

直角 썩기형 誘電體에 의한 電磁波 回折 (Diffraction of Electromagnetic Waves by Right Angle Dielectric Wedge)

朱 昌 成*, 羅 正 雄**, 申 相 永**
(Joo, Chang - Sung Ra, Jung - Woong and Shin, Sang - Yung)

要 約

直角 썩기는 誘電體에 平面 電磁波가 入射할때 일어나는 산란파에 대한 漸近解를 구하였다. 散亂波는 誘電體境界面으로부터 反射된 波 및 屈折된 波와 誘電體 끝 모서리로부터 回折된 圖筒面波로 구성하였다. 모서리에서 회절된 전계는 物理光學 近似法에 의한 解에 較正項을 더하여 구하였으며, 이 較正 電界는 數值 計算에 의하여 풀 수 있는 二重 級數 方程式으로부터 구하였다. 구해진 漸近解의 有効性은 유전체 의 相對 誘電率 ϵ 의 값이 ∞ 에 갈때와 1에 가까운 값을 가질때의 두 極限值에서 검토 되었다. ϵ 이 작을때는 Rawlins 이 구한 ϵ Neumann 級數解의 계산 결과와 같았으며, ϵ 이 ∞ 에 접근할때 모서리의 회절 패턴은 도체 모서리의 회절패턴에 접근함을 보일 수 있다.

Abstract

An asymptotic solution of electromagnetic waves scattered by a right-angled dielectric wedge for plane wave incidence is obtained. Scattered fields are constructed by waves reflected and refracted from dielectric interfaces (geometric-optical fields) and a cylindrical wave diffracted from the edge. The edge diffracted field is obtained by adding a correction to the edge diffraction of physical optics approximation, where the correction field is calculated by solving a dual series equation amenable to simple numerical calculation. Validity of this result is assured by two limits of relative dielectric constant ϵ of the wedge. The total asymptotic field calculated results in a Rawlins' Neumann series solution for small ϵ , and the edge diffraction pattern is shown to approach that of a perfectly conducting wedge for large ϵ . Calculated field patterns are presented and the accuracy of physical optics approximation is discussed.

1. 序 論

썩기형 誘電體에 의한 전자파 산란은 모서리를 가진 誘電體의 산란 특성을 계산하는데 기본이 되는 문제이지만 精密한 解는 얻지 못하고 있다. Radlow^[1], Aleksandrova와 Khiznyak^[2] 등이 이 문제에 대한 解를 얻었다고 주장하였으나, 그 후 그들의 解가 틀렸다는 것이 밝혀졌다.^[3] Rawlins^[4]은 直角 유전

체에 의한 散亂波들 Neumann 級數解로 유도하고 比 誘電率 ϵ 이 $1 < \epsilon < 2$ 내에 있을때 全電界의 近似解로 Neumann 級數解의 첫항만을 계산 할 수 있었다. 이문제에 數值 計算方法도 적용 되었으나^[5,6] 이는 모서리의 회절에 관한 物理的 特性을 이해할 수 없다는 맹점이 있다.

直角 썩기형 誘電體에 의해 산란된 電磁波는 物理光學의 近似解와 그 較正項의 합으로 구성할 수 있다. 物理光學의 近似解는 쉽게 얻을 수 있으며 反射波, 屈折波 및 모서리 回折波를 주체된다. 誘電體에 平面波가 입사할때 全 電界에 대한 積分方程式을 세울 수 있으며 空間座標를 변수로 하는 이 적분방정식은 Fourier變換을 하면, 誘電體 内部와 誘電體 外部에서 각각 성

* 正會員, 空軍士官學校

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

接受日字: 1981年 9月 21日

입하는 波數領域의 두개 積分方程式으로 변환시킬 수 있다. 구한 物理光學的 近似解에 較正項을 더하여 波數領域의 積分方程式에 대입하면 較正項에 대한 雙積分方程式을 얻게 된다. 雙積分方程式을 관찰해 보면 較正項은 漸近的으로 유선체 모서리로부터 나오는 圓筒面波입을 알 수 있으며, 따라서 모서리에 等價 多極線電源이 존재한다고 가정할 수 있다. 多極線電源의 多極子 展開 常數(multipole expansion coefficient)를 구하면 곧 較正項을 구하는 것이 되며, 較正項에 대한 雙積分 方程式은 多極子 展開常數에 대하여는 雙級數 方程式으로 변환됨을 보일 수 있다.

雙級數方程式은 數值計算에 의하여 풀 수 있으며, 모서리에서 回折된 電磁界의 漸近解를 얻게 된다.^[7] 여기서 漸近解라 함은 모서리로부터 波長에 비해 멀리 떨어진 거리에서 잘 맞는 解하는 의미로 사용된다.^[8] 第2節에서는 직각 쐐기형 誘電體로부터 산란된 電磁界가 만족시키는 波數領域(spectral domain)에서의 雙積分 方程式을 誘導하였으며, 第3節에서는 物理光學的 近似解를 구하였다.

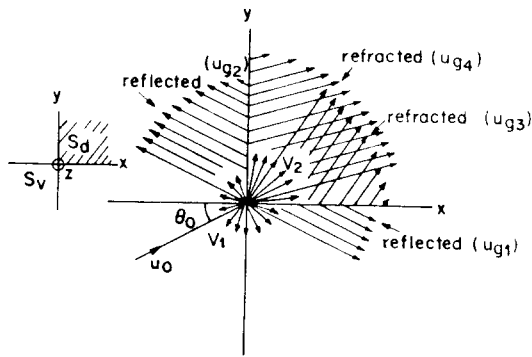


그림 1. 直角 쐐기형 유전체와 平面波 入射

Fig.1. Plane wave incidence upon a right-angled dielectric wedge.

較正項에 대한 積分 方程式 및 多極子 展開 常數에 대한 雙級數 方程式을 4節에서 유도하였으며, 5節에서는 그 數值 計算 方法을 기술하였다. 漸近解의 결과 및 유효성은 6節에서 논하였으며, 7節에 결론을 맺는다.

2. 波數 領域의 雙積分方程式

平面 電磁波의 電界 成分 \$u_0\$가 그림 1에서와 같이 z 軸 方向으로 분극되어 있고, 直角 誘電體 쐐기와 角 \$\theta_0\$로 입사할때, 임의의 점에서 Maxwell 방정식 및 경계 조건을 만족시키는 全 電界 \$u\$는 다음 積分方程式으로 쓸 수 있다.^[4]

$$u(x, y) = u_0(x, y) + (k_d^2 - k_v^2) \iint_{S_d} dx' dy' G(x, y; x', y'; k_v) u(x', y') \quad (1)$$

여기서 \$G\$는 2차원 Green 함수이며, \$k_d\$와 \$k_v\$는 각각 유전체 내부영역(\$S_d\$) 및 외부영역(\$S_v\$)에서의 波數이다.

