

쇄기형 유전체에 의한 전자파의 회절, III부 :
Neumann 전개된 전원에 의한 수정

(Diffraction of Electromagnetic Waves by a Dielectric Wedge,
Part III : Correction by Neumann-Expanded Source)

金世潤*, 羅正雄**, 申相永**

(Se Yun Kim, Jung Woong Ra and Sang Yung Shin)

要 約

본 논문은 쇠기형 유전체에 의한 전자파 회절 문제를 다룬 세편의 연속논문중 마지막 편인 III부로, 물리광학해의 오차를 교정하는 수정원을 쇠기형 유전체의 경계면을 따라 분포하는 면전류로 모서리 끝점에서 모서리 조건을 만족하도록 하는 Neumann 전개급수로 나타내고, 이 전개계수가 만족해야 하는 쌍극수방정식을 수치계산으로 풀어서 점근적 수정해를 구하였다. 계산된 수정해는 모서리 끝점에서 모서리조건과 유전체 경계면에서 경계조건을 만족하며, 유전체의 유전율을 점차 크게 취할 경우 쇠기형 완전도체의 정확한 해에 접근해 감을 보임으로써 수정해의 유용성을 확인하였다.

Abstract

This paper, the last part of these three companion papers treated the electromagnetic diffraction by a dielectric wedge, presents the correction to the physical optics approximation by the sheet currents of the Neumann expansion. Those expansion coefficients obtained by solving dual series equation amenable to simple numerical calculation may provide the asymptotically corrected solution. The validity of this result, satisfying both the edge condition near the tip of the dielectric wedge and the boundary condition along dielectric interfaces, is assured by approach of the corrected diffraction pattern to that of a perfectly conducting wedge for large permittivity of dielectric wedge.

I. 서 론

본 논문은 쇠기형 유전체에 의한 전자파 회절문제

를 다룬 세편의 연속 논문중 마지막 편인 III부로서, 물리광학해의 오차를 교정하는 수정해를 구하였다. 세편의 연속논문중 I부¹⁾에서는 파수영역에서의 쌍극분방정식을 유도하고, 물리광학적 근사방법으로 물리광학해를 구하였는데, 유전체 경계면에서 경계조건을 만족하지 못하므로 원래 주어진 쌍극분 방정식의 정확한 해를 구할 수 없었다. II부²⁾에서는 이러한 물리광학해의 오차를 수정하는 교정항이 만족해

*正會員, 韓國科學技術院 物理電子 研究部
(Center for Appl. Phys. and Elec. Eng., KAIST)

**正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科
(Dept. of Electrical Eng., KAIST)

接受日字: 1988年 4月 27日

야 하는 수정쌍적분방정식을 유도하였는데, 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 보면 마치 교정항은 모서리 끝점에 있는 전원으로부터 복사되는 원통파와 같이 보이므로, 이러한 교정항을 주는 등가전원을 모서리 끝점에 위치한 다극선전원으로 점근적으로 근사화 할 수 있다. 따라서 다극선계수를 쌍급수방정식으로부터 수치계산으로 구함으로써 점근적 수정해를 구하였다.

그러나 다극선전원을 수정원으로 등가시킬 경우, 모서리 근방에서 전자파의 에너지가 유한하다는 모서리조건(edge condition)¹³⁻¹⁵⁾에 어긋나서, 수정해의 적용범위는 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서만 된다. 따라서 모서리 조건을 만족하며 유전체 경계면을 따라 분포되어 있는 수정원을 정확히 표현해야 다극선전원보다 더 엄밀한 수정해를 구할 수 있다. 경계면상의 수정원으로 전기전류와 자기전류를 생각할 수 있는데, 정확한 해를 알고 있는 쇠기형 완전도체¹⁶⁾의 경우 경계면위의 수정원이 Bessel 함수 형태로 표현됨에 비추어, 쇠기형 유전체에서의 물리광학해의 수정원을 유전체 경계면상에서 Neumann 전개¹⁷⁾로 표시한다. 이 때 쇠기형 유전체의 모서리조건을 아직 정확히 모르지만 모서리끝점에서 전자계의 특이성은 Neumann 전개시킨 Bessel 함수의 차수(order)를 정전기적 극한에서의 모서리조건을 만족하는 차수로 취하여 해결하였으며, Bessel 함수의 argument는 경계면 전류에 의해 평면파의 복사가 일어나지 않도록 경계면 전류의 위상상수를 유전체 내부와 외부의 전파상수보다 크게 잡는다.^{18,19)}

이러한 Neumann 전개를 쌍적분방정식에 대입하여 Bessel 함수 형태로 전개된 급수의 계수를 쌍급수방정식으로부터 구하게 된다. 그런데 Neumann 전개는 모서리 부근의 영역에서는 빨리 수렴하는 성질을 가지며, 모서리에서 멀리 떨어진 영역의 전자계에 대해 표현 할 경우 전개 계수의 수렴속도가 대단히 늦은 적절치 못한 전개방법이 된다. 이를 기하기 위해 모서리에서 멀리 떨어진 경우에는 급수의 basis를 급격히 수렴하는 다른 basis로 변환시킨 후 쌍급수방정식의 계수를 계산하였다. 이 계수를 써서 계산된 수정해는 다극선전원의 수정해보다 쌍급수 방정식을 더 잘 만족시킴을 보였다.¹⁰⁾

II 장에서는 교정전원으로 유전체 경계면위의 수정 자기전류와 수정전기전류의 가정해 Neumann 전개된 급수로 나타내었으며, 특히 모서리 끝점에서 이 교정전원이 모서리 조건을 만족하도록 하였다. III 장에서는 교정전원이 만족해야 하는 수정 쌍적분 방정식으로부터 Neumann 전개 급수가 만족해야 하는 쌍급수방정식을 유도하였다. IV 장에서는 전편논문인 I

부와 II 부에서 다른 대표적인 쇠기형 유전체 구조에 대해 실제 수치계산으로 Neumann 전개계수를 구하여 수정해를 그림으로 나타내었고, II 부¹²⁾에서 구한 다극선전원에 의해 얻은 수정해의 결과와 비교하였다. V 장에서는 결론을 기술하였다.

II. Neumann 전개

그림 1과 같이 E-분극된 평면파 u_i 가 임의의 각 θ_a 를 갖는 쇠기형 유전체의 입사할 경우 여기서 산란되는 전자파를 구하는 문제는, 이미 본 논문의 전편 논문인 I 부¹¹⁾에서 보인 바와 같이 파수영역함수 A에 대한 쌍적분방정식을 푸는 문제로 볼 수 있다. 본 논문에서는 그 결과만을 요약해 보면 다음과 같다. 전체전계 u는

$$u(\rho, \theta) = \left[F^{-1}[A(\alpha, \beta)], S_d \right. \\ \left. u_i(\rho, \theta) - F^{-1}[K(\alpha, \beta)A(\alpha, \beta)], S_v \right] \quad (1a)$$

으로 유전체 내부영역 (S_d)와 외부영역 (S_v)에서 각각 함수 $A(\alpha, \beta)$ 에 대한 역푸리에 변환(F^{-1})으로 구해진다. 여기서 $K(\alpha, \beta)$ 는 I 부¹¹⁾의 식(7)에서 주어진 바와 같이 아는 양이다. 이때 $A(\alpha, \beta)$ 는

$$A(\alpha, \beta) = \frac{-1}{\alpha^2 + \beta^2 - k_a^2} \left[\int_0^\infty d\rho \{ i\beta u(\rho, 0) \right. \\ \left. + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, 0) \} e^{i\alpha \rho} \right. \\ \left. + \int_0^\infty d\rho \{ i(\alpha \sin \theta_a - \beta \cos \theta_a) u(\rho, \theta_a) \right. \\ \left. - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, \theta_a) \} e^{i(\alpha \cos \theta_a + \beta \sin \theta_a) \rho} \right] \quad (2)$$

와 같이 쇠기형 유전체의 두 경계면인 C_1 과 C_2 상에서의 전계 u와 자계 $1/\rho \partial u / \partial \theta$ 의 적분 형태로

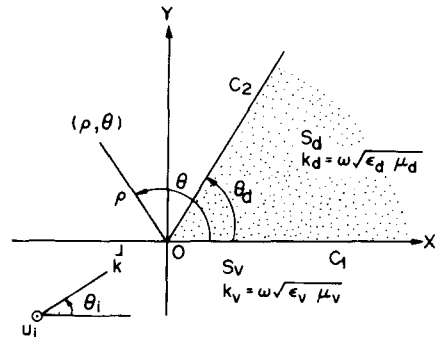


그림 1. 쇠기형 유전체의 구조
Fig. 1. Geometry of dielectric wedge.

