

# 기하광학 반복적용에 의한 회절파 계산

## (Successive Iteration of Geometrical-Optics for Diffracted Fields)

黃 哲 圭,\* 金 世 潤,\*\* 羅 正 雄\*\*

(Churl Kew Hwang, Se Yun Kim and Jung Woong Ra)

### 要 約

기하광학(GO)의 반복에 의한 회절파 계산을 제안하였다. 쐐기형 산란체에 전원이 주어졌을때, 그 GO해는 반공간 문제의 해에 명암경계를 결정하여 얻어진다. 또한, 이러한 GO해의 명암경계를 따라 나타나는 불연속계와 등가인 전원을 계산하여 이를 그 전원으로 하는 새로운 쐐기문제를 생각할 수 있다.

이때, 이 등가전원 문제의 해가 바로 GO해가 필요로 하는 회절파와 같음을 보였다. 또한, 등가전원이 무한공간에서 만드는 파 즉 새로운 쐐기문제의 입사파는 물리광학으로 계산한 회절파와 같은 것임을 보였다.

새로운 쐐기문제에 다시GO를 적용하여 회절파에 대한 하나의 근사해를 얻었으며 이것을 물리광학에 의한 것과 비교하였다.

또한, 이와 같은GO반복 적용의 타당성을 보기 위하여 정확한 해가 이미 알려져 있는 완전도체쐐기의 GO무한 반복해를 구하여 그 수렴여부를 살폈다.

### Abstract

Successive iteration of geometrical optics (GO) is suggested to calculate wedge diffraction fields.

For a wedge and given source, the GO field may be obtained when the fields by the half spaces are found and the shadow regions are determined. Furthermore, one may calculate the sources which are equivalent to the discontinuities of the GO field along the shadow boundaries and form a new wedge problem with the equivalent sources instead of the original one.

It is shown that the field by the wedge and the equivalent sources equals to the diffraction field which GO requires for the complete solution. Also, it is shown that the field generated by the equivalent sources in the unbounded space, or the incident field in the new wedge problem, equals to the diffraction field approximated by the physical optics.

The new wedge problem is solved here by another application of the GO to approximate the diffraction field and the result is compared with that by the physical optics.

For a validity of the successive iteration of GO, infinite iteration of GO is performed analytically and the convergence is examined for conducting wedges, of which the exact solution is available.

\*正會員, 韓國에너지研究所 核融合研究室  
(Dept. Nucl. Fusion, KAERI)

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

\*\*\*正會員, 韓國科學技術院 物理電子研究部  
(Center of Appl. Phys. and Elec. Eng., KAIST)  
接受日字: 1988年 8月 30日

### I. 서 론

회절파란 전자파 산란문제에서 기하광학해가 완전한 해가 되기 위하여 필요로 하는 교정항이다.

기하광학(GO)에 의하면 파가 갈 수 없는 그림자 영역에도 실제 파가 존재하게 되는 회절현상을 Huygens 원리와 파의 간섭원리에 의한 1818년의

Fresnel의 설명 이후, 이를 수학적으로 정립한 Kirchhoff의 회절이론 또는 물리광학<sup>1)</sup>이 회절파를 계산하는 보편적인 수단으로 간주되고 있다.

1896년 Sommerfeld에 의해 완전도체의 무한반평면판에 대해서 미분방정식과 경계조건을 만족하는 완전한 해가 얻어지면서 정확한 회절파라는 것이 알려지고 이어서 Macdonald<sup>2)</sup> 등에 의해, 두개의 무한반평면판 도체가 하나의 모서리를 이루고 만나는 구조인, 완전도체의 썩기에 대한 해가 알려지면서 일반산란체가 모서리를 포함하고 있을때 그 영향을 보다 정확하게 고려할 수 있게 되었다.

썩기와 같은 기본 산란체의 회절패턴을 체계적으로 이용하여 보다 일반적인 구조에 대한 회절패턴을 계산할 수 있도록 한 것이 Keller에 의해 정립된 GTD (geometrical theory of diffraction)<sup>3)</sup>와 이를 개선한 점근적 회절 이론들로서, 산란체 표면의 평면부분에 입사한 ray가 국소원리(principle of localization)<sup>4)</sup>에 의해, 주위 산란체구조의 영향을 받지않고, 마치 무한평면에 입사했을 때와 같은 반사파를 만드는 것으로 생각하듯이 ray가 산란체 표면의 모서리에 입사하게 되면 해당 썩기의 회절패턴과 같은 회절 ray를 만드는 것으로 생각한다.

그러나, 썩기와 같은 기본산란체라 하더라도 정확한 회절패턴이 알려진 것은 극 소수이다. 완전도체의 경우 1/4평면판 또는 원뿔과 각뿔같은 기본 산란체의 회절패턴은 GTD등에 각각 새로운 취급분야를 제공하게 되므로 그 중요성이 널리 인식되고 있지만 아직 만족할 만한 해가 알려져 있지 않으며, 특히 공학적인 관심이 점차 높아지고 있는 유전체의 경우 정확한 해는 무한 반공간 문제에 국한되어 있어 GTD의 유전체 문제 취급은 거의 이루어지지 않고 있다.