2차원 Green 함수는 Fourier 적분으로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$G(x, y; x', y'; k_v) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} d\beta \frac{e^{i\alpha(x-x') + i\beta(y-y')}}{\alpha^2 + \beta^2 - k_v^2} \quad (2)$$

雙積分 方程式을 유도하기 위하여 \$A(\alpha, \beta)\$를 誘電體 내부에서는 전체 \$u(x, y)\$와 같고 誘電體 외부에서는 영인 함수의 Fourier 변환으로 정의하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$A(\alpha, \beta) = F \{ u(x, y) H(x) H(y) \} = \iint_{S_d} dx dy u(x, y) e^{-i(\alpha x + \beta y)} \quad (3)$$

여기서 \$H(x)\$ 및 \$H(y)\$는 Heaviside 계단 함수이다. 식(2)와 (3)을 (1)식에 대입하여

$$u(x, y) = u_0(x, y) + F^{-1} \{ [1 - K(\alpha, \beta) \cdot A(\alpha, \beta)] \} \quad (4)$$

을 얻는다. 여기서 \$F^{-1}\$는 Fourier 역변환을 나타내며

$$K(\alpha, \beta) = \frac{\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2}{\alpha^2 + \beta^2 - k_v^2} \quad (5)$$

식(3)과 (4)로부터 쐐기형 유전체 내부 영역 및 외부 영역에서 \$A(\alpha, \beta)\$에 대한 雙積分 方程式과 각 영역에서 전체 \$u\$에 대한 다음과 같은 표현식을 얻게 된다.

$$F^{-1} \{ A(\alpha, \beta) \} = 0; \quad (6a)$$

$$u = u_0 - F^{-1} \{ K(\alpha, \beta) A(\alpha, \beta) \}, \text{ in } S_v' \quad (6b)$$

$$F^{-1} \{ K(\alpha, \beta) A(\alpha, \beta) \} = u_0; \quad (7a)$$

$$u = F^{-1} \{ A(\alpha, \beta) \}, \text{ in } S_d. \quad (7b)$$

이제 문제는 식(6a)와 (7a)의 雙積分 方程式을 \$A(\alpha, \beta)\$에 대하여 풀고난 후 식(6b) 및 (7b)로부터 \$u\$를 얻을 수 있는 문제가 되었다.

3. 物理光學的 近似解

\$A(\alpha, \beta)\$의 Fourier 역변환인 \$u(x, y)H(x)H(y)\$에 \$(\nabla^2 + k_d^2)\$을 演算시키고, 이의 Fourier 변환을 취하면 \$A(\alpha, \beta)\$에 대한 다음과 같은 선적분을 얻는다.

$$A(\alpha, \beta) = -\frac{1}{\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2} \left\{ \int_0^{\infty} dx [i\beta u(x, 0) + \frac{\partial}{\partial y} u(x, 0)] e^{-i\alpha x} + \int_0^{\infty} dy [i\alpha u(0, y) + \frac{\partial}{\partial x} u(0, y)] e^{-i\beta y} \right\}$$

여기서 적분 경로는 유전체 경계면을 따라서이며, 이 관계식은 2 차원 Green 성리에 의해 얻어지는 Kirchhoff 공식과 동일한 표현식이다.

경계면 위의 전계 및 이의 법선 성분 도함수를 근사적으로 구하기 위하여, 유전체 경계면이 원점에서 직각으로 꺾이지 않은 무한한 평면이라 가정할때 경계면 위의 전계는 입사파에 Fresnel 투과계수를 곱하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$u(x, 0) \approx T_x e^{ik_V(x \cos \theta_0 + y \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0})} \quad (9a)$$

(0 < x < ∞, y = 0)

$$u(0, y) = T_y e^{ik_V(x \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_0} + y \sin \theta_0)} \quad (9b)$$

(x = 0, 0 < y < ∞)

여기서 ϵ 은 췌기의 比誘電率이며, T_x 및 T_y 는 透過係數로서 反射係數 R_x 및 R_y 그리고 入射角 θ_0 와 다음의 관계로 주어진다.

$$T_x = 1 + R_x = \frac{2 \sin \theta_0}{\sin \theta_0 + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}} \quad (10a)$$

$$T_y = 1 + R_y = \frac{2 \cos \theta_0}{\cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_0}} \quad (10b)$$

근사 경계면 전계 표현식 (9)을 (8)식에 대입한 후 적분을 전개하면 $A(\alpha, \beta)$ 에 대한 물리 광학적 근사식 $A_p(\alpha, \beta)$ 를 다음과 같이 얻는다.

$$A_p(\alpha, \beta) = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2} \left\{ T_x \frac{\beta + k_V \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}}{\alpha - k_V \cos \theta_0} + T_y \frac{\alpha + k_V \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_0}}{\beta - k_V \sin \theta_0} \right\} \quad (11)$$

여기서 (8)식적분의 수렴은 매질이 약간 손실을 가진다고 가정하여 k_V 가 매우 작은 양의 허수값을 가진다는 극한치에서 보장될 수 있다.

물리 광학 전계 $u_p(x, y)$ 는 A_p 를 식(6b) 및 (7b)에 대입하여 얻게 된다. 이 적분 전계를 용이하게 하기 위하여 u_p 를 다음의 네개의 적분으로 표시할 수 있다.

$$u_p(x, y) = F^{-1} \{ A_p(\alpha, \beta) \} = J_x(x, y) + J_y(x, y) \quad (\text{in } S_d) \quad (12a)$$

$$= u_0 - F^{-1} \{ K A_p \} = u_0 - I_x(x, y) - I_y(x, y) \quad (\text{in } S_v) \quad (12b)$$

여기서 I_x 는

$$I_x(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} d\beta \frac{-T_x}{(\alpha^2 + \beta^2 + k_V^2)}$$

$$\frac{(\beta + k_V) \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}}{(\alpha - k_V \cos \theta_0)} e^{i(\alpha x + \beta y)} \quad (13)$$

이며 J_x, J_y 및 I_y 는 비슷한 식이 된다. 즉 I_x 표현

식의 분모항 중 k_V^2 항 (k_V 항은 제외)을 k_d^2 항으로 대체하면 J_x 를 얻게 된다. I_x 및 J_x 의 표현식에서 T_x 는 T_y 로 β 는 α 로, α 는 β 로, 그리고 $\cos \theta_0$ 는 $\sin \theta_0$ 로 대체하면 I_y 및 J_y 를 얻게 된다.

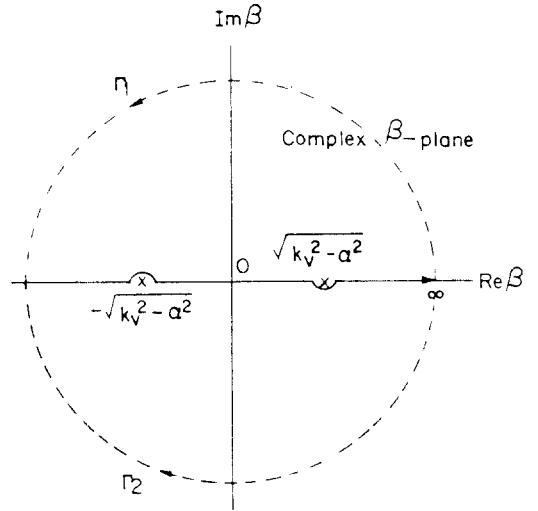


그림 2. 平面 β 의 pole 및 積分 경로

Fig. 2. Integration path and poles in β -plane.

식 (13)의 β -적분은 $y > 0$ 일때 복소 β -평면의 상부 반평면을 도는 적분 경로를 구성하여 留數의 定理부터 얻을 수 있으며, $y < 0$ 에서는 하부 반평면 주회 경로를 구성하여 얻게 된다. 그림 2에 표시된 $\beta_p = \pm \sqrt{k_V^2 - \alpha^2}$ 의 pole 특이점 중 $+\sqrt{k_V^2 - \alpha^2}$ 점은 매질이 약간의 손실을 갖는다고 할때 허수치가 양수가 됨보일 수 있다. 따라서 β 적분을 행한 후

$$I_x(x, y) = -\frac{i}{2\pi} T_x \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \frac{\pm \sqrt{k_V^2 - \alpha^2} + k_V \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}}{2\sqrt{k_V^2 - \alpha^2}(\alpha - k_V \cos \theta_0)} e^{i(\alpha x + \sqrt{k_V^2 - \alpha^2} y)}, \quad y \geq 0 \quad (14)$$

여기서 $y \geq 0$ 일때 $+\sqrt{k_V^2 - \alpha^2}$ 의 +호호가 다음에 유의하기 바란다.