표현할 수 있는데, 이를 다음과 같은 쌍적분방정식의 해로서도 표현할 수 있다.

$$F^{-1}[K(\alpha, \beta) A(\alpha, \beta)] = u_1(\rho, \theta), S_d, \quad (3a)$$

$$F^{-1}[K(\alpha, \beta)] = 0, S_v. \quad (3b)$$

본 논문에서 다루고자 하는 내용이 물리광학해의 오차를 교정하여 수정해를 구하고자 하는 것이므로, 먼저 물리광학해를 구하는 과정을 살펴 볼 필요가 있다. 본 논문의 전편논문인 I부⁽¹¹⁾에서는 유전체 경계면상의 정확한 전계와 자계를 ray-tracing 으로 구한 기하광학과 $u_g(\rho, \theta)$ 로 근사화시켜 식(2)에서 주어진 선적분을 계산하므로써 물리광학해인 $A_p(\alpha, \beta)$ 를 구하고, 이 $A_p(\alpha, \beta)$ 를 $A(\alpha, \beta)$ 대신에 식(1)에 대입하여 역푸리에 변환시켜 물리광학과 u_p 를 구하였다. 따라서 물리광학근사해의 오차는 유전체 경계면의 정확한 전계와 자계를 식(2)에 대입하지 않으므로 발생함을 알 수 있다. 정확한 $A(\alpha, \beta)$ 를 물리광학 근사값인 $A_p(\alpha, \beta)$ 와 교정항 $A_c(\alpha, \beta)$ 의 합으로 표시하면, $A_c(\alpha, \beta)$ 에 대해 다음과 같은 선적분을 쓸 수 있다.

$$A_c(\alpha, \beta) = \frac{-1}{\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2} \left[\int_0^\infty d\rho \{ i\beta m_1(\rho) + j_1(\rho) \} e^{i\alpha\rho} + \int_0^\infty d\rho \{ (i\alpha \sin \theta_d - \beta \cos \theta_d) m_2(\rho) + j_2(\rho) \} e^{i(\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d)\rho} \right] \quad (4)$$

여기서

$$m_1(\rho) = u(\rho, 0) - u_g(\rho, 0) \quad (5a)$$

$$j_1(\rho) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, 0) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u_g(\rho, 0) \quad (5b)$$

$$m_2(\rho) = u(\rho, \theta_d) - u_g(\rho, \theta_d) \quad (5c)$$

$$j_2(\rho) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, \theta_d) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u_g(\rho, \theta_d) \quad (5d)$$

식 (5a)에서 보인 바와 같이 $m_1(\rho)$ 는 정확한 전계 $u(\rho, 0)$ 과 기하광학으로 구한 전계인 $u_g(\rho, 0)$ 의 차로써, 경계면 C_1 에 분포한 수정자기전류와 같음을 알 수 있다. $j_1(\rho)$ 는 식 (5b)에 보인 것처럼 경계면 C_1 에 분포한 수정전기전류와 같다. 마찬가지로 m_2 와 j_2 는 각각 유전체 경계면 C_2 에 분포한 수정자기전류와 수정전류를 의미한다. 따라서 교정항 $A_c(\alpha, \beta)$ 를 구하기 위해서는 식 (5)에 주어진 수정자기전류와 수정전기전류를 알아야 하는데, 이 때 수정전류들은 모두 변수 ρ 만의 함수로 표현된다. 일반적으로 쇄기

형 유전체에 의해 회절된 전자파를 두 변수인 ρ 와 θ 에 대해 변수분리형태로 표현할 수 없지만,⁽¹¹⁾ 식 (4)에서 보인 바와 같이 교정항 $A_c(\alpha, \beta)$ 는 단지 변수 ρ 만의 함수인 수정전류들을 변수 ρ 에 대한 선적분으로 구할 수 있으므로 기존의 교정항을 구하는 방법들^(12,13)에 비해 매우 편리하다.

식(5)의 수정전류들을 여러가지 완전전개 (complete expansion)된 급수형태로 표현할 수 있지만, 물리적인 의미를 부여하기 위해서 쇄기형 유전체의 극한으로 볼 수 있는 쇄기형 완전도체에 대한 정확한 급수해를 살펴볼 필요가 있다. 부록A의 식(A1)과 (A3)에서 보인 바와 같이 쇄기형 완전도체에서 정확한 전계와 자계는 각각 Bessel 함수의 급수형태로 표현된다. 따라서 여러가지의 완전전개급수들 가운데 다음과 같은 급수식을 본 논문에서 다루었다. 임의의 복소함수 $f(z)$ 는 복소변수 z 에 대해 다음과 같은 Neumann 전개될 수 있다.⁽¹⁴⁾

$$f(z) = a_0 J_{1,t}(z) + 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{1,t+n}(z), |z| < c \quad (6)$$

여기서 $J_{1,t+n}$ 은 임의의 상수 $1/t+n$ 을 차수로 하는 Bessel 함수이고, 식 (6)의 표현식은 $f(z)$ 가 $z=0$ 이외에 $|z| < c$ 영역에서는 어떠한 특이점도 없을 경우에 적용된다. 식 (5)의 수정자기전류와 수정전기전류들을 식 (6)과 같은 Neumann 전개시키면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$m_1(\rho) = i \sum_{n=0}^{\infty} a_n J_{1,t+n}(k\rho) \quad (7a)$$

$$j_1(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n (1/t+n) \frac{1}{\rho} J_{1,t+n}(k\rho) \quad (7b)$$

$$m_2(\rho) = i \sum_{n=0}^{\infty} c_n J_{1,t+n}(k\rho) \quad (7c)$$

$$j_2(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} d_n (1/t+n) \frac{1}{\rho} J_{1,t+n}(k\rho) \quad (7d)$$

식 (7)의 전계는 다음과 같은 의미를 가지고 있다. 먼저 수정자기전류항은 모서리 이외에는 특이점이 없으며, 이는 물리광학해의 전계의 불연속에 의해 유기되는 등가전원으로 모서리에서 멀리 떨어진 곳에서는 $\exp(ik\rho)/\sqrt{\rho}$ 의 크기를 가져야 한다. 모서리 끝점의 자계는 무한대로 발산하고 모서리에서 멀리 떨어진 곳에서는 $\exp(ik\rho)/\rho\sqrt{\rho}$ 의 크기를 갖게 된다. 이는 전계를 $1/\rho \cdot \partial/\partial\theta$ 로 연산해 ρ 방향의 자계를 구하기 때문으로도 보일 수 있다. 따라서 위의 식 (7)의 수정자기전류와 전기전류의 급수전개 표현을 달리한다.