회절문제를 근사적으로 다루기 위한 방법으로 moment method와 같은 수치해석을 생각할 수 있으나 산란체의 차수가 전자파의 파장보다 매우 큰 문제에서는 계산량이 너무 많아 현실적인 방법이 못된다. 다만 이 때에도 도체썩기의 같은 무한차수의 회절패턴을 이용하여 문제의 산란체 표면에서 회절파에 대한 거시적인 특성을 미리 예측할 수 있는 경우에는 하나의 방법이 되고 있다.<sup>5)</sup>

해석적인 해법이면서 광범위한 분야에 간편하게 적용할 수 있는 물리광학해법은 여러가지 산란문제에서 다른 근사해법의 출발 수단이 되거나 유일한 수단인 되고 있다. 물리광학에서 사용하는 Kirchhoff 적분 자체는 폐곡면의 경계면위에서 산란계의 값이 주어지면 폐곡면내 공간의 모든 점에서 그 값을 계산할 수 있도록 하는 정확한 표현인데 미지의 산란

파에 대한 경계면상의 값으로 GO가 주는 값을 사용하는 것이 Kirchhoff의 회절이론 또는 물리광학이다.

따라서 GO해가 명암경계 즉 불연속계를 포함하고 있으므로 물리광학이 가정하는 경계면치는 완전하지 못한 계에 해당한다고 하는 수학적인 모순이 지적되는 반면에 실제 광학문제에서는 많은 회절실험과의 일치하는 정확성을 보이고 있어 그 근사성을 새롭게 이해하려는 시도들이 있었다.<sup>6)</sup> 이와 관련하여 산란체가 완전 흑체일 때는 물리광학이 정확한 해를 주는 해법으로 해석할 수 있다는 주장이 있으나<sup>7)</sup> 널리 받아 들여지지 않고 있으며<sup>8)</sup>, 물리광학을 완전한 반복(iterative) 해법의 첫번째 근사로 보는 견해가 있었으나 실제 물리광학의 무한반복은 수렴하지 않는 것으로 알려졌다.<sup>9)</sup>

여기서는 회절파라는 것이, 완전한 해에 대한 GO해의 오차라는 견해에서 완전한 해에 대한 미분방정식과 경계조건을 사용하여 GO해의 결함 즉 회절파에 대한 하나의 간편한 표현을 유도하였다.

그 결과로 부터 GO의 반복적용이라는 회절과 근사해법을 제안하고 정확한 해가 알려져 있는 완전도체의 썩기문제에 적용하여 물리광학의 결과와 비교하였으며 GO의 무한반복에 대하여 고찰하였다.

제II장에서는, 평면파가 입사하는 도체썩기의 GO해를 구한 후 명암경계를 따라 나타내게 되는 GO해의 불연속계와 등가인 전원을 계산하였다. 다음에, 이 등가전원을 그 전원으로 하는 새로운 썩기문제를 형성하면 그 해가 바로 원래 문제의 회절파에 해당하게 된다는 것을 보였으며, 아울러 이 등가전원과 물리광학과의 관계를 밝혔다.

여기서 이 새로운 썩기문제에 다시 GO를 적용하여, 회절파에 대한 하나의 근사해를 계산 하였으며 그 결과를 물리광학이 주는 회절파와 함께 정확한 해와 비교하였다.

제III장에서는 완전한 회절파를 위한 GO의 무한반복을 생각하고, 도체썩기의 경우에, 무한반복이 수렴하는지를 보았다. 이를 위하여 모든 차수의 GO해를 계산하는 해석적인 방법에 대해 소개하였으며 직각썩기 및 반평면판 도체의 경우 GO의 무한반복에 대한 수렴검사를 하였다.

이어서, 썩기의 회절패턴을 위하여, 유한한 차수까지의 GO 반복 결과를 수치화하여 여러가지 썩기각과 관측방향에 따른 근사도 및 수렴속도를 조사하였다.

제IV장은 결론으로 GO의 반복에 의한 회절파계산의 정확성에 대해서 종합하였다.

## II. 도체썩기의 회절파

완전도체의 직각쐐기에 평면전자파가 입사할 때 먼저 그 기하광학(GO) 해를 구하겠다.

다음에 이 문제의 완전한 해가 만족해야 할 Helmholtz 방정식에 GO 해를 대입하여 GO 해의 명암경계면을 따라 나타나고, 계의 불연속에 해당하게 되는 등가전원을 계산하겠다.

여기서, 쐐기에 평면파가 입사하는 원래 문제 대신에, 동일쐐기에 상기의 등가전원만 둔 문제를 형성할 수 있는데, 이 등가전원 문제의 해가 바로 원래 문제의 (정확한) 회절파와 같음을 보이겠다.