적분 변수 α 들

$$\alpha = k_V \cos w,$$

로 변환시키면 식 (14)는 다음과 같은 w-평면상의 Sommerfeld 적분으로 쓸 수 있다.

$$I_x(x, y) = \frac{1}{4\pi} T_x \int_p d w \frac{\pm \sin w + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}}{\cos w - \cos \theta_0}$$

$$e^{ik_v \rho \cos(w + \theta)},$$

$$0 \leq \theta \leq \pi, \quad \pi < \theta \leq 2\pi$$

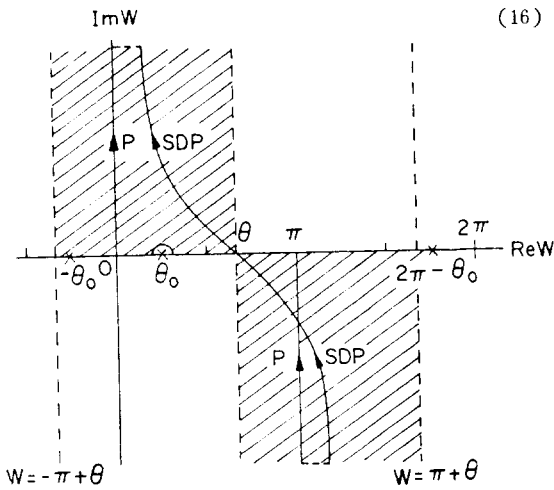


그림 3. 平面 w의 積分 경로 P 및 SDP
 Fig. 3. Integration paths p and SDP in w-plane.

여기서 (ρ, θ) 는 원주 좌표로서 $x = \rho \cos \theta$ 이며 $y = \rho \sin \theta$ 의 관계로 주어진다. 적분 경로 P와 $w_p = \theta_0$ 의 특이점을 그림 3에 보인다. 식(14)의 특이점 $\alpha_p = k_v \cos \theta_0$ 는 $I_m(k_v) > 0$ 이므로 양수의 허수값을 가지며 이에 대응하는 (16)식의 $w_p = \theta_0$ 는 음수의 허수값을 가지게 된다. 이는 $I_m(\cos w_p) > 0$ 이면 $0 \leq \text{Re}(w_p) \leq \frac{\pi}{2}$ 에서 $I_m(w_p) < 0$ 이 되기 때문이다. 여기서 Re 및 I_m 는 각각 실수 부분 및 허수 부분을 의미한다.

적분 경로 P를 鞍部點 (saddle point)을 통과하는 가장 급격히 감소하는 경로(SDP)로 변환시키면 pole로부터 기여하는 적분 값을 분리해 볼 수 있다. 그림 3과 같이 적분경로 P를 $0 \leq \theta \leq \pi$ 일때 $w_p = \theta$ 의 1차 안부점을 통과하는 적분경로로 변환하면 ($\pi < \theta \leq 2\pi$ 이면 $w_s = 2\pi - \theta$ 임), $w_p = \theta_0$ 의 pole은 $0 < \theta \leq \theta_0$ 일때 적분 I_x 에 기여하며 (16)식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$I_x(x, y) = H(0, \theta_0) e^{ik_v(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)}$$

$$+ \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw T_x \frac{\sin w + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}}{\cos w - \cos \theta_0}$$

$$\cdot e^{ik_v \rho \cos(w - \theta)} \quad 0 < \theta < \pi \quad (17)$$

여기서 $H(\gamma, \delta)$ 는

$$H(\gamma, \delta) = \begin{cases} 1, & \gamma < \theta < \delta \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (18)$$

로 정의되는 함수이다. 같은 방법으로 $\pi < \theta < 2\pi$ 일때 I_x 를 구하면

$$I_x(x, y) = -U_{g1}(x, y) + \frac{i}{4\pi} \int_{SDP1} dx T_x$$

$$\frac{-\sin w + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}}{\cos w - \cos \theta_0} e^{ik_v \rho \cos(w + \theta)}$$

$$\pi < \theta \leq 2\pi \quad (19)$$

여기서

$$U_{g1}(x, y) = H(2\pi - \theta_0, 2\pi) R_x$$

$$\cdot e^{ik_v(x \cos \theta_0 - y \sin \theta_0)} \quad (20)$$

R_x 는 식 (10a)에 주어진 Fresnel 반사 계수이며, 적분 경로 SDP1은 SDP와는 다르게 $w_s = 2\pi - \theta$ 점에 있는 안부점을 통과한다. 이때 적분 변수를

$$w' = -w + 2\pi \quad (21)$$

로 변환하면 (19)식의 적분 경로 SDP1은 식(17)의 SDP로 변환시킬 수 있다. 따라서 이 두 결과를 합하여 $0 \leq \theta \leq 2\pi$ 영역에서 I_x 를 두 개의 pole에 의한 기여항과 (17)식의 SDP를 따라서 적분하는 Sommerfeld 적분의 합으로 표시할 수 있다.

나머지 적분 I_y, J_x 및 J_y 도 같은 적분 변수 변환 (I_y) 또는 $\alpha = k_d \cos w$ 의 변환 (J_x 와 J_y)을 사용하여 전개할 수 있다. 모든 pole에 의한 기여항 및 SDP 적분을 모으면 (12)식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F^{-1} A_p(\alpha, \beta) = U_{g3}(x, y) + U_{g4}(x, y) + v_2(x, y) \quad (22)$$

$$F^{-1} \{ K(\alpha, \beta) A_p(\alpha, \beta) \} = H(0, \frac{\pi}{2}) u_0(x, y) - u_{g1}(x, y) - U_{g2}(x, y) - v_1(x, y) \quad (23)$$

여기서 u_{g1} 은 (20) 식에 주어져 있으며,

$$U_{g2}(x, y) = H(\frac{\pi}{2}, \pi - \theta_0) R_y$$

$$\cdot e^{ik_v(-x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)}, \quad (24a)$$

$$u_{g3}(x, y) = H(0, \theta_1) T_x$$

$$\cdot e^{ik_v(x \cos \theta_0 + y \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0})}, \quad (24b)$$

$$\cdot e^{u_{g4}(x, y) = H(\theta_2, \frac{\pi}{2}) T_y} \quad (24c)$$

또한 Sommerfeld 적분인 v_1 및 v_2 는 다음과 같다.

$$v_j(x, y) = (-1)^j \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw f_j(w; \theta_0)$$

$$\cdot e^{ik_v h_j \cos(w - \theta)} \quad (25a)$$

$$f_j(w; \theta_0) = T_x \frac{h_j \sin w + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta_0}}{h_j \cos w - \cos \theta_0}$$

$$+ T_y \frac{h_j \cos w + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_0}}{h_j \sin w - \sin \theta_0} \quad (25b)$$

여기서 $j=1, 2$ 이며 h_j 는 $j=1$ 과 2 일때 각각 1 및 $\sqrt{\epsilon}$ 이다. 식 (24b) 및 (24c)의 θ_1 및 θ_2 는 각각 적분 J_x 및 J_y 의 pole의 위치에 의해 주어지는 w -평면상의 각도로서 다음과 같이 주어진다.