식 (7)의 급수식은 Bessel 함수의 차수 t 와 argument k 에 대해 임의로 취할 수 있지만, 쇠기형 유전체에 의해 산란문제를 다루기에 적합도록 정할 필요가 있다. 먼저 Bessel 함수의 argument 인 k 는, 식 (7)과 같이 전개된 등가전원에 의한 복사파가 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 평면파이지 않도록 정해야 한다. 왜냐하면 본 논문의 전편 논문인 II부¹²⁾에서 보였듯이 물리광학해의 수정원은 모서리에서 멀리 떨어진 곳에서 마치 물리광학해의 모서리 회절파를 교정하는 것과 같은 복사파를 만들어야 하기 때문이다. 이는 유전체의 외부와 내부영역 모두에서 만족되어야 하므로 k 를 두 영역의 전파상수 k_v 와 k_a 의 어느 값보다 크게 잡도록 한다. 실제 k 를 위와 같은 조건에 맞도록 취하는 것은 모서리에서 멀리 떨어진 곳에서 식 (7)에 의한 수정이 급수전개식의 적은 항으로 급속히 수렴하도록 하기 위함에도 부합됨을 다음 IV장에서 보였다.

Bessel 함수의 차수인 상수 t 는 위에서 설명한 argument k 와는 달리 모서리 근방에서 정해진다. 부록A에서 보인 바와 같이 쇠기형 완전도체의 경우 상수 t 는 식 (A2)와 같이 주어지며, 이는 모서리조건으로부터 얻을 수 있음을 보였다. 그러나 쇠기형 유전체의 경우 완전도체와는 달리 산란파를 변수분리형으로 나타낼 수 없어서 아직 정확한 모서리조건이 완전도체 경우 식(A2)처럼 알려지지 않고 있다.^{13,14)} 쇠기형 완전도체에서 static인 경우와 dynamic인 경우의 모서리조건이 서로 같음이 알려져 있으며,¹⁵⁾ 쇠기형 유전체 경우에도 적용할 수 있다고 가정하자. 그러면 쇠기형 유전체에 의한 회절문제를 static인 경우로 potential을 Poisson 방정식으로 정확히 풀 수 있어서 이 해에서 쇠기형 유전체의 모서리조건은 다음과 같이 나타낼 수 있다.¹³⁾

$$\epsilon = -\tan \frac{2\pi - \theta_a}{2t} / \tan \frac{\theta_a}{2t} \quad (8)$$

여기서 ϵ 는 유전체의 비유전율이고, θ_a 는 쇠기각을 의미하며, 구하고자 하는 모서리조건은 t 로 완전도체의 경우 식 (A2)에 해당한다. 식 (8)에서 ϵ 이 무한대이면 t 가 식 (A2)와 t 와 일치함을 알 수 있다. 실제 모서리 끝점은 dynamic 전자파 문제에서 유한한 파장에 비해 한개의 점으로 상대적으로 마치 파장이 무한대인 것처럼 보인다. 따라서 모서리 끝점 자체는 static 전자파문제와 같게 볼 수 있다.

III. Neumann 전개된 수정전류에 의한 물리광학해의 교정

먼저 식(4)에 대입하고, 이를 불연속 Weber-Sch-

afheitlin 적분 결과식^(6,14)을 이용하여 식 (4)의 선적분을 행하면 다음과 같이 교정항 A_c 를 나타낼 수 있다.

$$A_c(\alpha, \beta) = \frac{-1}{\alpha^2 + \beta^2 - k_a^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[a_n \frac{\beta}{\sqrt{k^2 - \alpha^2}} + b_n \right] R_n(\alpha) + \left[c_n \frac{(\alpha \sin \theta_a - \beta \cos \theta_a)}{\sqrt{k^2 - (\alpha \cos \theta_a + \beta \sin \theta_a)^2}} + d_n \right] R_n(\alpha \cos \theta_a + \beta \sin \theta_a) \right\} \quad (9)$$

여기서 함수 R_n 은 다음과 같이 주어진다.

$$R_n(\alpha) = \exp[-i(1/t + n) \arcsin(\alpha/k)] \quad (10)$$

전편 논문인 II부¹²⁾에서 보인 바와 같이, 교정항 $A_c(\alpha, \beta)$ 는 다음과 같은 수정쌍적분방정식을 만족해야 한다.

$$F^{-1}[K(\alpha, \beta) A_c(\alpha, \beta)] = v_1(\rho, \theta), S_a \quad (11a)$$

$$F^{-1}[A_c(\alpha, \beta)] = v_2(\rho, \theta), S_v \quad (11b)$$

여기서 v_1 과 v_2 는 물리광학근사법으로 구한 모서리 회절파로서 다음과 같이 각각 회절함수 f_1 과 f_2 에 대한 SDP(steepest descent path) 상의 적분으로 표시된다.¹²⁾

$$v_{1,2}(\rho, \theta) = \frac{\pm i}{4\pi} \int_{SDP} dw f_{1,2}(w) e^{ik_v \rho \cos(w - \theta)} \quad (12)$$

따라서 구하고자 하는 Neumann 전개된 수정전류들의 계수인 a_n, b_n, c_n, d_n 을 계산하기 위해서는 식(9)를 식 (11)에 대입하여, 이들 계수에 대해 쌍적분방정식인 식(11)을 풀어야 한다.

먼저 식 (11b)에서 $A_c(\alpha, \beta)$ 의 역푸리에 변환에 대해 계산하자. 식(9)를 식 (11b)에 대입하여 정리하면

$$F^{-1}[A(\alpha, \beta)] = I_1 + I_2 \quad (13)$$

으로 여기서 I_1 과 I_2 는 다음과 같이 주어진다.

$$I_1 = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} d\beta \frac{e^{i(\alpha x + \beta y)}}{\alpha^2 + \beta^2 - k_a^2} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[a_n \frac{\beta}{\sqrt{k^2 - \alpha^2}} + b_n \right] R_n(\alpha) \right\} \quad (14a)$$

$$I_2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} d\beta \frac{e^{i(\alpha x + \beta y)}}{\alpha^2 + \beta^2 - k_a^2} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[c_n \frac{\alpha \sin \theta_a - \beta \cos \theta_a}{\sqrt{k^2 - (\alpha \cos \theta_a + \beta \sin \theta_a)^2}} + d_n \right] R_n(\alpha \cos \theta_a + \beta \sin \theta_a) \right\} \quad (14b)$$

그림 2(a)와 같이 복소 β -평면에서 pole에 대한 유수정리(residue theorem)를 쓰면, I_1 은 다음과 같은 변수 α 에 대한 적분식으로 표현할 수 있다.

$$I_1 = \frac{i}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \frac{e^{i\alpha x + i\sqrt{k_d^2 - \alpha^2} y}}{\sqrt{k_d^2 - \alpha^2}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left(a_n \frac{\pm \sqrt{k_d^2 - \alpha^2}}{\sqrt{k^2 - \alpha^2}} + b_n \right) R_n(\alpha) \right\} \quad (15)$$

여기서 복부호는 y 가 양이면 윗부호, 음이면 아래 부호를 각각 취한다. 식 (15)의 우변의 피적함수는 복소 α -평면에서 그림 2(b)에서 보인 것과 같이 4개의 branch point를 특이점으로 갖게 된다. 이 경우 각 branch point에서는 다음과 같은 조건을 만족시켜야 한다.

$$\text{Im}(\sqrt{k_d^2 - \alpha^2}) > 0, \quad \alpha = \pm k_d \quad (16a)$$

$$\text{Re}(\sqrt{k_d^2 - \alpha^2}) > 0, \quad \alpha = \pm k \quad (16b)$$

식 (16a)는 식 (15)의 우변항에서 피적분함수를 지수항이 α 의 크기가 무한대로 가더라도 그 값이 발산하지 않아야 하기 때문이며, 식 (16b)는 식 (10)에서 α 가 $-i\infty$ 일 경우에 $R_n(\alpha)$ 가 수렴하기 위한 조건이다. 위 두 조건을 만족하도록 branch cut을 잡으면 그림 2(b)와 같게 된다.

식 (15)에서 적분변수 α 를 $k_d \cos w$ 로 치환하며, 식 (15)의 I_1 은 그림 2(c)와 같이 복소 w -평면에서 다음과 같은 적분경로 SDP를 따른 선적분형태로 바뀐다.