또한 회절파에 대한 이러한 견해는 물리광학과 직접적인 관련이 있다. 즉, 원래 문제에 대한 물리광학해를 GO 항과 회절항으로 나누어 보면, 물리광학의 회절파항은 등가전원이 무한 공간에서 만드는 파 즉 등가전원 문제의 입사파와 같음을 보일 수 있다.

쐐기와 등가전원의 문제를 정확히 풀어 완전한 회절파를 구하는 대신에, GO 적인 방법을 적용, 하나의 회절파 근사해를 구하겠으며 그 결과를 물리광학의 회절파항과 함께, 이미 알려져 있는, 정확한 회절파와 비교해 보겠다.

1. 기하광학해와 등가전원

그림 1과 같이 원통좌표계  $(\rho, \theta, z)$ 의  $0 < \theta < \pi/2$ 에 해당하는 전공간을 도체가 차지하고 있는 직각 도체 쐐기를 생각하자.

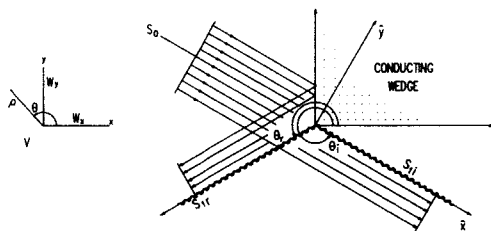


그림 1. 직각도체쐐기의 기하광학해와 등가전원  
Fig. 1. GO solution and the equivalent sources of the right-angled conducting wedge.

여기에 전계 E가, 쐐기 모서리 방향(z방향)으로 편향되어,

$$E = z_0 U_0(\rho, \theta) U(\rho, \theta) = \exp\{ik\rho \cos(\theta - \theta_1)\} \quad (1)$$

인 평면전자파가 입사한다. 여기서 시간함수로  $\exp$

$(-i\omega t)$ 를 가정했으며 k는 쐐기 밖의 공간 V에서의 파수이고,  $\theta_1$ 는 그림에 표시한 바와 같이 입사파가 진행에 가는 방향으로 입사각이라 부르겠다.  $z_0$ 는 z 방향의 단위벡터이다.

입사파와 쐐기에 대한 산란파를 합한 총 전계를  $E = z_0 U(\rho, \theta)$ 라 하면 U는 먼저

$$(\nabla^2 + k^2) U(\rho, \theta) = 0, \quad V \quad (2)$$

와 같은 Helmholtz 방정식을 만족해야 한다. 여기서  $\nabla = \rho_0 \partial / \partial \rho + \theta_0 \partial / \partial \theta$ 이고  $\rho_0$  및  $\theta_0$ 는 각각  $\rho, \theta$  방향의 단위 벡터이다. 다음에 도체쐐기 표면에서 전계가 영이 되어야 하므로

$$U = 0, \quad \text{on } W_x, W_y \quad (3)$$

이어야 하고,  $\rho = 0$  근처에서 모서리 조건을 그리고  $\rho = \infty$ 에서 radiation 조건을 만족해야 한다.  $W_x$ 와  $W_y$ 는 쐐기면으로 각각  $\theta = 0$ 와  $\theta = \pi/2$ 에 해당하는 반평면이다. 모서리조건은 전계U 또는 이에 해당하는 자계의 에너지밀도가 모서리 근처에서도 유한해야 한다는 것이며, radiation 조건은 쐐기에 의한 산란파  $U - U_0$ 가  $\rho = \infty$ 에서, 쐐기로 부터 멀어져 가는 방향으로 진행하는 것이어야 한다는 조건이다. 다음에 이와 같이 정의된 쐐기문제의 GO해를 구하겠으며 이는 쐐기면의 반평면을 무한평면으로 연장한 하나의 반공간 문제에 대한 완전한 해에 그림자영역을 결정하여 얻도록 하겠다.

입사파  $U_0$ 의 입사각  $\theta_1$ 가  $3\pi/2 < \theta_1 < 2\pi$ 라 하고, 도체쐐기면  $W_y$ 를 반평면에서 무한평면으로 연장하여  $|\theta| < \pi/2$ 의 영역이 도체인 반공간도체를 생각했을 때 그에 의한 반사파를  $U_r$ 이라 하자. 여기서  $U_r$ 은  $\theta_r$ 의 반사각 방향으로 진행하는 평면파이며

$$U_r(\rho, \theta) = -U_0(\rho, \theta - \theta_r + \theta_1) \quad (4)$$

와 같이  $U_0$ 를  $\theta_r - \theta_1$ 만큼 이동한 것으로 표현할 수 있고, 반사각  $\theta_r$ 은  $\theta_r = 3\pi - \theta_1$ 이다.