$$k_d \cos \theta_1 = k_v \cos \theta_0, \quad (26a)$$

$$k_d \sin \theta_2 = k_v \sin \theta_0 \quad (26b)$$

물리 광학적 근사 결과는 (22) 식 및 (23)식을 (12)식에 대입하여

$$u_p(x, y) = H\left(\frac{\pi}{2}, 2\pi\right)u_0(x, y) + \sum_{i=1}^4 U_{g_i}(x, y) + \begin{cases} v_2(x, y), & \text{in } S_d, \\ v_1(x, y), & \text{in } S_v \end{cases} \quad (27)$$

을 얻는다. 이 식의 처음 5개 항은 그림 1에 보인 바와 같은 기하 광학적 기여항으로 설명할 수 있다. 즉 입사파(u_0), 반사파(u_{g1} 과 u_{g2}) 그리고 굴절파(u_{g3} 과 u_{g4})로서 ($x \geq 0, y = 0$) 및 ($x = 0, y \geq 0$) 면에 있는 유전체 경계면에서 반사 및 굴절을 나타낸다. 반사파 및 굴절파는 매개의 각 $2\pi - \theta_0, \theta_1, \theta_2$ 및 $\pi - \theta_0$ (천이각이라 정의함)으로 정의되는 한정된 영역내에서만 존재한다. 여기서 $2\pi - \theta_0$ 나 $\pi - \theta_0$ 는 유전체 경계면에서 반사되는 반사각이며, 식(26)의 θ_1 및 θ_2 는 경계면에서 Snell법칙을 만족시키는 굴절각임을 볼 수 있다. 식(27)의 마지막 항인 v_1 및 v_2 는 $k_v \rho$ 또는 $k_d \rho$ 가 매우 큰 값으로 주어지고 θ 가 천이각 부근에 있지 않을 때 안부점 방법에 의하여 다음과 같이 근사시킬 수 있다.

$$v_{1,2}(\rho, \theta) \sim \pm \frac{1}{2} e^{\frac{ik_{v,d} \rho + i\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{2k_{v,d}\rho}}$$

$$f_{1,2}(\theta; \theta_0) \quad (28)$$

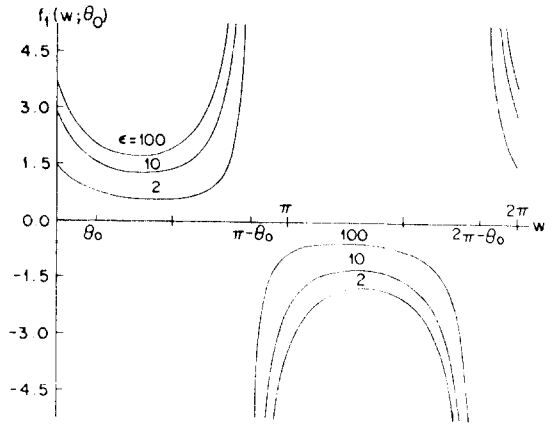
이 결과는 $v_{1,2}$ 가 근사적으로 유전체 모서리로부터 복사되어 나오는 원통면파임을 보여 주며, 그 복사 패턴이 식 (25)의 $f_j(w; \theta_0)$ 의 w 를 θ 로 치환한

$f_{1,2}(\theta; \theta_0)$ 가 됨을 보여준다.

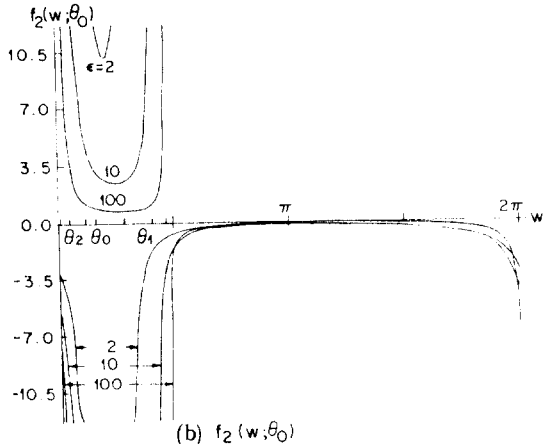
물리 광학 근사 결과는 유전체 경계면에서 일어나는 기하 광학적인 반사파 및 굴절파를 포함하며, 유전체 모서리에서 회절된 원통면파로서 유전체내의 v_2 및 밖의 v_1 를 포함한다. 회절파의 접근적인 패턴 함수 f_1 및 f_2 를 $\theta_0 = 30^\circ, \epsilon$ 이 2, 10 및 100일때 그림 4에 보인다. 패턴 함수는 기하 광학적 반사파 및 굴절파의 천이각인 $\pi - \theta_0$ 및 $2\pi - \theta_0$ (f_1)과 θ_2 및 θ_1 (f_2)의 부근을 제외하면 좋은 성질의 함수이다.

4. 物理光學的 모서리 回折에 對한 較正

$A(\alpha, \beta)$ 에 대한 엄밀한 표현은 $A_p(\alpha, \beta)$ 에



(a) $f_1(w; \theta_0)$



(b) $f_2(w; \theta_0)$

그림 4. 함수 $f_1(w; \theta_0)$ 및 $f_2(w; \theta_0)$; $\theta_0 = 30^\circ, \epsilon = 2, 10$ 및 100

Fig. 4. Values of $f_1(w; \theta_0)$ and $f_2(w; \theta_0)$ for $\theta_0 = 30^\circ, \epsilon = 2, 10$ and 100 .

$A_c(\alpha, \beta)$ 의 교정항을 더하여 표시할 수 있다. 즉, $A(\alpha, \beta) = A_p(\alpha, \beta) + A_c(\alpha, \beta)$ (29) 이룰 식 (6) 및 (7)에 대입하면

$$F^{-1}\{A_c(\alpha, \beta)\} = -F^{-1}\{A_p(\alpha, \beta)\}, \text{ in } S_v$$

$$F^{-1}\{K(\alpha, \beta)A_c(\alpha, \beta)\} = u_0 - F^{-1}\{K(\alpha, \beta)A_p(\alpha, \beta)\}, \text{ in } S_d \quad (30a, b)$$

를 얻게 된다. 여기서 A_p 및 KA_p 의 Fourier 역변환은 식 (22) 및 (23)에 주어져 있다. 유전체 밖에서 $F^{-1}\{A_p\}$ 는 v_2 가 되며, 유전체 안에서 $F^{-1}\{KA_p\}$ 는 $H(0, \frac{\pi}{2})u_0 + v_1$ 이 되므로 (30a) 및 (31b)식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F^{-1}\{A_c(\alpha, \beta)\} = -v_2(x, y), \text{ in } S_v \quad (31a)$$

$F^{-1}\{K(\alpha, \beta) A_c(\alpha, \beta)\} v_1(x, y)$, in S_d (31b)
 식 (2)의 2차원 Green 함수 $G(x, y; 0, 0; k_d)$
 의 Fourier 변환이 $1/(\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2)$ 임을 인식한
 다면, (31a)식 및 (31b)식에 등가인 가상적 전원
 의 Fourier 변환 $S(\alpha, \beta)$ 를 사용하여 다음과 같이
 쓸 수 있다.

$$F^{-1}\{A_c(\alpha, \beta)\} = F^{-1}\left\{\frac{S(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2}\right\} = -v_2(x, y) \text{ (in } S_v), \quad (32a)$$

$$F^{-1}\{K(\alpha, \beta) A_c(\alpha, \beta)\} = F^{-1}\left\{\frac{S(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_v^2}\right\} = v_1(x, y) \text{ (in } S_d) \quad (32b)$$

여기서 $S(\alpha, \beta)$ 의 Fourier 역변환인 $s(x, y)$ 는 가
 상 전원 분포로서 (32a)식에 따르면 유전율 $\epsilon_0 \epsilon$ 로
 채워진 무한 매질내에 존재하며, $\frac{\pi}{2} < \theta \leq 2\pi$ 의 영역에
 $-v_2(x, y)$ 의 전계를 만들어 주는 전원 분포로 해
 석할 수 있다. 식 (32b)는 같은 전원 $s(x, y)$ 가 유
 전율 ϵ_0 의 무한 공간에 존재하며, $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ 영역에서
 $v_1(x, y)$ 를 발생시킨다고 해석할 수 있다. 교성항
 A_c 를 구하는 대신 이러한 가상 전원 $S(x, y)$ 를 구하
 면 된다.