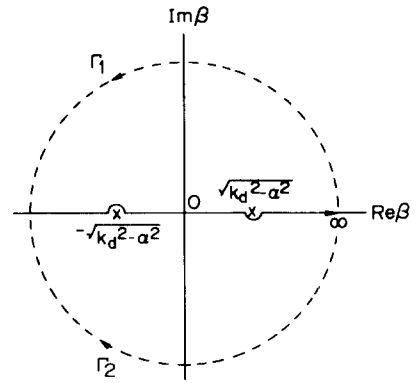
$$I_1 = \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw e^{ik_d \cos w (x - y)} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left(a_n \frac{\sin w}{\sqrt{n_d^2 - \cos^2 w}} + b_n \right) q_n(w; n_d) \right\} \quad (17)$$

여기서 $w > \pi$ 일 경우 w 를 $2\pi - w$ 로 변수치환하였으며, 상수 n_d 와 $q_n(w; n_d)$ 는 다음과 같이 정의된다.

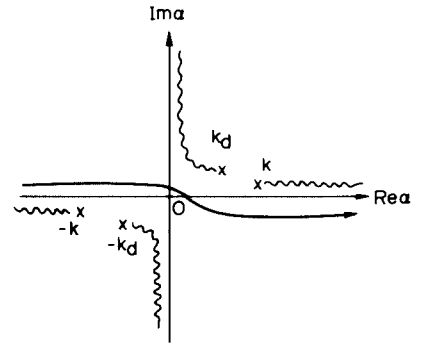
$$n_d = k/k_d \quad (18a)$$

$$q_n(w; n_d) = e^{-i(n+1/2)w + n \arcsin(\frac{1}{n_d} \cos w)} \quad (18b)$$

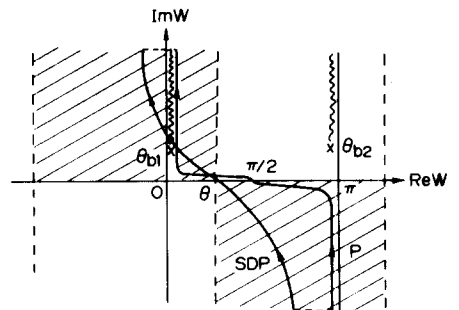
식 (17)의 우변항의 피적분함수는 그림 2(c)와 같이 $w = \theta_{b1}$ 과 θ_{b2} 에서 branch cut을 갖는데, k 를 k_d 보다 크게 잡으면 n_d 가 1보다 커지므로 복소 w -평면의 실수축에 branch cut이 나타나지 않게 되어 적분경로 P를 SDP로 바꾸어 쓸 수 있다. 물론 branch point $w = \theta_{b1}$ 의 영향이 있으나, 이는 유전체 경계면



(a)



(b)



(c)

그림 2. 적분경로와 특이점들

(a) 복소 β -평면

(b) 복소 α -평면

(c) 복소 w -평면

Fig. 2. Integration paths and singularities.

(a) complex β -plane.

(b) complex α -plane.

(c) complex w -plane.

근방에서부터 지수적으로 감쇠하므로 여기서는 무시하자. 마찬가지로 방법으로 식 (14b)의 역푸리에 변환을 계산하면, I_2 에 대해 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$I_z = \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw e^{ik_a \rho \cos(w-\theta)} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(c_n \frac{\sin(\theta_a - w)}{\sqrt{n_a^2 - \cos^2(\theta_a - w)}} + d_n \right) \times q_n(\theta_a - w; n_a) \right] \quad (19)$$

식 (17)과 식 (19)를 (13)에 대입하면 $A_c(\alpha, \beta)$ 의 역프리에 변환된 값을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F^{-1}[A_c(\alpha, \beta)] = \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw g_z(w) e^{ik_a \rho \cos(w-\theta)} \quad (20)$$

여기서

$$g_z(w) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(a_n \frac{\sin w}{\sqrt{n_a^2 - \cos^2 w}} + b_n \right) q_n(w; n_a) + \left(c_n \frac{\sin(\theta_a - w)}{\sqrt{n_a^2 - \cos^2(\theta_a - w)}} + d_n \right) q_n(\theta_a - w; n_a) \right] \quad (21)$$

식 (20)을 식 (11b)에 대입하여 보면, 양변 모두 같은 복소 w -평면에서 주어졌 있음을 알 수 있다. 따라서 식 (11b)를 만족시키기 위해서는 양변의 피적분 함수인 $g_z(w)$ 와 $f_z(w)$ 가 유전체 외부영역의 S_v 에 대응하여 복소 w -평면상의 영역 R_v (전편 논문인 II 부^[2]에서 그림 2 참조)에서 서로 같아야 한다.

$$g_z(w) = f_z(w), \quad R_v \quad (22a)$$

마찬가지의 방법으로 식 (11a)를 계산하면 다음과 같은 식을 유도할 수 있다.

$$g_1(w) = f_1(w), \quad R_a \quad (22b)$$

여기서 R_a 는 유전체 내부영역 S_a 에 해당되는 복소 w -평면상의 영역을 의미하고, $g_1(w)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$g_1(w) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(a_n \frac{\sin w}{\sqrt{n_v^2 - \cos^2 w}} + b_n \right) q_n(w; n_v) + \left(c_n \frac{\sin(\theta_a - w)}{\sqrt{n_v^2 - \cos^2(\theta_a - w)}} + d_n \right) q_n(\theta_a - w; n_v) \right] \quad (23)$$

여기서 상수 n_v 는 k/k_v 를 나타내며, $q_n(w; n_v)$ 는 식 (18b)와 같이 정의된다. 따라서 식(22)를 동시에 만족시키는 Neumann 전개계수 a_n, b_n, c_n, d_n 을 구하면 정확한 수정전류를 알 수 있다.

IV. 계산결과

본 논문에서도 전편 논문인 I, II 부^[1,2]에서 다룬 경

우로 쇠기각 $\theta_a = 45^\circ$, 입사각 $\theta_i = 150^\circ$ 인 쇠기형 유전체에 대해 Neumann 전개된 수정전류로 교정된 수정해를 계산하여 수정회절함수, 수정모서리회절파 및 수정해의 패턴을 그림으로 나타내었다.

1. Neumann 전개계수

식(21)과 (23)에서 주어진 $g_z(w)$ 와 $g_1(w)$ 의 급수는 n 이 커지더라도 그 값이 급격히 수렴하지 않는다. 이는 식 (18b)에서 보듯이 $q_n(w; n_a)$ 의 크기가 복소 w -평면의 실수축에서는 항상 1이기 때문이다. 따라서 식(22)를 동시에 만족하는 Neumann 전개계수의 숫자를 매우 많이 잡아야 하므로 수치계산이 곤란하다. 부록A에서 보인바와 같이, 쇠기형 완전도체의 경우 식(A1)과 같이 모서리 근방에서 급속히 수렴하는 해는 far-field영역에서는 그 수렴도가 나빠 Kantro-vitch-Lebedev 변환^[5]을 써서 식 (A7)과 같이 점근적인 표현식으로 바꾸어 표현하였다. 본 논문에서는 다음과 같이 급수전개를 변환하였다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} a_n q_n(w; n_a) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m Q_m(w; n_a) \quad (24)$$

여기서 $q_n(w; n_a)$ 은 식(18b)와 같으며, 임의의 w 과 n_a 에 대해서 항상 성립한다. 이때 $Q_m(w; n_a)$ 는 다음과 같다.

$$Q_m(w; n_a) = e^{i \frac{1}{2} \arcsin(\frac{1}{n_a} \cos w)} \left[\arcsin\left(\frac{1}{n_a} \cos w\right) \right]^m \quad (25)$$

마찬가지로 b_n, c_n, d_n 에 대해서도 식(24)와 같은 방법으로 B_m, C_m, D_m 의 계수를 갖는 다른 급수형태로 전개가 가능하다. 따라서 g_1 과 g_z 는 다음과 같은 급수로 표현할 수 있다.

$$g_z(w) = \sum_{n=0}^M \left[\left(A_m \frac{\sin w}{\sqrt{n_a^2 - \cos^2 w}} + B_m \right) Q_m(w; n_a) + \left(C_m \frac{\sin(\theta_a - w)}{\sqrt{n_a^2 - \cos^2(\theta_a - w)}} + D_m \right) Q_m(\theta_a - w; n_a) \right] \quad (26a)$$

$$g_1(w) = \sum_{m=0}^M \left[\left(A_m \frac{\sin w}{\sqrt{n_v^2 - \cos^2 w}} + B_m \right) Q_m(w; n_v) + \left(C_m \frac{\sin(\theta_a - w)}{\sqrt{n_v^2 - \cos^2(\theta_a - w)}} + D_m \right) Q_m(\theta_v - w; n_v) \right] \quad (26b)$$

여기서 M 은 수치계산을 위하여 유한개로 제한 하였다.