그러면  $U_0$ 에 의한 쐐기의 GO 해  $U^*$ 는

$$U^*(\rho, \theta) = U_0(\rho, \theta) H(\theta_1 - \theta) + U_r(\rho, \theta) H(\theta_r - \theta), \quad V \quad (5)$$

와 같이, 그림 1에서 보는 것처럼  $\pi/2 < \theta < \theta_1$ 의 영역에 존재하는 입사파  $U_0$ 와  $\pi/2 < \theta < \theta_r$ 의 영역에 존재하는 반사파  $U_r$ 로 구성할 수 있다. 단,  $H(\theta)$ 는 단위계단함수 (heaviside unit step function)로 GO 해의 명암경계를 표현하고 있다.

이제  $U^*$ 를, 앞에서 정의한 완전한 해 U와 비교해 보기 위하여, (2)식의 미분방정식에 대입하면  $U^*$ 의

불연속성 즉 (5)식의 계단함수  $H(\theta)$  때문에 이를 만족하지 못하고

$$(\nabla^2+k^2)U^*=-s_1 \tag{6}$$

과 같은 결과를 얻는다.  $s_1$ 을 계산하기 위하여 먼저 (5)식의 첫항을 (6)식에 대입하면

$$\begin{aligned} &(\nabla^2+k^2)U_0(\rho, \theta)H(\theta_i-\theta) \\ &=H(\theta_i-\theta) (\nabla^2+k^2)U_0(\rho, \theta) \\ &+U_0(\rho, \theta)\nabla^2H(\theta_i-\theta) \\ &+2\{\nabla U_0(\rho, \theta)\} \cdot \{\nabla H(\theta_i-\theta)\} \end{aligned}$$

인데 (1)식의  $U_0$ 를 참조하면 첫 항은 영이다. 나머지 항을  $-s_{11}$ 이라 하면,  $\nabla H(\theta)=\theta_0\delta(\theta)/\rho$ 이므로,

$$\begin{aligned} -s_{11}(\rho, \theta) &= \frac{\dot{\delta}(\theta_i-\theta)}{\rho^2} U_0(\rho, \theta) \\ &- 2 \frac{\delta(\theta_i-\theta)}{\rho} \frac{\partial}{\rho \partial \theta} U_0(\rho, \theta) \end{aligned} \tag{7}$$

와 같이 계산된다. 여기서  $\delta(\theta)$ 는 Dirac의 delta 함수이며  $\dot{\delta}$ 는  $\theta$ 에 대한 도함수이다. 마찬가지로 하여 (5)식의 두번째 항 반사파를 (6)식의 방정식에 대입한 결과를  $-s_{1r}$ 이라 하면

$$\begin{aligned} -s_{1r}(\rho, \theta) &= \frac{\dot{\delta}(\theta_r-\theta)}{\rho^2} U_r(\rho, \theta) \\ &- 2 \frac{\delta(\theta_r-\theta)}{\rho} \frac{\partial}{\rho \partial \theta} U_r(\rho, \theta) \end{aligned} \tag{8}$$

이고, (4)식의  $U_0$ 와  $U_r$ 과의 관계에서

$$-s_{1r}(\rho, \theta) = s_{11}(\rho, \theta - \theta_r + \theta_i) \tag{9}$$

임을 볼 수 있다. 따라서 (6)식의  $s_1$ 은  $s_1=s_{11}+s_{1r}$ 이고 그림 1에서 보는 바와 같이 기하광학해의 명암 경계면을 따라 나타나는 불연속계와 등가인 전원이 라는 것을 알 수 있다.

이제 (2)식과 (6)식의 두 미분방정식을 비교해보면,  $U^*$ 는 평면입사파  $U_0$ 와 전원  $s_1$ 이 함께 있는 췌기문제의 미분방정식을 만족시키고 있는 것으로 볼 수 있으며, 췌기면 위에서  $U^*=0$ 로 (3)식의 경계조건을 만족한다.

이 후 평면파  $U_0$ 를 위한 전원을 생각하여  $s_0$ 라 표시하겠으며,  $U_0$ 가 입사하는 문제를 전원  $s_0$ 가 있는 문제로 보겠다.

다음에  $U^*$ 가  $s_0+s_1$ 이 있는 문제의 모서리 및 radiation 조건도 만족하는지를 보자.  $U^*$ 를 구성하고 있는 계가, (5)식에서 보는 바와 같이 입사파  $U_0$ 와 무한평면도체에 의한 반사파  $U_r$ 로서, 하나의 반공간 도체문제의 완전한 해에서 나타나는 계이다.

따라서  $U^*$ 는 췌기의 모서리조건을 위반할 수 있는 계를 포함할 수 없다; 단 명암경계 위에서  $U^*$ 의 불연속계는 이미  $s_1$ 으로 고려되어 있으므로 이 곳에서  $U^*$ 의 미분치가 무한대 값을 갖는 것은 문제가 되지 않는다.

