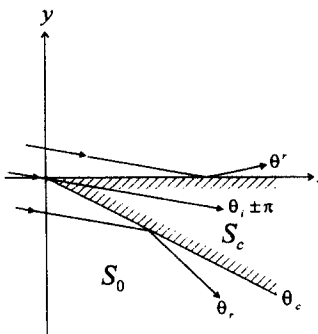
(a) conventional ray for N=1, (b) conventional ray for $\epsilon_r = 1$, (c) exact ray for $\epsilon_r = 1$, (d) extended ray for arbitrary N



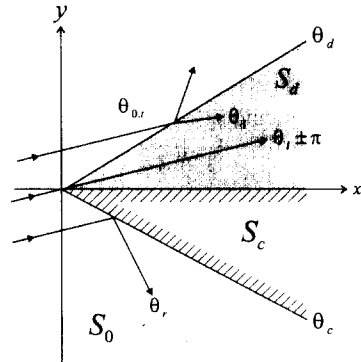
(a)



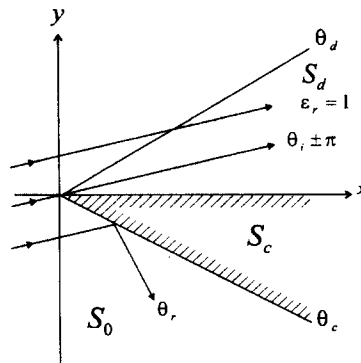
(b)



(c)



(a)



(b)

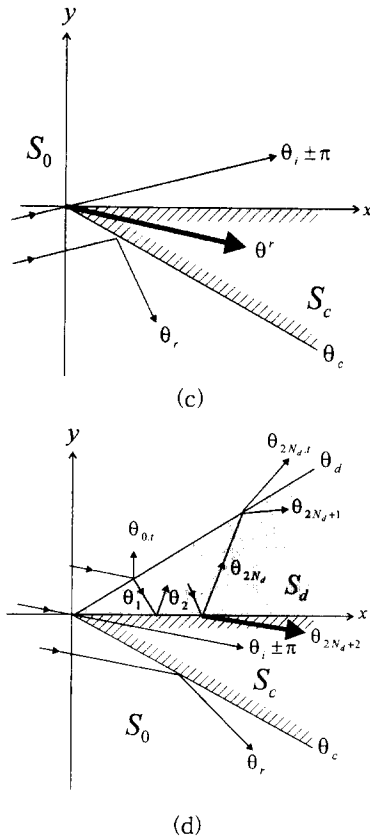


그림 5. 유전체 내부에서 짝수번 반사시의 확장된 ray-tracing

(a) $N=0$ 일 때 기존의 ray, (b) $\epsilon=1$ 일 때 기존의 ray, (c) $\epsilon=1$ 일 때 정확한 ray, (d) 임의의 N 일 때 확장된 ray

Fig. 5. Extended ray-tracing for the even number of internal reflections inside dielectric.

(a) conventional ray for $N=0$, (b) conventional ray for $\epsilon=1$, (c) exact ray for $\epsilon=1$, (d) extended ray for arbitrary N

이와는 달리 N 이 홀수가 아닌 경우(즉 0 또는 짝수일 때), 편의상 여기서는 $N=0$ 인 경우를 조사하자. 그림 1에서 입사파가 유전체 경계면 $\theta = \theta_d$ 를 투과한 ray의 진행방향 θ_1 이 식(5)를 만족할 시의 문제를 고려해 보자. 이 경우의 실제 존재하는 기하광학파를 구하기 위한 ray-tracing은 그림 5(a)와 같다. 그런데 ϵ 을 1로 두면 그림 5(a)는 그림 5(b)와 같은 ray들로 표현된다. 그리고 완전도체의 경우 정확한 해를 알고 있는데, 확장된 개념의 ray-tracing^[7]은 그림 5(c)와 같이 주어진다. 그림 5(b)의 ray들에는 그림 5(c)의 정확한 ray-tracing에서 구해지는 확장된 개