식(26a)와 식(26b)를 각각 식(2)의 좌변에 대입하여 쌍급수방정식을 동시에 만족시키는 계수 A_m, B_m, C_m, D_m 을 수치계산으로 구하였다. 전편논문의 II부^[1]에서 물리광학해를 구한 새기각 $\theta_a = 45^\circ$, 입사각 $\theta_i = 150^\circ$ 인 경우에 대해 $M = 3$ 으로 취해 총계수의 수를 16개로 취한다. 식(2)에서 복소 w -평면의 실수축에서 $0 \leq w \leq 2\pi$ 사이에 16개의 점을 취하여 point-matching 방법으로 16×16 행렬을 만들고, 이 행렬을 역변환 시킴으로서 계산한 결과를 표1에 보였다. 이때 유전체 내부의 비유전율이 10인 경우로, M 이 커질수록 계수값이 급속히 줄어들어 수렴함을 볼 수 있다. 실제 계산된 16개의 유한한 갯수의 계수로 구한 $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 가 식(2)를 얼마나 잘 만족시키나를 그림 3에서 볼 수 있다. 이 경우 물리광학적 근사법으로 구한 회절패턴 $f_1(w)$ 와 $f_2(w)$ 는 유전체 내부에서 완전반사가 일어나 복소값을 갖게 된다. 따라서 그림3(a)와 같이 실수부분의 $f_1(w)$ 와 $f_2(w)$ 는 점선으로 표시되는데 16개로 제한된 계수로 구한 $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 를 나타내는 실선들과 각각 거의 일치함을 볼 수 있으며, 그림 3(b)에서 보인 바와 같이 허수부분의 경우도 식(2)를 거의 비슷하게 만족함을 알 수 있다. 실제 그림 3에서 실선과 점선간의 약간의 차이를 볼 수 있는데, 이 오차는 $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 를 구성하는 계수의 숫자를 늘이면 줄어든다. 그러나 표 1에서 보인 바와 같이 $\epsilon = 10$ 인 경우 M 이 커질수록 각 계수들의 값은 급속도로 줄어들므로, M 을 크게 잡으면 식(2)을 만

표 1. Neumann 전개 계수의 수치계산 결과 ($\epsilon = 10$)
Table 1. Numerical results of Neumann's expanded coefficients ($\epsilon = 10$).

계 수	실 수 부	허 수 부
B_0	-2792.2670	7489.2981
A_0	486.6889	105.0712
D_0	2794.5821	-7489.4007
C_0	-526.6459	-57.9736
B_1	-1009.3948	-442.8757
A_1	-17.7611	19.8081
D_1	1011.9508	439.3612
C_1	11.5807	-26.6894
B_2	34.5120	-79.7410
A_2	-13.4595	-3.3681
D_2	-34.1303	79.7410
C_2	14.8349	1.7946
B_3	1.6125	1.3497
A_3	.4374	-.4126
D_3	-15393	-1.4207
C_3	-.2847	.6071

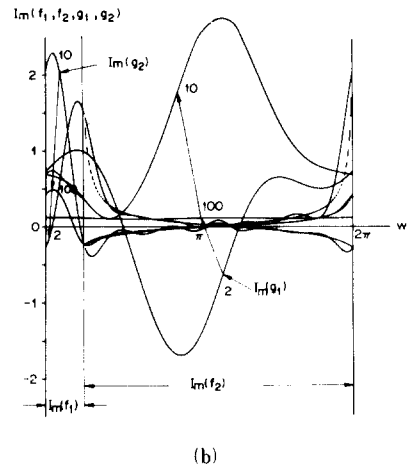
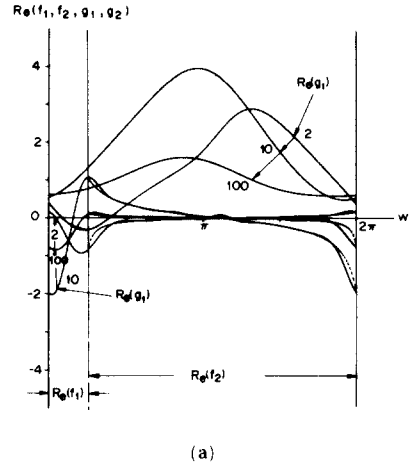


그림 3. $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 의 패턴
(a) 실수부 (b) 허수부

Fig. 3. Patterns of $g_1(w)$ and $g_2(w)$.
(a) real parts. (b) imaginary parts.

족하는 계수값을 구하기 위해 매우 큰 rank를 갖는 행렬을 시켜야 하는데, 이때 수치계산상의 오차가 커져서 도리어 곤란하다.

2. 수정해의 회절함수 및 진폭패턴

식(2)를 만족하는 계수 A_m, B_m, C_m, D_m 을 구하면, 물리광학해의 오차를 교정하는 수정전류를 알게 된다. 따라서 이들을 식(9)에 대입하면 교정항 $A_c(\alpha, \beta)$ 를 알 수 있으며, 이를 물리광학근사해인 $A_F(\alpha, \beta)$ 와 더하여 식(1)의 $A_c(\alpha, \beta)$ 대신에 대입하면 수정해 $u(\rho, \theta)$ 를 얻을 수 있다. 위 과정은 이미 본 논문의 전편논문의 II부^[2]에서 보인 바 있으므로 그 계산결과를 정리하면, 수정해 $u(\rho, \theta)$ 를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$u(\rho, \theta) = u_g(\rho, \theta) + u_d(\rho, \theta), \quad (27)$$

$$u_d(\rho, \theta) = \begin{cases} \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw p_2(w) e^{ik_d \rho \cos(w-\theta)}, & S_d \\ \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw p_1(w) e^{ik_d \rho \cos(w-\theta)}, & S_v \end{cases} \quad (28a)$$

$$(28b)$$

여기서 u_g 는 기하광학과를 의미하고, u_d 는 모서리 끝점에서 회절되는 원통면파를 나타낸다. 이때 수정 회절함수 p_2 와 p_1 은 각각 다음과 같이 주어진다.

$$p_2(w) = g_2(w) - f_2(w) \quad (29a)$$

$$p_1(w) = f_1(w) - g_1(w) \quad (29b)$$

그림 4는 비유전율 $\epsilon = 2, 10, 100$ 에 대해 구한 수정 회절함수를 그린 것으로, a와 b는 각각 실수부분과

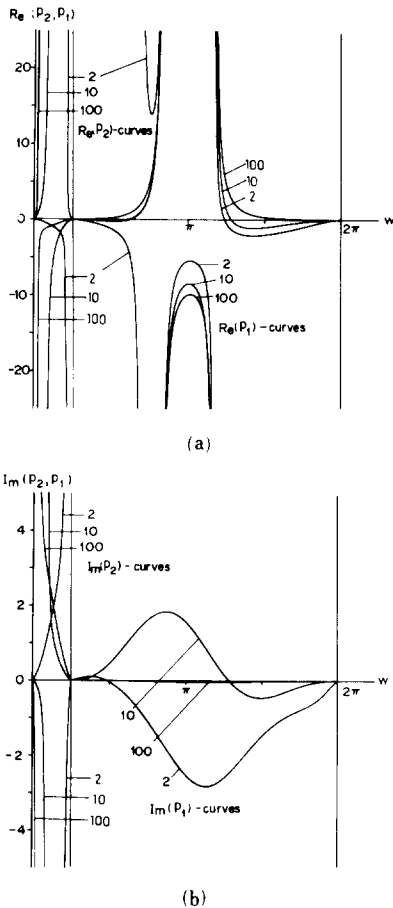


그림 4. $p_1(w)$ 와 $p_2(w)$ 의 패턴
(a) 실수부 (b) 허수부

Fig. 4. Patterns of $p_1(w)$ and $p_2(w)$.
(a) real parts. (b) imaginary parts.