다음으로 radiation 조건을 만족하기 위해서는  $U^*$ 에서  $s_0$ 와  $s_1$ 에 의한 입사파를 제거한 순수 산란파가  $\rho=\infty$ 에서 볼 때, V 영역 밖으로 진행하는 파이어야 하는데 우선  $U^*-U_0$ 가 췌기면  $W_y$ 에서의 반사파로 그러한 파이고,  $s_1$ 이 췌기모서리로 부터  $\rho=\infty$ 로 진행하는 파의 불연속으로 부터 계산된 등가전원이므로  $s_1$ 에 의한 입사파 역시 모서리로 부터 V 영역 밖으로 진행하는 파이다. 따라서  $U^*$ 는  $s_0$ 와  $s_1$ 이 있는 췌기문제의 radiation 조건도 만족한다.

일반적인 전원  $s$ 가 있는 췌기문제의 해를  $U(\rho, \theta; s) \equiv U(s)$ , 그 GO 해를  $U^*(\rho, \theta; s) \equiv U^*(s)$ 라 표기한다면 위 결과는

$$U^*(s_0) = U(s_0 + s_1)$$

임을 뜻하며 중첩의 원리에 의해  $U(s_0+s_1)=U(s_0)+U(s_1)$ 이므로  $U^*(s_0)$ 가 필요로 하는 교정항(즉 회절파)  $U^d$ 는

$$\begin{aligned} U^d &= U(s_0) - U^*(s_0) = U(s_0) - \{U(s_0) + U(s_1)\} \\ &= -U(s_1) \end{aligned} \tag{10}$$

과 같이  $s_1$ 이 있는 췌기문제의 해로 주어지는 것을 볼 수 있다. 즉 회절파는  $U(s_0)$ 를 위한 평면파 입사의 원래 문제에서 전원만이  $s_0$  (평면파를 위한 전원)에서  $s_1$ 으로 바뀐 하나의 완전한 췌기문제의 해  $U(s_1)$ 으로 주어진다.

$s_1$ 중  $s_{11}$ 에 의한 입사파, 즉  $s_{11}$ 가 무한공간에서 만드는 계  $U_{11}$ 는

$$U_{11}(\rho, \theta) = \int_0^\infty d\rho' \int_0^{2\pi} \rho' d\theta' s_{11}(\rho', \theta') G(\rho, \theta; \rho', \theta') \tag{11}$$

이다. 여기서  $G$ 는 2차원 Green 함수로 inhomogeneous Helmholtz 방정식

$$(\nabla^2+k^2)G(\rho, \theta; \rho', \theta') = -\delta(\rho-\rho')\delta(\theta-\theta')/\rho \tag{12}$$

와 radiation 조건을 만족하여

$$\begin{aligned} G(\rho, \theta; \rho', \theta') &= \\ &H_0^{(1)}(k\sqrt{\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos(\theta-\theta')}) \end{aligned} \tag{13}$$

와 같이 제1종 Hankel 함수  $H_0^{(1)}$ 으로 표현된다. (7)식의  $s_{11}$ 를 (11)식에 대입하고  $\theta'$ 에 대해 부분적분을

하면, delta 함수의 정의를 이용하여

$$U_{11}(\rho, \theta) = - \int_0^\infty \left[ U_0 \frac{\partial G}{\partial \rho'} - G \frac{\partial U_0}{\partial \rho'} \right] \Big|_{\theta' = \theta_1} d\rho' \quad (14)$$

와 같이 정리되고, 마찬가지로 하여 (8) 식의  $s_{1r}$  에 의한  $U_{1r}$ 을 구해보면

$$U_{1r}(\rho, \theta) = - \int_0^\infty \left[ U_r \frac{\partial G}{\partial \rho'} - G \frac{\partial U_r}{\partial \rho'} \right] \Big|_{\theta' = \theta_r} d\rho' \quad (15)$$

와 같이 되는데 이식의  $U_r(\rho, \theta)$ 에 (4)식을 대입하고 Green 함수  $G$ 는  $\theta$  및  $\theta'$  좌표를 동시에  $\theta_r - \theta_1$  만큼 이동하여 보면

$$U_{1r}(\rho, \theta) = -U_{11}(\rho, \theta - \theta_r + \theta_1) \quad (16)$$

임을 알 수 있다.

이상으로,  $U_0$ 가 입사하는 썩기문제의 해  $U(s_0)$  대신 GO 해  $U^*(s_0)$ 를 구했을 때 필요로 하는 회절과  $U(s_0) - U^*(s_0)$ 는 입사파  $U_{11} + U_{1r}$ 이 입사하는 썩기문제의 해  $U(s_1)$ 으로 주어지고,  $s_1 = s_{11} + s_{1r}$ 은  $U^*(s_0)$ 가 갖고 있는 불연속계와 등가인 전원이라는 것을 보였다.

2. 물리광학 해

이제 평면파  $U_0$ 가 입사하는 썩기문제의 물리광학해를 구하여 앞에서 유도한 정확한 회절파  $U(s_1)$ 과의 관계를 보겠다.