념의 반사파를 나타내는 반사각 θ^r 을 갖는 ray가 결핍되어 있음을 알 수 있다. 결국 그림 5(a)의 ray-tracing은 유전체 경계면 $\theta = \theta_d$ 를 투과한 ray의 진행방향 θ_1 이 식(5)를 만족하지만, 확장된 개념에서 보아 도체 경계면 $\theta = 0$ 에서 반사되어 방향 θ_2 로 진행하는 ray를 추가해야만 한다. 이러한 개념을 확장하여 유전체 내에서 $N = 2N_d$ 번 다중반사된 마지막 ray의 진행각은 θ_{2N_d+1} 로 식(5)를 만족하지만, 도체 경계면 $\theta = 0$ 에서 확장된 개념에서 다시 한번 더 반사되어 각 θ_{2N_d+2} 의 방향으로 진행하는 ray를 추가한 tracing을 그림 5(d)에 보였다. 그림 5(d)에서 각 θ_{2N_d+2} 는 다음과 같이 주어진다.

$$\theta_{2N_d+2} = -\theta_{2N_d+1} \quad (14)$$

그러므로 이 경우의 확장된 회절계수의 두 성분도 식(13)과 같음을 알 수 있다. 이 경우 확장된 마지막 ray의 크기 K_{2N_d+2} 는 최종반사가 완전도체 경계면에서 일어나므로 다음과 같이 주어진다.

$$K_{2N_d+2} = -K_{2N_d+1} \quad (15)$$

IV. 회절계수 패턴 및 정확도 검증

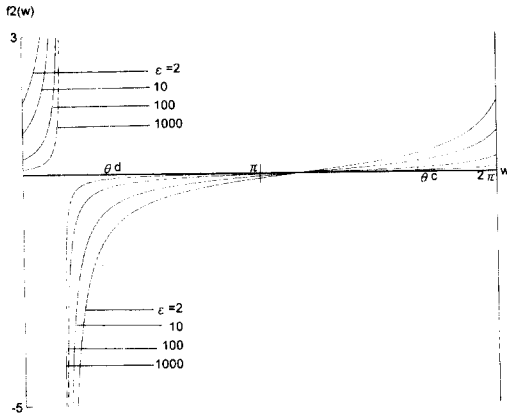
실제 회절계수 패턴은 그림 1에서 유전체 소재가 $\theta_d = 60^\circ$, 완전도체의 소재가 $\theta_c = 300^\circ$ 인 복합소재에 E-편파된 평면파가 입사시 유전체의 상대유전상수 $\epsilon = 2, 10, 100, 1000$ 의 4가지에 대한 회절계수를 계산하였다. 먼저 입사파가 복합소재의 양쪽 경계면 모두에 입사하는 경우로 $\theta_i = 150^\circ$ 로 취하였다. 이 경우에 대해서는 이미 발표된 논문^[4]에서 복합소재 외부영역

의 물리광학적 회절계수 $f_1(w)$ 와 확장된 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$ 의 패턴을 보여주었으므로 여기서는 $f_2(w)$ 와 $f_2^{(c)}(w)$ 의 패턴만을 그렸다.

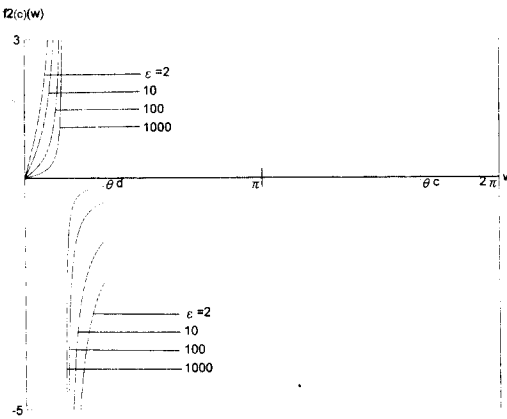
그림 6(a)는 식(9)-(10)으로 주어진 $f_2(w)$ 를 $\theta_i = 150^\circ$ 일 경우에 대해 그린 것으로 $\epsilon = \infty$ 가 되면 유전체가 완전도체로 바뀌므로 이때의 정확한 회절계수는 전 영역에서 항상 0이 되어 별도로 표시하지 않았다.

그림에서 보듯이 $f_2(w)$ 는 $w=0$ 에서 0이 되지 않으므로 경계조건을 만족하지 않는다. 이는 물리광학

근사된 회절계수 $f_2(w)$ 에 오차가 포함되어 있다는 것을 의미하는데 이를 쌍적분방정식^[3]에 근거하여 확인할 수 있다. 즉 복합매기 외부영역의 매질로 대체한 가상의 확장된 영역인 $\theta_d < w \leq 2\pi$ 에서 $f_2(w)$ 는 모든 ϵ 에 대해서 0이 되지 못함을 알 수 있다.