허수부분을 나타낸다. 물리광학해의 회절함수는 유전체 경계면인 $\theta = 0$ 와 θ_d 에서 $f_1(w)$ 와 $f_2(w)$ 가 서로 다른 값을 갖는데 비해, Neumann 전개된 수정전류로 교정된 수정회절함수는 두 경계면에서 연속임을 볼 수 있다.

위에서 구한 수정회절함수를 식(28)에 대입하여 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 모서리 회절과 u_d 의 진폭을 균일점근적분(uniform asymptotic integration)⁽¹⁸⁾으로 계산하였다. 이 방법에 대해서는 이미 전편 논문인 I부⁽¹⁾에서 자세히 다루었으므로 여기서는 생략한다. 그림 5는 교정된 모서리회절파의 진폭을 θ 방향으로 1° 간격으로 그린 것으로, (a)는 $\epsilon = 2$ 일 때 모서리 끝점에서 5λ (파장) 떨어진 곳에서의 진폭패턴을 나타내었다. 측정거리가 10λ 로 두배 늘어난 경우의 수정모서리회절파의 진폭패턴을 그림5(b)에 그렸는데, 그림 5(a)에 비해 패턴의 모양은 비슷하지만 그 크기가 줄어들음을 볼 수 있다. 이는 모서리회절파가 모서리 끝점에서부터 원통파형으로 복사되는 것과 같아서, 모서리로부터 거리 ρ 가 커지면

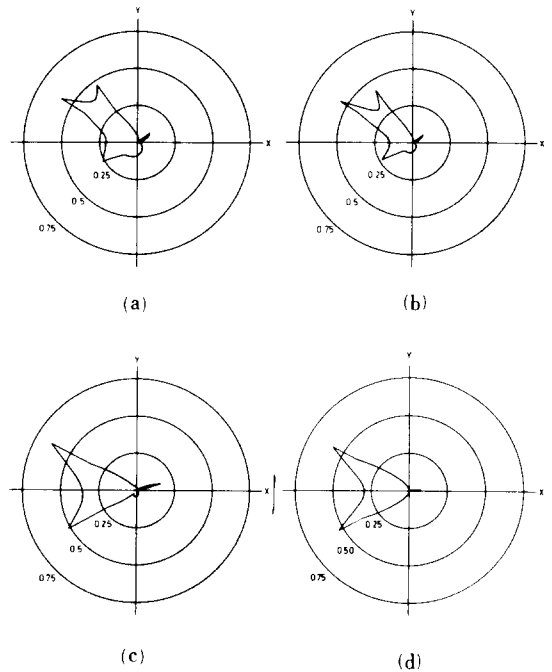


그림 5. 교정된 모서리회절파의 진폭패턴
(a) $\epsilon = 2, \rho = 5\lambda$ (b) $\epsilon = 2, \rho = 10\lambda$
(c) $\epsilon = 10, \rho = 5\lambda$ (d) $\epsilon = 100, \rho = 5\lambda$
Fig. 5. Amplitude patterns of the corrected edge-diffracted fields.
(a) $\epsilon = 2, \rho = 5\lambda$. (b) $\epsilon = 2, \rho = 10\lambda$.
(c) $\epsilon = 10, \rho = 5\lambda$. (d) $\epsilon = 100, \rho = 5\lambda$.

회절파의 진폭은 $1/\sqrt{\rho}$ 로 줄어들기 때문이다. 그림 5(c)와 5(d)는 각각 $\epsilon=10$ 과 100 인 경우 5 파장 떨어진 곳에서 계산한 수정모서리회절파의 진폭패턴을 그렸다. 그림 5(a)와 그림 5(c) 및 (d)를 비교해 보면, 진폭패턴이 크게 다른 점을 볼 수 있는데, 이는 그림 4(a)에서 볼 수 있듯이 수정회절함수인 $p_1(w)$ 가 $\epsilon=2$ 일때와 $\epsilon=10, 100$ 일때와는 서로 다르기 때문이다. 즉 $\theta_a=45^\circ$, $\theta_t=150^\circ$ 인 쇄기형 유전체의 회절문제에서는 $\epsilon=2$ 일 경우와는 달리 $\epsilon=10, 100$ 일때는 유전체 내부에서의 모든 유전체 경계면에서의 다중반사가 전반사를 일으키기 때문이다. 또 ϵ 이 커질수록 유전체 내부로 입사파가 투과하지 못하고 거의 반사를 하므로, 유전체 외부에서의 진폭패턴이 커지게 된다.

수정해는 식(27)에서 보인 바와 같이, 기하광학과와 Neumann 전개된 수정전류로 교정된 모서리 회절파의 합으로 표시된다. 따라서 그림 5에서 구한 모서리 회절파에 각각에 해당되는 기하광학과를 더하여 구한 수정해의 진폭패턴을 그림 6에 보였다. 그림 6(b)는 $\epsilon=2$ 일때 10파장 떨어진 곳에서의 진폭패턴으로, 5파

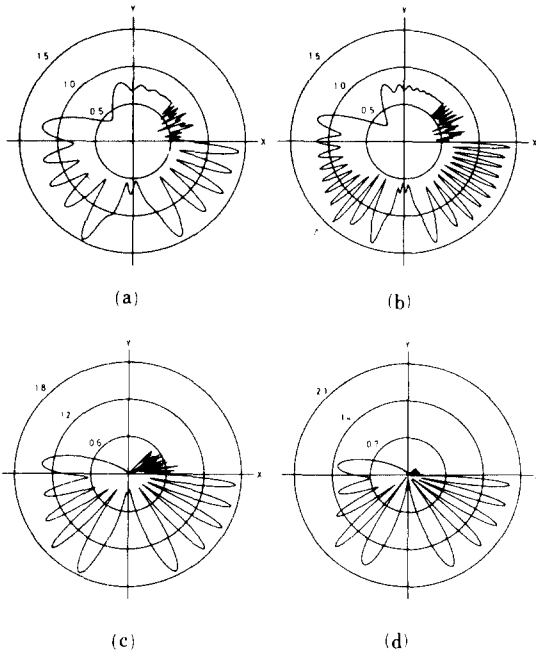


그림 6. 수정해의 진폭패턴

- (a) $\epsilon=2, \rho=5\lambda$
- (b) $\epsilon=2, \rho=10\lambda$
- (c) $\epsilon=10, \rho=5\lambda$
- (d) $\epsilon=100, \rho=5\lambda$

Fig. 6. Amplitude patterns of the corrected edge-diffracted fields.

- (a) $\epsilon=2, \rho=5\lambda$.
- (b) $\epsilon=2, \rho=10\lambda$.
- (c) $\epsilon=10, \rho=5\lambda$.
- (d) $\epsilon=100, \rho=5\lambda$.