물리광학이 사용하는 Kirchhoff 적분은 Huygens 원리의 수학적 표현이라 할 수 있으며 그 자체는 근사가 없는 완전한 표현으로 (12)식의 Green 함수를 위한 미분방정식을 이용하여 유도할 수 있다. 즉, 그림 2(a)와 같이 어떤 영역 A내에서 (2)식의 homogeneous Helmholtz 방정식

$$(\nabla^2 + k^2)F(\rho, \theta) = 0, A$$

을 만족하는 계 F가 있다고 하자. (12)식의 양변에 F를 곱한 식에서 윗 식에 Green 함수 G를 곱한 식을 빼 후, 그 결과의 양변을 A 위에서 면적분 하면

$$\begin{aligned} & \iint_A (F \nabla^2 G - G \nabla^2 F) da = \\ & - \iint_A \{ \delta(\rho - \rho') \delta(\theta - \theta') / \rho \} F da' \\ & = \begin{cases} -F(\rho', \theta'), & A \\ 0, & A' \end{cases} \end{aligned}$$

와 같다. 우변에서  $(\rho, \theta)$ 가 A밖에 있으면 영이되는 결과는  $\delta$ 함수의 정의에서 비롯한다; 이후 어떤 영역

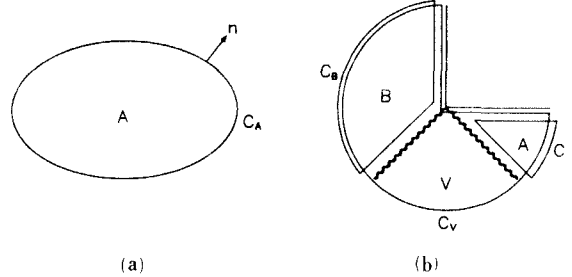


그림 2. Kirchhoff적분로 (a)와 물리광학해를 위한 적분로 (b)

Fig. 2. Integral path for kirchhoff integral theorem (a) and physical-optics solution.

을 A로 표시하면 A'는 A밖의 전 영역을 뜻한다. 좌변의 적분을 Green의 정리를 사용하여 A를 포위하는 폐곡선  $C_A$  위의 선적분으로 변환하면

$$\int_{C_A} (F \frac{\partial G}{\partial n'} - G \frac{\partial F}{\partial n'}) dl = \begin{cases} -F(\rho, \theta), & A \\ 0, & A' \end{cases} \quad (17)$$

와 같은 Kirchhoff 적분을 얻는다; 단  $(\rho, \theta)$ 와  $(\rho', \theta')$  좌표를 서로 교환하였으며  $C_A$  위에서 외향법선을  $n$ 으로 표시하였다.

이제 A와 F대신에 썩기 밖의 공간 V와 썩기의 의한 산란파  $U^s = U - U_0$ 에 대하여 (17)식을 적용하면

$$\int_{C_V} (U^s \frac{\partial G}{\partial n'} - G \frac{\partial U^s}{\partial n'}) dl' = \begin{cases} -U^s = U_0 - U, & V \\ 0, & V' \end{cases} \quad (18)$$

와 같이 산란파  $U^s$ 에 대한 적분방정식이 된다. V영역을 포위하는 적분로  $C_V$ 는 그림 2(b)와 같이 썩기의 양면  $W_x$  및  $W_y$ 를 따라가는 두개의 무한반경과 그 두 끝을 연결하는 무한반경의 호로 구성되어 있는데  $U^s$ 가 radiation 조건을 만족한다는 점과 공간 V의 미소손실을 가정하여 호에서의 적분은 무시할 수 있게된다.<sup>[1]</sup>

물리광학해는 (18)식의 산란파  $U^s = U - U_0$ 를  $G_0$ 에 의한  $U^* - U_0$ 로 근사시킬 때 얻어진다. 그림 1과 (5)식에서 보듯이  $W_x$  위에서  $U^* - U_0 = -U_0$ 이고,  $W_y$  위에서는  $U^* - U_0 = U_r$ 이므로 (18)식은

$$\begin{aligned} & - \int_0^\infty \left[ U_0 \frac{\partial G}{\partial \rho'} - G \frac{\partial U_0}{\partial \rho'} \right] \Big|_{\theta' = 0} d\rho' \\ & - \int_0^\infty \left[ U_r \frac{\partial G}{\partial \rho'} - G \frac{\partial U_r}{\partial \rho'} \right] \Big|_{\theta' = \pi/2} d\rho' \\ & = \begin{cases} -U_0 - U^p, & V \\ -U^p, & V' \end{cases} \quad (19) \end{aligned}$$

와 같이 쓸 수 있으며 우변과 같이 물리광학해  $U^*$ 를 주게 된다.  $U^*$  대신 사용한  $U^* - U_0$ 가  $V$  내에서 (2)식의 Helmholtz 방정식을 만족하지 못하므로, 만족하는 경우의 (18)식과는 다르게 (19)식의 우변은  $V$  내에서  $(U_0 - U^*)$ 와 같지 않고  $V$ 에서도 이미 영이 되지 않는다.