적분 v_1 및 v_2 는 식 (25)에 주어져 있으며 그 피
 적분 함수 $f_1(w; \theta_0)$ 및 $f_2(w; \theta_0)$ 는 각각 w 가 실
 수 일때 $0 \leq w \leq \frac{\pi}{2}$ 및 $\frac{\pi}{2} \leq w \leq 2\pi$ 영역에서 해석 함수
 이다. (그림 4 참조), 따라서 적분으로 표현된 v_1 과
 v_2 는 각각 $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ 영역 및 $\frac{\pi}{2} < \theta < 2\pi$ 영역에서 점
 근적으로, 원점으로 부터 나오는 원통면파임을 알 수
 있다. 수 점근해를 위해서는 등가 전원 분포를 원점에
 국한시키고, 2차원 다극자 급수로 다음과 같이 표시
 할 수 있다.

$$s(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{mn} \delta^{(m)}(x) \delta^{(n)}(y) \quad (33)$$

여기서 $\delta(x)$ 는 Dirac delta 함수 $\delta(x)$ 의 n 차 도
 함수이며 a_{mn} 은 구하려는 다극자 전개 상수이다.
 식 (2)의 2차원 Green 함수는 다음과 같은 Som-
 merfeld적분으로 쓸 수 있으며

$$F^{-1}\left\{\frac{1}{\alpha^2 + \beta^2 - k_{v,d}^2}\right\} = -\frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw e^{ik_{v,d} \rho \cos(w-\theta)} \quad (34)$$

식 (33)을 식 (32)에 대입하여 다음을 얻는다.

$$F^{-1}\left\{\frac{S(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_{v,d}^2}\right\} = -\frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw \sum_{m,n} a_{mn} (ik_{v,d} \cos w)^m (ik_{v,d} \sin w)^n e^{ik_{v,d} \rho \cos(w-\theta)} \quad (35)$$

여기서 $\delta^{(m)}(x)$ 는 부분 적분에 의해 $(ik_{v,d} \cos w)^m$ 이
 되었다. 식 (25)의 $v_{1,2}$ 의 피적분 함수와 식(35)의 것
 을 각각의 영역에서 같이 놓으면 다음과 같은 a_{mn} 에
 대한 이중 급수 방정식을 얻게 된다.

$$\sum_{mn} a_{mn} (ik_{v,d} \cos w)^m (ik_{v,d} \sin w)^n = g_1(w; \theta_0) = \begin{cases} f_1(w; \theta_0), & 0 \leq w \leq \frac{\pi}{2} \\ \text{unknown}, & \frac{\pi}{2} < w < 2\pi \end{cases} \quad (36a)$$

$$\sum_{mn} a_{mn} (ik_d \cos w)^m (ik_d \sin w)^n = g_2(w; \theta_0) = \begin{cases} f_2(w; \theta_0), & \frac{\pi}{2} < w < 2\pi \\ \text{unknown}, & 0 < w < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (36b)$$

이 식은 수치 계산 방법에 의해서 전개 상수 a_{mn}
 을 구할 수 있다. 모든 w 값에 대하여 전개상수
 또는 등가적으로 g_1 과 g_2 를 구하면, 모서리 교정 전계
 인 $F^{-1}\{A_c\}$ 와 $F^{-1}\{KA_c\}$ 는 (35)식의 우변 적분항
 에서 $\sum_{mn} a_{mn} (ik_{v,d} \cos w)^m (ik_{v,d} \sin w)^n$ 대신 $g_{1,2}$
 를 대입하여 얻게 된다. 따라서 전 전계는 $A_c + A_p$ 들
 식 (6b) 및 (7b)에 대입하여, 입사파, 반사파, 굴절파
 그리고 교성된 모서리 회절파 u_d 의 합으로 다음과 같
 이 쓸 수 있다.

$$u(x, y) = H\left(\frac{\pi}{2}, 2\pi\right) u_0(x, y) + \sum_{i=1}^4 u_{g_i}(x, y) + u_d(x, y) \quad (37)$$

여기서 처음 5개 항은 식 (27)에서와 같으며, u_d 는 다
 음과 같다.

$$u_d(x, y) = -\frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw P_{1,2}(w; \theta_0) \cdot e^{ik_{v,d} \cos(w-\theta)} \text{ in } S_{v,d} \quad (38)$$

$$P_1(w; \theta_0) = f_1(w; \theta_0) - g_1(w; \theta_0) \quad (39a)$$

$$P_2(w; \theta_0) = g_2(w; \theta_0) - f_2(w; \theta_0) \quad (39b)$$

5. 雙級數 方程式의 數值解

식 (36)의 a_{mn} 을 수치 계산 방법으로 계산하기 위
 하여 새로운 전개 상수 a_j 와 기본 함수 ϕ_j 및 ψ_j 를 다
 음과 같이 정의 한다.

$$a_1 = a_{00}, a_2 = ik_v a_{10}, a_3 = ik_v a_{01}, a_4 = (ik_v)^2 a_{20} \dots \quad (40a)$$

$$\phi_1(w) = 1, \phi_2(w) = \cos w, \phi_3(w) = \sin w, \phi_4(w) = \cos^2 w, \dots \quad (40b)$$

$$\psi_1(w) = 1, \psi_2(w) = \sqrt{\epsilon} \cos w, \psi_3(w) = \sqrt{\epsilon} \sin w, \psi_4(w) = (\sqrt{\epsilon})^2 \cos^2 w, \dots \quad (40c)$$

식 (36a) 및 (36b)의 좌변항은 각각 $\sum_{j=1}^{\infty} a_j \phi_j(w)$
 및 $\sum_{j=1}^{\infty} a_j \psi_j(w)$ 라 쓸 수 있으며, a_j 는 다음과 같이 정의
 된 자승 오차 I_e 를 최소화 하는 조건으로 부터 구할 수
 있다.

$$I_e = \int_0^{\frac{\pi}{2}} dw \left\{ \sum_{j=1}^N a_j \phi_j(w) - f_1(w; \theta_0) \right\}^2 + \int_{\frac{\pi}{2}}^{2\pi} dw \left\{ \sum_{j=1}^N a_j \psi_j(w) - f_2(w; \theta_0) \right\}^2, \quad (41)$$

여기서 N 은 다극자를 취한 수로서, 이를 초과하는 다극자 항은 무시하였다. 적분 I_e 의 a_j 에 대한 편미분을 영으로 놓으면 다음을 얻는다.

$$\sum_{j=1}^N a_j B_{ij} = F_i, \quad i=1, 2, \dots, N, \quad (42)$$

여기서

$$B_{ij} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} dw \phi_i(w) \phi_j(w) + \int_{\frac{\pi}{2}}^{2\pi} dw \psi_i(w) \psi_j(w) \quad (43a)$$

$$F_i = \int_0^{\frac{\pi}{2}} dw \phi_i(w) f_1(w; \theta_0) + \int_{\frac{\pi}{2}}^{2\pi} dw \psi_i(w) f_2(w; \theta_0) \quad (43b)$$

연립 방정식 (42)의 a_j 를 계산기에 의해 15째 항까지 구하였으며, $\epsilon = 2$ 와 10, $\theta_0 = 30^\circ$ 와 45° 일때 구한 결과를 표 1에 표시한다.