장 떨어진 곳에서의 진폭패턴인 그림 6(a)에 비해 2배의 입사파와 산란파의 간섭현상이 일어남을 볼 수 있다. 그림 6(c)는 $\epsilon=10$ 일때 5 λ 떨어진 곳에서의 회절패턴으로 유전체 내부에서의 수정해의 진폭은 작아지나 변화정도는 급격히 증가한다. 이는 유전체 내부에서의 비유전율이 커지면 유전체 외부에 비해 상대적으로 파장이 짧아지므로, 같은 측정거리에서 일지라도 유전체 내부에서는 위상변화가 심하게 일어나기 때문이다. 이러한 현상은 $\epsilon=100$ 인 그림 5(d)에서 더욱 현저히 일어남을 볼 수 있다.

3. 수정해의 유용성

임의의 각을 가진 쇄기형 유전체에 E-분극된 평면파가 입사할 경우 산란된 전자파에 대한 정확한 해가 알려진 것은 유전체 내의 비유전율이 무한대인 완전도체와 비유전율이 1인 자유공간일 뿐이다. 그러나 비유전율이 1인 경우는 반 공간의 문제와 마찬가지로 기하광학해 자체가 정확한 해를 줌으로 논문에서 구한 수정해의 타당성을 비교하기 힘들다. 그러므로 쇄기형 유전체 문제와 비교 가능한 경우는 쇄기형 완전도체의 경우로 이 때의 회절함수는 부록 A의 식(A7)에서 보인 바와 같다. 따라서 경계면에 분포한 수정자기전류와 전기전류를 Neumann 전개시킨 수정원으로 구한 회절패턴이 유전체의 비유전율을 점진적으로 증가시키면서 완전도체의 경우로 접근하는 정도를 물리광학 근사해의 회절패턴 및 다극선전원의 회절패턴과 함께 비교하였다. 이 경우 완전도체의 내부에서는 전자파가 존재하지 않기 때문에 쇄기형 외부영역에서 정의된 회절패턴으로 비교하였다. 유전체의 비유전율을 2, 10, 100, 1000으로 점차 증가시킬 때 완전도체의 정확한 패턴에 어떻게 접근하는가를 그림 7에 보였다. 그림 7(a)는 물리광학해의 회절함수 $f_1(w)$ 을 그린 것으로 경계조건을 만족하지 못한다. 그림 7(b)는 다극선전원으로 교정된 회절함수인 $p_1(w)$ 를 복소w 평면의 실수축상에서 그린 회절패턴으로 ϵ 이 2인 경우 완전반사가 C₁면에서만 1번 일어나는데 비하여, 비유전율이 5.4이상의 10, 100, 1000의 경우 쇄기 내부에서 일어나는 2번의 반사 모두 완전반사를 한다. 따라서 비유전율을 2에서 10으로 증가시키면 완전도체의 패턴을 사이에 두고 급격한 변화를 보였다가 이를 10이상으로 늘이면 점차 완전도체의 경우로 접근함을 볼 수 있다. 경계면에 분포한 수정원에 의한 결과는 그림 7.c에 보였다. 이 경우 거의 다극선전원의 경우와 비슷하다.

위에서 본 결과와 같이, 물리광학적 근사해에 대한 점진적 수정원으로는 모서리 끝점위의 다극선전원과 경계면에 분포한 수정원의 두 모형 모두 유용

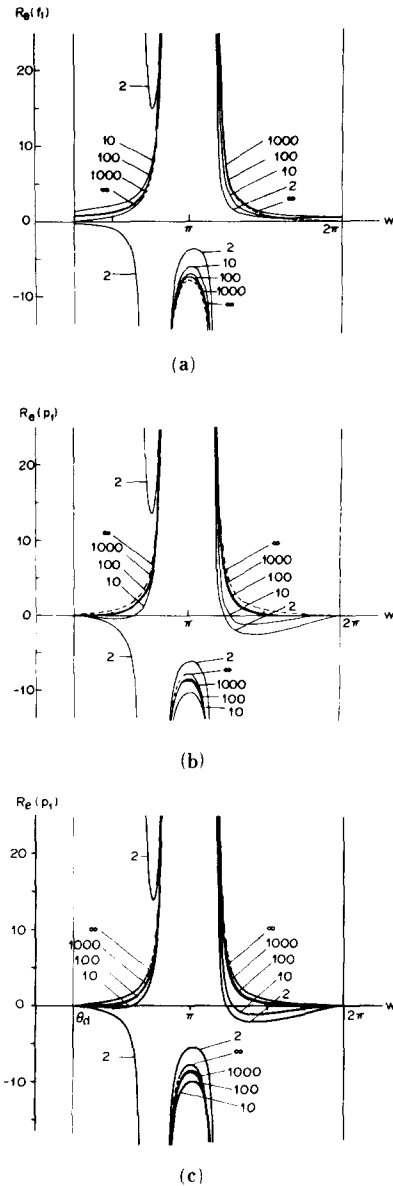


그림 7. 유전체 쇄기의 비유전율 ϵ 을 2, 10, 100, 1000으로 점차 키울 경우 3 가지 방법으로 구한 회절함수의 패턴과 완전도체의 정확한 회절패턴의 비교
 (a) 물리광학근사
 (b) 다극선전원으로 교정
 (c) 면전류에 의한 교정

Fig. 7. Comparison of diffraction functions obtained by three kinds of calculation schemes to that of perfectly conducting wedge for $\epsilon=2, 10, 100,$ and 1000 .
 (a) physical optic approximation.
 (b) correction by multipole line sources.
 (c) correction by sheet currents.

함을 보여주고 있다. 또 두가지 수정원에 의해 계산된 전체 전계는 거의 일치하고, 비유전율을 증가시켜 극한을 취할 경우 완전도체의 경우에 거의 접근함을 볼 수 있다.

V. 결 론

임의의 쇄기각을 갖는 유전체 쇄기에 E-분극된 평면파가 입사할 경우 산란된 전자파의 접근해를 구하였다. 산란파는 유전체 경계면에서 반사 및 굴절된 기하광학과와 모서리 끝점에 회절된 원통면파로 표현 되는데, 모서리 회절파는 물리광학적 근사해로 구한 회절파에 교정해를 더하여 유전체 경계면에서 경계조건을 만족하도록 하였다. 교정해를 주는 수정전원으로 유전체 경계면을 따라 분포한 수정전류를 모서리 근방에서 모서리 조건을 만족하는 전개 급수로 표현하여, 16개의 전개계수를 쌍급수방정식으로부터 수치계산으로 구하였다. 이 경우 전편 논문인 II 부지에서 수정원으로 다극선전원을 취하여 계산한 수정해보다 물리광학근사해의 오차를 좀 더 정확히 교정할 수 있음을 보였으며, 유전체 쇄기의 비유전율을 점차 크게 잡을 경우 수정해가 점차 완전도체 쇄기의 정확한 해로 접근해 감을 보였다.

본 논문에서는 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 유용한 접근적 수정해를 구하였는데, 본 논문에서 제시한 Neumann 전개된 수정전원을 사용하여 모서리 근방에서 유용한 수정해를 앞으로 계산할 필요가 있다.