(19)식의 물리광학해와 앞에서 정의한 회절과  $U(s_1)$ 과의 관계를 보기 위하여, 먼저 입사파  $U_0$ 와  $U_0$ 의 그림자영역  $A$ (그림 2(b)참조)에 대한, (17)식의 Kirchhoff 적분을 생각하자. 영역  $A$ 를 포위하는 폐곡선  $C_A$ 는 썩기면  $W_x$ 와, 명암경계  $(\theta = \theta_1)$ 를 따라 가는 무한반경 및 이 둘을 연결하는 호로 되어 있다.  $U_0$ 가  $A$ 내에서 Helmholtz 방정식을 만족하므로

$$\int_0^\infty \left[ U_0 \frac{\partial G}{\partial \theta'} - G \frac{\partial U_0}{\partial \theta'} \right] \Big|_{\theta'=0} d\rho' - \int_0^\infty \left[ U_0 \frac{\partial G}{\partial \theta'} - G \frac{\partial U_0}{\partial \theta'} \right] \Big|_{\theta'=\theta_1} d\rho' = \begin{Bmatrix} -U_0, & A \\ 0, & A' \end{Bmatrix} \quad (20)$$

의 관계를 얻을 수 있다(여기서도 호에서의 적분은 무시했다). (20)식의 첫번째 적분은 (19)식의 첫항과 같고, 두번째 적분은 (14)식의  $U_{11}$  즉  $s_{11}$ 에 의한 입사파이다. 마찬가지로 하여  $W_y$ 와  $U^*$ 의 반사파 성분에 오는 명암경계위의 무한반경으로 포위되는 영역  $B$ 에서의 반사파  $U_r$ 에 대한 적분을 고려하면

$$- \int_0^\infty \left[ U_r \frac{\partial G}{\partial \theta'} - G \frac{\partial U_r}{\partial \theta'} \right] \Big|_{\theta'=\pi/2} d\rho' + \int_0^\infty \left[ U_r \frac{\partial G}{\partial \theta'} - G \frac{\partial U_r}{\partial \theta'} \right] \Big|_{\theta'=\theta_r} d\rho' = \begin{Bmatrix} -U_r, & B \\ 0, & B' \end{Bmatrix}$$

와 같이 되어 (19)식의 두번째 항과 (15)식의  $U_{1r}$ 를 포함한다.

따라서 (19)식은

$$U_{11} + \begin{Bmatrix} U_0, & A \\ 0, & A' \end{Bmatrix} + U_{1r} + \begin{Bmatrix} -U_r, & B \\ 0, & B' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} U_0 - U^*, & V \\ -U^*, & V' \end{Bmatrix}$$

와 같이 쓸 수 있으며

$$U^* = \begin{Bmatrix} U_0, & V \\ 0, & V' \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} -U_0, & A \\ 0, & A' \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} U_r, & B \\ 0, & B' \end{Bmatrix} - U_{11} - U_{1r} = U^*(s_0) - (U_{11} + U_{1r}) \quad (21)$$

처럼 정리된다.

(21)식의 결과와 (10)식의  $U(s_1)$ 에 대한

$$U(s_0) = U^*(s_0) + U^d = U^*(s_0) - U(s_1)$$

의 관계와를 비교해 보면, 물리광학해  $U^*$ 가 기하광학에 추가하는 회절과 항은 정확한 회절과  $U(s_1)$ 을 위한 문제의 입사파  $U_{11} + U_{1r}$ 과 같다. 따라서, 회절과 항에 관한 한, 물리광학은 그 입사파를 하나의 산란문제의 해로 근사화하는 것으로 볼 수 있다.

### 3. 기하광학에 의한 도체썩기의 회절과

평면파가 입사하는 썩기문제의 정확한 회절과가, II. 1절에서 등가전원  $s_1$ 에 대한 썩기문제의 해  $U(s_1)$ 으로 주어졌으며 이 때  $U(s_1)$ 에 대한 물리광학의 근사는 바로  $s_1$ 이 주는 입사파에 해당하였다. 여기서 입사파를 바로 취하는 대신에, 이에 대한 GO 해  $U^*(s_1)$ 을 계산함으로써 회절과에 대한 새로운 근사해를 구하도록 하겠다.

$s_1$ 은 그림 1과 같이 분포위치가 서로 다른  $s_{11}$ 와  $s_{1r}$ 로 구성되어, 각각에 대한 GO해를 따로따로 구해서  $U^*(s_1) = U^*(s_{11}) + U^*(s_{1r})$ 과 같이 그 결과를 합해 주는 것이 편리하다.