(a)



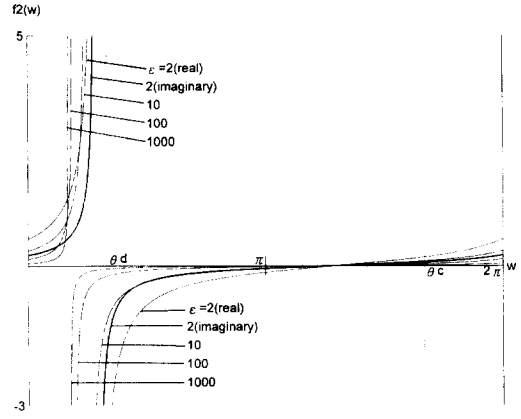
(b)

그림 6. $\theta_d = 60^\circ$, $\theta_c = 300^\circ$, $\theta_i = 150^\circ$, $\epsilon = 2 \sim 1000$ 인 회절계수와 $\epsilon = \infty$ 일 때 정확한 해와의 비교 (a) $f_2(w)$, (b) $f_2^{(c)}(w)$

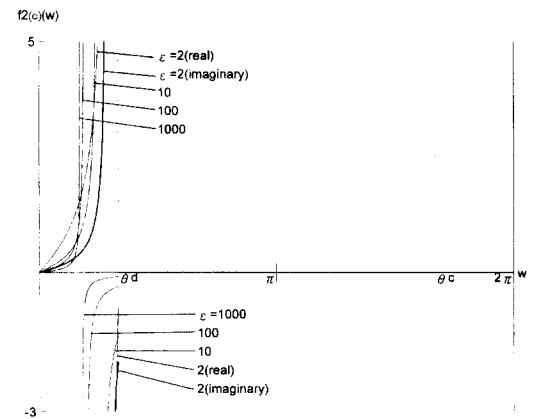
Fig. 6. Comparison of the diffraction coefficients for $\theta_d = 60^\circ$, $\theta_c = 300^\circ$, $\theta_i = 150^\circ$, and $\epsilon = 2$ to 1000 with the exact pattern of $\epsilon = \infty$. (a) $f_2(w)$, (b) $f_2^{(c)}(w)$

이와는 달리 그림 6(a)와 동일한 경우에 대해 식 (12)-(13)을 이용하여 구한 확장된 회절계수 $f_2^{(c)}(w)$ 의 패턴은 여러가지 점에서 물리광학근사에 내재한 오차를 수정하였음을 그림 6(b)에서 잘 보여준다. 첫째, $f_2^{(c)}(w)$ 는 $w = 0$ 에서 0이 되어 경계조건을 만족한다고 말할 수 있다. 둘째, 가상의 확장된 영역인 $\theta_d <$

$w \leq 2\pi$ 에서 $f_2^{(c)}(w)$ 는 모든 ϵ 에 대해서 0이 되어 쌍적분방정식의 개념에서 보면 물리광학적 근사에 포함된 오차를 거의 수정하였음을 볼 수 있다. 따라서 그림 6(a)와 (b)를 비교해 보면 본 논문에서 제시한 확장기법이 큰 성과가 있음을 확인할 수 있다.



(a)



(b)

그림 7. $\theta_d = 60^\circ$, $\theta_c = 300^\circ$, $\theta_i = 90^\circ$, $\epsilon = 2 \sim 1000$ 인 회절계수와 $\epsilon = \infty$ 일 때 정확한 해와의 비교 (a) $f_2(w)$, (b) $f_2^{(c)}(w)$

Fig. 7. Comparison of the diffraction coefficients for $\theta_d = 60^\circ$, $\theta_c = 300^\circ$, $\theta_i = 90^\circ$, and $\epsilon = 2$ to 1000 with the exact pattern of $\epsilon = \infty$. (a) $f_2(w)$, (b) $f_2^{(c)}(w)$

그림 7은 입사파가 복합매기의 두 경계면 중에서 유전체 경계면에만 입사하는 경우로 $\theta_i = 90^\circ$ 인 경우의 회절계수 패턴을 그렸다. 이 경우 $\epsilon = 2$ 이면 유전체 내부에서 2번 반사하는데, 2번째 반사는 유전체 경계면 $\theta = \theta_d$ 에서 완전반사(total reflection)가 일어나 반사계수의 값은 복소수(complex number)가 된다.