부 록

A. 쇄기형 완전도체에 대한 정확한 해와 모서리 조건

그림8(a)와 같이 쇄기각 θ_a 를 갖는 쇄기형 완전도체에 E-분극된 평면파가 입사할 경우 전체전계 u는 변수분리형으로 다음과 같이 표시할 수 있다.¹⁷⁾

$$u(\rho, \theta) = \frac{4}{t} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^{n-1} J_{n-1/2}(k_v \rho) B_n(\theta) \tag{A1a}$$

$$B_n(\theta) = \sin\left(\frac{n(\theta - \theta_a)}{t}\right) \sin\left(\frac{n(\theta_1 + \pi - \theta_a)}{t}\right) \tag{A1b}$$

여기서 상수 t는 다음과 같이 주어진다.

$$t = \frac{2\pi - \theta_a}{\pi} \tag{A2}$$

식(A1)은 모서리방향 즉 z 방향성분의 전계를 나타내므로, 이를 맥스웰방정식에 넣어 ρ 방향의 자계

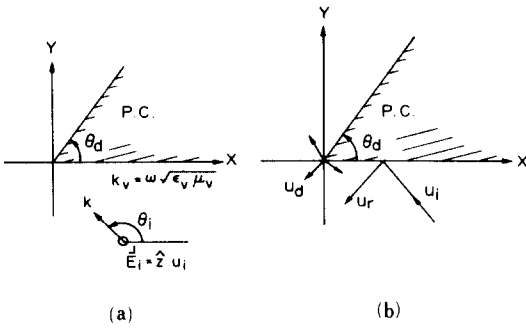


그림 8. 쇠기형 완전도체에 의한 회절
 (a) 구조 (b) 점근해
Fig. 8. Diffraction by a perfectly conducting wedge.
 (a) geometry. (b) asymptotic solution.

h를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$h(\rho, \theta) = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{4}{t} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{\rho} J_{n,t}(k_v \rho) B_n(\theta) \tag{A3}$$

식(A1)과 식(A3)에서 ρ 가 0으로 접근할 경우 즉 모서리 끝점 근방에서는 Bessel함수의 ρ 에 대한 급수식^[14]으로부터 가장 큰 항을 다음과 같이 ρ 에 대한 차수로 표시할 수 있다.

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} u(\rho, \theta) \propto \rho^{1/t} \tag{A4a}$$

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} h(\rho, \theta) \propto \rho^{1/t-1} \tag{A4b}$$

여기서 모서리 근방에 저장되는 에너지를 T라 하면,

$$T = \lim_{\sigma \rightarrow 0} \int_0^{\sigma} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\theta [\epsilon |E|^2 + \mu |H|^2] \tag{A5}$$

으로 주어지며, 모서리 근방의 전자계의 어느 성분도 ρ^{-1} 보다도 느리게 발산하면 T는 유한한 값을 가지게 된다. 식(A4)에서의 t는 식(A2)에 주어져 있는 바와 같이 임의의 쇠기각에 대해 항상 식(A5)의 조건을 만족함을 보일 수 있다.

쇄기형 완전도체의 정확한 해로 주어진 식(A1)과 식(A3)에서 Bessel함수 $J_{n,t}$ 대신에 Neumann 함수 $Y_{n,t}$ 으로 바꾸더라도 파동방정식과 쇠기의 경계면위에서의 경계조건 및 무한점에서 복사조건을 만족시킬 수 있음을 알 수 있다. 그러나 모서리 근방에서 저장되는 에너지가 유한하지 않게 된다. 일반적으로 전자파의 산란문제는 파동방정식을 경계조건과 복사

조건에 맞도록 풀 경우 그 해가 유일하지만, 쇠기처럼 수학적으로 특이점인 모서리를 포함하는 산란체의 유일한 해는 윗 세가지 식에 덧붙여 모서리끝에서 모서리조건을 만족해야만 얻을 수 있음이 알려져 있다. 따라서 식(A5)의 T가 유한하도록 하는 것이 모서리조건으로, Meixner^[3]는 모서리근방의 전자파의 모든 성분 g_j 를 변수 ρ 에 대해 다음과 같이 Taylor전개하여,

$$g_j(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \rho^{1/t-1+n} a_{j,n}(\theta), \quad j=1, \dots, 6 \tag{A6}$$

이를 맥스웰방정식에 대입하여 경계조건, 복사조건 및 모서리조건을 포함하는 4개의 식으로부터 식(A2)와 같이 상수를 완전도체의 경우 얻을 수 있음을 보였다. 또한 식(A6)과 같은 전개식을 이용하여 여러가지 구조의 쇠기에 대한 모서리조건을 식(A2)와 같은 상수 t로 계산하였다.

식(A1)이나 식(A3)의 표현은 모서리 근방인 곳에서 급속히 수렴하는 급수이지만, 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 쇠기에 의해 산란되는 전자파를 표현하기에는 급수의 수렴이 매우 느려서 부적합하다. Far-field에서 유용한 해의 표현은 식(A1)을 Kontorovitch-Levedev 변환^[15]시켜 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$u(\rho, \theta) = u_g(\rho, \theta) + u_d(\rho, \theta) \tag{A7a}$$

여기서 u_g 는 그림A2와 같이 기하광학파를 나타내고, u_d 는 회절함수 p_1 을 다음과 같이 복소 w-평면상에서 SDP 적분으로 주어진다.

$$u_d = \frac{1}{4\pi} \int_{SDP} dw p_1(w) e^{ik_v \rho \cos(w-\theta)} \tag{A7b}$$

이 때 회절함수 $p_1(w)$ 는 다음과 같은 cotangent 함수합으로 표현된다.

$$p_1(w) = \frac{1}{t} \left[-\cot\left(\frac{w-\theta_1}{2t}\right) + \cot\left(\frac{w-2\pi+\theta_1}{2t}\right) + \cot\left(\frac{w-2\pi-\theta_1}{2t}\right) - \cot\left(\frac{w-2\theta_d+\theta_1}{2t}\right) \right] \tag{A7c}$$

參 考 文 獻

[1] 김세윤, 나정용, 신상영, "쇄기형 유전체에 의한 전자파의 회절, I부: 물리광학근사" 전자공학회논문지, 제25권, 제 8 호, pp. 16-25, 1988.

- [2] 김세윤, 나정웅, 신상영, "채기형 유전체에 의한 전자파의 회절, II부: 다극선전원에 의한 수정," 전자공학회논문지, 제25권, 제8호, pp. 26-34, 1988.
- [3] J. Meisner, "The behavior of EM fields at edges," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-20, pp. 442-446, 1972.
- [4] M.S. Bobrovnikov and V.P. Zamaraeva, "On the singularity of the field near a dielectric wedge," *Sov. Phys. J.*, vol. 16, pp. 1230-1232, 1973.
- [5] J.B. Andersen and V.V. Solodukhov, "Field behavior near a dielectric wedge," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-26, pp. 598-602, 1978.
- [6] R.F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, pp. 238-242, McGraw-Hill, 1961.
- [7] G.N. Watson, *A Treatise on the theory of Vessel Functions*, Ch. XVI, Cambridge Univ. Press, 1966.
- [8] S.Y. Kim, J.W. Ra, and S.Y. Shin, "Diffraction by a dielectric wedge with distributed correction currents on the interfaces," *Proc. of ISAP*, pp. 859-862, Kyoto, Japan, 1985.
- [9] S.Y. Kim and J.W. Ra, "Diffraction by a dielectric wedge with the Neumann expansion of correction currents on interfaces," *Electronic. Lett.*, vol. 23, pp. 630-631, 1987.
- [10] S.Y. Kim and J.W. Ra, "Comparison and multiple and Neuman's expansions to correction currents for diffraction by a dielectric wedge," *IEEE AP Symp. Dig.*, pp. 1082-1085, Blacksburg, Virginia, USA, 1987.
- [11] S.J. Maurer and L.B. Felsen, "Ray-Optical techniques for guided waves," *Proc. IEEE*, vol. 55, pp. 1718-1729, 1967.
- [12] S. Berntsen, "Diffraction of an electric polarized wave by a dielectric wedge," *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 43, pp. 186-211, 1983.
- [13] T.S. Yeo, D.J.N. Wall, and R.H.T. Bates, "Diffraction by a prism," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 2, pp. 964-969, 1985.
- [14] M. Abramowitz and I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, p. 485, Dover, 1965.
- [15] L.B. Felsen and N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of waves*, Ch. 4 and 5, Prentice Hall, 1973. *

 著 者 紹 介

金世潤 (正會員) 第25卷 第8號 參照
 현재 한국과학기술원 물리
 전자연구실 선임연구원

羅正雄 (正會員) 第25卷 第8號 參照
 현재 한국과학기술원 전자
 공학 부장



申相永 (正會員) 第25卷 第8號 參照
 현재 한국과학기술원 전기
 및 전자공학과 교수