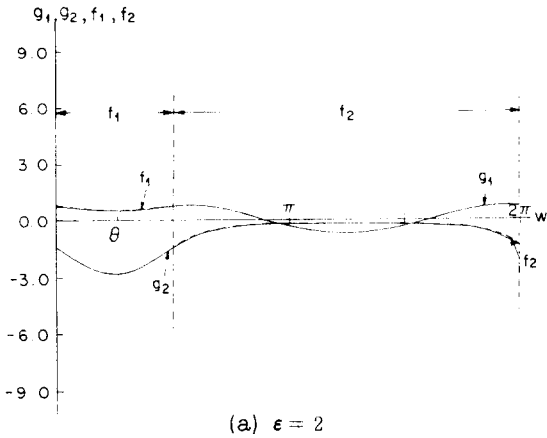
다극자의 차수가 증가할수록 a_j 의 값은 감소하는 경향을 볼수 있다. 그 감소하는 경향은 ϵ 이 증가 할수록 그리고 $\theta = 30^\circ$ 인 경우 보다는 $\theta_0 = 45^\circ$ 때가 더 빨리 감소함을 볼 수 있다. 전개상수 a_j 를 구한후 g_1 및 g_2 를 계산하였으며 $\epsilon = 2$ 와 100 그리고 $\theta_0 = 45^\circ$ 때 그 결과를 그림 5에 실선으로 그렸으며, 점선으로 표시한 f_1 및 f_2 와 비교하여 보았다. 영역 $0 \leq w \leq \frac{\pi}{2}$ 에서 g_1 은 f_1 에 거의 접근하며, 그러나 g_2 는 유전체 경계면 부근에서 f_2 와 상당히 큰 오차를 발생시킴을 볼 수 있다. 유전 상수가 클때 f_2 는 경계면 부근에서 갑작스러운 변화를 보이기 때문에 몇 개의 급수해로 급한 변화를 따라가기 힘든 것이며, 많은 항의 급수해를 취함으로써 오차를 줄일 수 있으리라 기대된다.

표 1. 計算된 展開常數 a_j ; $\epsilon = 2, 10$, $\theta_0 = 30^\circ, 45^\circ$

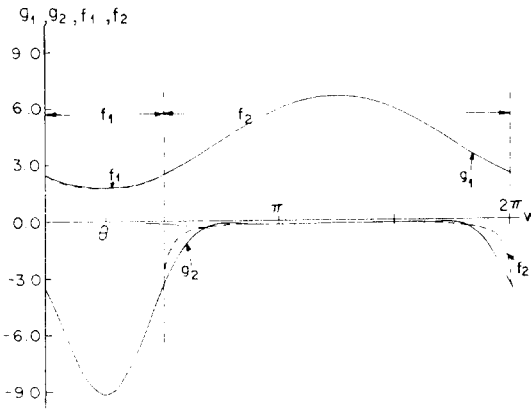
Table 1. Calculated expansion coefficients a_j (monopole, $j=1$; dipole, $j=2, 3$; quadrupole, $j=4, 5, 6$; octapole, $j=7, 8, 9, 10$; 16th pole, $j=11, 12, 13, 14, 15$) for $\epsilon = 2, 10$ and $\theta_0 = 30^\circ, 45^\circ$.

1) $\epsilon=2.0$ $\theta_0=30^\circ$		2) $\epsilon=10.0$ $\theta_0=30^\circ$	
a_j	value	a_j	value
$j=1$	0.1364888887D+01	$j=1$	0.4977355436D+01
2	0.2357489226D+01	2	0.1523725164D+00
3	0.4187345636D+00	3	-0.3302280383D+01
4	0.3978725376D+00	4	-0.2367298179D+01
5	-0.4701015357D+00	5	-0.2327510761D+00
6	-0.9408585987D+00	6	-0.5935204427D+00
7	-0.1698098703D+01	7	-0.9348575935D-01
8	-0.9661511532D+00	8	0.1869540585D+00
9	-0.1645335086D+01	9	-0.1051253282D+00
10	-0.2607366202D+00	10	0.3126589177D+00
11	-0.9407111350D+00	11	0.1608569150D+00
12	-0.3277483943D+00	12	-0.2339488131D-01
13	-0.1086857848D+01	13	0.1464742342D+00
14	-0.5487628639D-01	14	0.0384618342D-02
15	0.2805403265D-02	15	0.2835022743D-04

3) $\epsilon=2.0$ $\theta_0=45^\circ$		4) $\epsilon=10.0$ $\theta_0=45^\circ$	
a_j	value	a_j	value
$j=1$	0.1282097109D+01	$j=1$	0.3104890402D+01
2	0.1517037116D+01	2	-0.9182324274D+00
3	0.1517037116D+01	3	-0.9182324274D+00
4	-0.1064596286D+01	4	-0.4651570351D+00
5	-0.5725473371D+00	5	-0.2843605786D+00
6	-0.1064596286D+01	6	-0.4651570351D+00
7	-0.9766631751D+00	7	0.5132608772D-01
8	-0.1203641192D+01	8	-0.3542842429D-02
9	-0.1203641192D+01	9	-0.3542842429D-02
10	-0.9766631751D+00	10	0.5132608772D-01
11	-0.1074807789D-11	11	-0.1068025135D-12
12	-0.1661037256D-12	12	-0.3800572815D-13
13	-0.9964433621D-01	13	-0.1136407481D-01
14	-0.1661037256D-12	14	-0.3800572815D-13
15	-0.1074807789D-11	15	-0.1068025135D-12



(a) $\epsilon = 2$



(b) $\epsilon = 100$

그림 5. 計算된 g_1 및 g_2 와 f_1 및 f_2 ; $\theta_0 = 45^\circ$
(a) $\epsilon = 2$, (b) $\epsilon = 100$

Fig. 5. Calculated g_1 and g_2 compared with f_1 and f_2 for $\theta_0 = 45^\circ$ (a) $\epsilon = 2$ and (b) $\epsilon = 100$.

6. 結果 및 漸近解의 妥当性

모서리 회절파를 Sommerfeld 적분으로 (38) 식과 같이 구하였다. 이 적분은 $k_{v,d} \rho$ 가 큰 값을 가질 때 점근해로 (28) 식과 같이 전개하였으며, 결과는 $\pm f_{1,2}$ 대신 (39) 식의 $P_{1,2}$ 를 대치한 식이 된다. 여기서 P_1 및 P_2 는 각각 영역 S_v 및 S_d 에서 복사 패턴이 된다.

그림 6은 이 이론의 타당성을 보여 주는 것으로서 쐐기의 유전 상수가 2에서 1000으로 증가됨에 따라, 모서리 회절 패턴이 완전 도체 쐐기에 의한 회절 패턴에 접근함을 보여 주고 있다. 완전 도체로 된 쐐기에 의한 회절 패턴은 다음 식으로 주어지며, [8]

$$P_\infty(\theta; \theta_0) = -\frac{4}{3} \sin \frac{2\pi}{3} \left\{ \frac{1}{\cos \frac{2}{3}(\theta - \theta_0 - \pi) - \cos \frac{2\pi}{3}} - \frac{1}{\cos \frac{2}{3}(\theta + \theta_0) - \cos \frac{2\pi}{3}} \right\}, \quad (41)$$

그림 6에 $\epsilon = \infty$ 인 곡선으로 표시하였다.