따라서 $\epsilon=2$ 일때의 물리광학근사로 구한 회절계수 $f_2(w)$ 와 확장된 회절계수 $f_2^{(o)}(w)$ 모두 복소수인 값으로 표시된다. 그러나 $\epsilon=10, 10, 1000$ 인 경우는 유전체 내부에서 1번만 반사하고, 이때의 반사계수는 -1 이기 때문에 회절계수는 항상 실수값이 된다. 먼저 그림 7(a)에서 보인 물리광학근사된 회절계수 $f_2(w)$ 는 도체 경계면인 $w=0$ 에서 0이 되지 않는다. 그리고 가상의 확장된 영역인 $\theta_d < w \leq 2\pi$ 에서도 모든 ϵ 에 대해서 0이 되지 않는다. 특히 $\epsilon=2$ 인 경우 $f_2(w)$ 는 실수부와 허수부 모두 $w=0$ 과 $\theta_d < w \leq 2\pi$ 에서 0이 안됨을 볼 수 있다. 그러나 그림 7(b)의 확장된 회절계수 $f_2^{(o)}(w)$ 패턴은 $w=0$ 인 도체 경계면과 확장영역 $\theta_d < w \leq 2\pi$ 모두에서 모든 ϵ 에 대해 0이 되어 그림 7(a)에 보여준 물리광학근사에 내재한 오차를 거의 다 수정하였음을 잘 보여준다. 더구나 $\epsilon=2$ 인 경우 $f_2^{(o)}(w)$ 패턴은 실수부와 허수부 모두 $w=0$ 과 $\theta_d < w \leq 2\pi$ 에서 0이 됨을 알 수 있다.

그림 7은 입사파가 단지 유전체 경계면에만 직접 입사할 경우의 결과이므로 그림 6의 결과와 함께 보면 결국 입사파가 복합썰기의 도체 경계면에 입사하든지 않든지에 상관없이 본 논문에서 제시한 확장방법은 유효하다고 볼 수 있다. 또한 유전체 내부에서 완전반사가 일어나더라도 본 논문에서 제시한 확장방법은 물리광학근사된 회절계수의 오차를 적절히 수정함을 확인하였다.

V. 결론

완전도체와 유전체로 구성된 복합썰기에 E-편파된 평면파가 적어도 유전체 경계면에는 입사할 경우 유전체 내부영역의 물리광학적 근사로 구한 회절계수를 쌍적분방정식에 근거하여 확장한 새로운 회절계수를 제시하였다. 확장된 회절계수는 유전체 내부의 도체 경계면에서 경계조건을 만족할 뿐만 아니라 복합썰기의 끝점에서 모서리 조건까지도 만족하고 있어 현재까지

알려진 어떠한 기법으로 구한 복합썰기의 회절계수에 비해 정확도에 있어서 우수하다. 특히 그 표현이 간단한 수식적인 형태로 표현될 뿐만 아니라 물리적인 의미를 쉽게 파악할 수 있다는 장점을 가지고 있다.

그러나 본 논문에서는 입사파가 복합썰기의 유전체 경계면에는 항상 입사하는 경우만을 다루었다. 따라서 복합썰기의 양 경계면 중에서 도체 경계면에만 입사파가 인기될 경우 물리광학근사로 구한 회절계수를 확장하는 방법에 대해서는 후속논문에서 다루기로 한다.

참 고 문 헌

- [1] J. B. Keller, "Geometrical theory of diffraction," *J. Opt. Soc. America*, vol. 52, pp. 116-130, 1962.
- [2] S. Y. Kim, J. W. Ra, and S. Y. Shin, "Diffraction by an arbitrary-angled dielectric wedge," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-39, no. 9, pp. 1272-1292, 1991.
- [3] 김세운, 김상욱, "도체와 유전체가 복합된 썰기에 의한 E-편파된 전자파의 회절, I: 물리광학해," 전자공학회논문지, 32-A권, 8호, pp. 1029-1036, 1995
- [4] 김세운, 김상욱, "도체와 유전체가 복합된 썰기에 의한 E-편파된 전자파의 회절, II: 확장된 회절계수," 전자공학회논문지, 34-D권, 7호, 1997년 7월
- [5] L. B. Felsen and N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1973.
- [6] J. Meixner, "The behavior of electromagnetic fields at edges," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-20, 1972, pp. 442-446.
- [7] 김세운 "쌍적분방정식에 근거한 완전도체썰기의 E-분극 회절계수, II: 물리광학해의 수정," 전자공학회논문지, 33-A권, 1호, pp. 26-34, 1996년 1월

— 저 자 소 개 —

金世潤(正會員) 第32卷 A編 第6號 參照

현재 한국과학기술연구원 정보전자

연구부 책임연구원