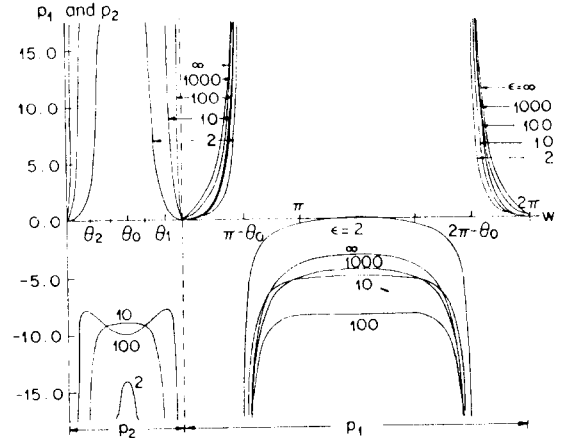


그림 6. ϵ 이 증가될 때의 복사패턴 $P_1(\theta; \theta_0)$ 와 완전도체 쐐기의 복사패턴 ($\epsilon = \infty$)

Fig. 6. Radiation patterns $P_1(\theta; \theta_0)$ as ϵ increases and that of perfectly conducting wedge ($\epsilon = \infty$).

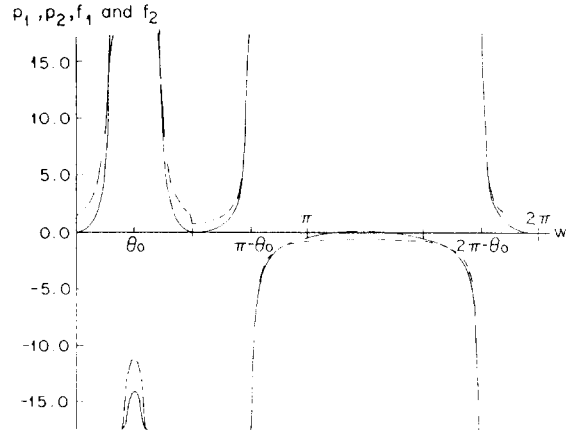


그림 7. 物理光學의 近似解(점선) 및 漸近解(실선)의 모서리 회절패턴의 비교, $\epsilon = 2, \theta_0 = 45^\circ$

Fig. 7. Edge diffraction pattern of the physical optics approximation (dashed) compared with that of the asymptotic solution (solid) for $\epsilon = 2, \theta_0 = 45^\circ$.

물리 광학 근사 결과의 타당성은 패턴 함수인 $f_1(\theta; \theta_0)$ 및 $-f_2(\theta; \theta_0)$

(θ, θ_0) 를 각각 영역 $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ 및 $\frac{\pi}{2} < \theta < 2\pi$ 에서 $P_1(\theta; \theta_0)$ 및 $P_2(\theta; \theta_0)$ 와 비교 함으로써 보여 줄 수 있다. 그림 7과 같이 물리 광학 근사 결과는 유전체 경계면에서 불연속적인 회절파를 초래 하지만, 접근해는 유전체 경계면에서 회절파가 영이 되어 경계 조건을 만족시켜 주고 있다. 접근해의 패턴 함수 $P_{1,2}$ 가 경계면에서 영이 되는 것은 $f_{1,2}$ 가 경계면에서 $g_{1,2}$ 와 같아지기 때문이다. (식 (36) 참조)

기하 광학적 해인 (37)식의 u_0 및 u_g 가 유전체 경계면에서 그들 끼리 경계 조건을 만족시켜 줌으로, 접근해는 u 및 u 의 법선 성분 도함수가 연속이라는 경계 조건을 만족시킨다. 그림 7에서 물리 광학 근사 결과는 기하 광학적 천이각 부근에서 대단히 잘 맞는 결과를 주지만, θ 가 유전체 경계면 ($\theta = \theta_0$ 및 $\theta_0 + \pi$)에 접근함에 따라 오차가 증가함을 잘 보여주고 있다.

그림 7에서 패턴이 ∞ 로 되는 4개의 각 $\theta_1, \theta_2, \pi - \theta_0$ 및 $2\pi - \theta_0$ 가 기하 광학적 굴절파 및 반사파의 천이각이다. 이각 경계에서 전 전계는 Fresnel 적분 (8)으로 표시할 수 있으며, θ_1 부근에서 쓸 수 있는 균일 접근해는 다음과 같이 표현된다.

$$u_d \sim \frac{1}{2} \frac{e^{ik_d \rho + i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k_d \rho}} P_2(\theta; \theta_0) + u_{t1}(\rho, \theta),$$

여기서

$$u_{t1}(\rho, \theta) = \frac{T_x}{2} \operatorname{sgn}(\theta - \theta_1) \left[F(\xi) - \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi\xi}} \right] e^{ik_d \rho} \quad (46a)$$

$$\operatorname{sgn}(\theta) \text{는 } \begin{cases} -1, & \theta < 0 \\ 1, & \theta > 0 \end{cases} \quad (46b)$$

$$\xi = \sqrt{k_d \rho} \left| \sin \frac{\theta - \theta_1}{2} \right|, \quad (46c)$$

$$F(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-i2\xi^2} \int_0^\infty e^{-x^2} dx \quad (46c)$$

천이 각 부근에서는 위의 균일 접근해를 사용하여 모서리 회절 패턴을 전 영역에서 계산 하였다. 회절파의 진폭 패턴이 ρ 가 5λ 에서 200λ (λ 는 자유 공간 파장)로 증가함에 따라 변화되는 것을 $\epsilon = 2, \theta_0 = 45^\circ$ 의 경우에 대해 그림 8에 보였다. 이 그림에서 진폭은 천이 각에서 갑자기 뛰는 현상을 볼 수 있으며, 패턴의 보폭함이 ρ 가 증가함에 따라 점점 더 날카로워짐을 볼

수 있다. 이 보폭함이 기하 광학적 해의 계단 함수와 같은 급한 변화를 연속적으로 변화도록 하여 준다.

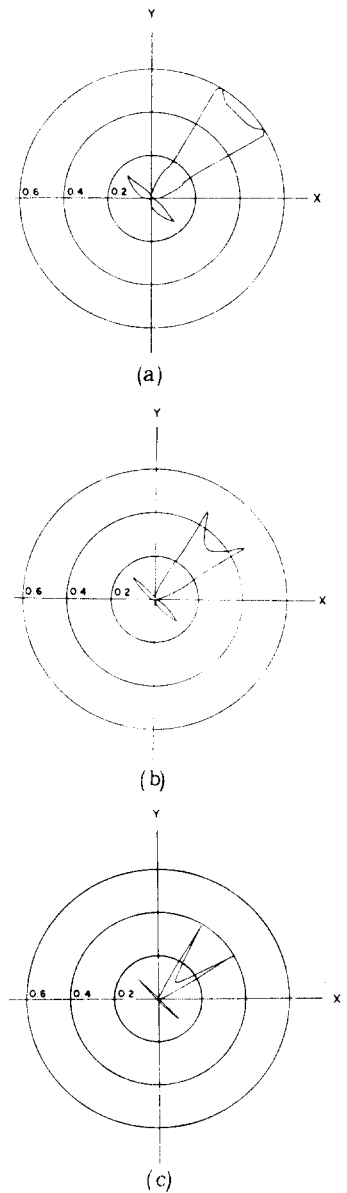
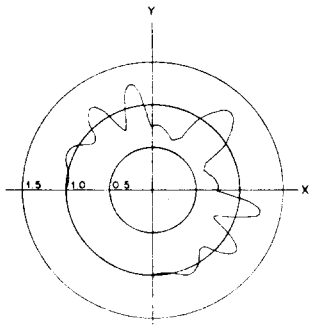
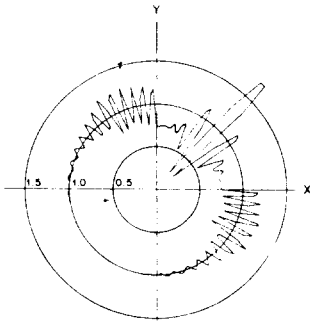


그림 8. 모서리 회절파의 진폭 패턴 ; $\epsilon = 2, \theta_0 = 45^\circ$; (a) $\rho = 5\lambda$, (b) $\rho = 20\lambda$, (c) $\rho = 200\lambda$

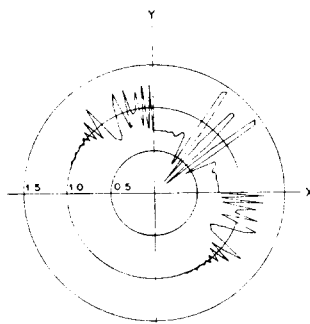
Fig. 8. Amplitude pattern of the edge diffracted field for $\epsilon = 2$ and $\theta_0 = 45^\circ$; (a) $\rho = 5\lambda$, (b) $\rho = 20\lambda$, (c) $\rho = 200\lambda$.



(a)



(b)



(c)

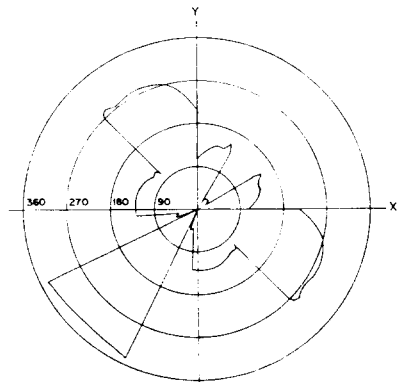
그림 9. 전전계의 진폭회절패턴; $\epsilon = 2, \theta_0 = 45^\circ$
 (a) $\rho = 5\lambda$, (b) $\rho = 20\lambda$, (c) $\rho = 200\lambda$

Fig. 9. Amplitude pattern of the total field $\epsilon=2$ and $\theta_0=45^\circ$;
 (a) $\rho = 5\lambda$ (b) $\rho = 20\lambda$ (c) $\rho = 200\lambda$.

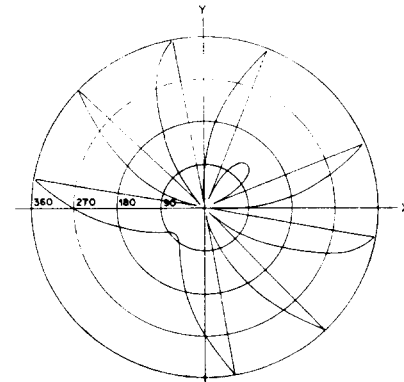
기하 광학적 해를 합한 전 전계의 진폭을 그림 9에 보인다. 유전체 썩기 안에서는 두개의 굴절파에 의한 간섭으로 한개의 뾰족함 (Rawlins의 집중효과^[4])이 나

타나며, 썩기 밖에서는 입사파와 반사파의 간섭에 의한 물결 무늬가 생김을 볼 수 있다.

간섭 무늬는 ρ 가 증가됨에 따라 더욱 뚜렷해지며 기하 광학적 해의 천이각이 뚜렷이 나타난다. (그림 9 (c) 참조). 모서리 회절파의 위상 특성 및 전 전계의 위상 특성을 그림 10에 보인다. 여기서 모서리 회절파의 위상이 불연속적으로 변하는데 비해 전 전계의 위상은 θ 에 대하여 연속적으로 변함을 볼 수 있다. 그림에는 θ° 와 360° 위상의 갑작스러운 변화로 표시했지만 사실은 위상에 변화가 없다. 그림 9에 보인 진폭 패턴은 비유전을 ϵ 이 작은 값을 가질 때 Rawlins의 결과^[4]와 잘 일치한다.



(a)



(b)

그림 10. $\rho = 5\lambda$, $\epsilon = 2$ 및 $\theta_0 = 45^\circ$ 때 위상 패턴; (a) 모서리 회절파, (b) 전 전계

Fig. 10. Phase pattern of (a) the edge diffracted field and (b) the total field at $\rho = 5\lambda, \epsilon = 2$ and $\theta_0 = 45^\circ$.

7. 結論

直角 誘電體 췌기에 平面波가 入射할때 散亂된 電磁波의 漸近解를 얻었다. 散亂波는 誘電體 境界面에서 反射 또는 屈折된 波 (幾何 光學的 解)와 誘電體 모서리에서 回折된 圓筒面波로 구성하였다. 모서리 回折波는 物理 光學的 近似解의 回折波에 較正解를 더하여 얻었으며, 較正解는 雙級數 方程式을 數值 計算으로 간단히 計算하여 얻었다. 이 漸近解는 誘電體 境界面 條件를 만족시킨다. 結果의 妥當性은 췌기의 比誘電率 ϵ 이 클때 및 작을때의 두 極限值에 대해 살펴보았다. 漸近解의 계산 結果는 ϵ 이 작을때 Rawlins의 Neumann級數解의 結果에 接近하며, ϵ 이 클때 모서리 回折 패턴이 完全導體 췌기의 회절 패턴에 近接함을 보여 주었다.

모서리 回折波의 패턴 및 全 電界 패턴을 計算하였으며, 物理 光學的 近似解의 正確性을 검토하였다. 入射角 θ_0 가 $\frac{\pi}{2}$ 보다 클때도 똑같은 방법을 적용하여 解를 구할 수 있으며 [9] 일반각의 誘電體 췌기의 문제에도 같은 方法을 적용할 수 있다고 생각된다.

參 考 文 獻

1. J. Radlow, "Diffraction by a right-angled dielectric wedge," Int. J. of Eng. Sci., vol. 2, pp. 257-290, 1964.
2. A.A. Aleksandrova and N.A. Khiznyak, "Diffraction of electromagnetic waves by a dielec-

- tric wedge," Sov. Phys. Tech. Phys., vol. 19, no. 11, pp. 1385-1389, 1975.
3. L. Lewin and I. Sreenivasiah, "Diffraction by a dielectric wedge," Scientific Report, no. 47, Dept. of Elec. Eng., Univ. of Colorado, 1979.
4. A.D. Rawlins, "Diffraction by a dielectric wedge," J. Inst. Math. Appl., vol. 19, pp. 231-279, 1977.
5. P. Balling, "Surface field on the source-excited dielectric wedge," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-21, pp. 247-248, Mar. 1973.
6. E.N. Vasiliev and V.V. Solodukhin, "On diffraction coefficients for a dielectric wedge," Abs. 6th All-Union Symp., Diff. and Prop. of Waves, vol. 1, pp. 238-242, 1973.
7. C. Joo, J. Ra and S. Shin, "Edge Diffraction by Right-angled Dielectric Wedge," Electronics Letters, Vol. 16, No. 24, pp. 934-935, 20th Nov. 1980.
8. L.B. Felsen and N. Marcuvitz, Radiation and Scattering of Waves, Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, Inc., 1973, pp. 399-406 and pp. 669.
9. C.S. Joo, "Diffraction of electromagnetic waves by a right-angled dielectric wedge," Ph. D. dissertation, Dept. of Elec. Science, Korea Advanced Institute of Science, 1981.