$U^*(s_{11})$ 는,  $U^*(s_0)$ 처럼,  $s_{11}$ 에 의한 입사파  $U_{11}$ 와 반공간도체에 의한 반사파로 구성한다. 그림 1에서  $s_{11}$ 의 위치를 보면 반사파는 썩기면  $W_x$ 를 연장한  $(0 < \theta < \pi, 0 < \rho < \infty)$ 의 반공간도체에 의해 주어지게 되는데  $s_{11}$ 의 위치  $\theta_1$ 에 대하여 그 영상의 위치는

$$2\pi - \theta_1 = (3\pi - \theta_1) - \pi = \theta_r - \pi \equiv \theta_r' \quad (22)$$

일 것이므로, 이 경우 반사파는 입사파  $U_{11}$ 를  $\theta_r' - \theta$ 만큼 이동한

$$+ U_{11}(\rho, \theta - \theta_r' + \theta_1)$$

가 될 것이다;  $s_0$ 에 대한 GO 해는 그 전계가 명암경계면에 나란하고 자체는 수직이므로,  $s_1$ 은 불연속 전계에 해당하는 자기면전류(magnetic sheet current)이고 도체에 대한 영상전원의 부호는 양이 된다.

다음에는  $s_{11}$ 에 대하여 썩기가 주는 명암경계면을 정하겠다.  $s_{11}$ 가 썩기 모서리로부터 출발하는 반평면상에 분포되어 있으므로 구하려고 하는 명암경계는 이 반평면상 임의의 점전원에 대한 것과 같다.  $s_{11}$ 가  $\theta_1$ 에 분포되어 있으므로 썩기 때문에 입사파는  $\theta < \theta_1' (\equiv \theta_1 - \pi)$  영역에는 미치지 못하고  $\theta_1' < \theta < 2\pi$ 에 만 존재하며, 반사파는  $\theta_r < \theta < 2\pi$ 에 국한해서 존재한다. 따라서  $U^*(s_{11})$ 는

$$U^*(\rho, \theta; s_{11}) = U_{11}(\rho, \theta) H(\theta - \theta_1') + U_{11}(\rho, \theta - \theta_r' + \theta_1) H(\theta - \theta_r), V \quad (23)$$

와 같이 쓸 수 있다.

다음에  $s_{1r}$ 은 그림 1에서 보는것처럼 썩기의 두면  $W_x$ 와  $W_y$ 를 모두 바라보는 위치에 있다.  $s_{1r}$ 의 위치

$\theta_r$ 에 대해,  $W_x$ 에 의한  $s_{1r}$ 의 영상위치가  $\theta'_1$ 이므로 해당 반사파는  $U_{1r}(\rho, \theta - \theta'_1 + \theta_r)$ 이고,  $W_y$ 에 대한 영상위치는  $\theta_1$ 이므로  $U_{1r}(\rho, \theta - \theta_1 + \theta_r)$ 의 반사파가 있다.

따라서,  $s_{11}$ 에서의 같이 각각의 명암경계를 정하면

$$U^*(\rho, \theta; s_{1r}) = U_{1r}(\rho, \theta) + U_{1r}(\rho, \theta - \theta'_1 + \theta_r)H(\theta - \theta_1) + U_{1r}(\rho, \theta - \theta_1 + \theta_r)H(\theta'_1 - \theta), \quad V \quad (24)$$

과 같이, 입사파  $U_{1r}$ 과  $W_x$  및  $W_y$  각각에 대한 반사파로 구성된다.

이렇게 해서 회절파  $U(s_{11})$ 에 대한 근사해  $U^*(s_{11})$ 이 (23), (24)식에 의해

$$U^*(s_{11}) = U^*(s_{11}) + U^*(s_{1r})$$

로 주어진다.

한편 입사파  $U_{11}$  및  $U_{1r}$ 은 (14)식과 (15)식으로 주어져 있으나, Green 함수인 (13)식의 Hankel 함수를 취급하는 것이 어려움이 있으므로, 등가전원을 주는 계의 불연속과 그에 의한 입사파를 직접 관련지을 수 있는 평면파적분법에 의한 계의 표현방법을 사용하도록 하겠다.

이를 위해 그림 1과 같이  $s_{11}$ 의 분포를 따라  $+\hat{x}$  축을 둔 직교 좌표계  $(\hat{x}, \hat{y})$ 를 함께 사용하겠으며 이에 해당하는 원통좌표계는  $(\rho, \hat{\theta})$ 로 표현하겠다. 따라서 지금까지 사용하여 온  $(\rho, \theta)$  좌표계와는

$$\hat{x} = \rho \cos \hat{\theta}, \quad \hat{y} = \rho \sin \hat{\theta}, \quad \hat{\theta} = \theta - \theta_1 \quad (25)$$

의 관계에 있다.

$\hat{y} = 0$  평면에 분포된 면전류  $s_{11}$ 에 의한 입사파  $U_{11}(\hat{x}, \hat{y})$ 는

$$U_{11}(\hat{x}, \hat{y}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\pm 1}{2} a_1(\alpha) + \frac{1}{i2\sqrt{k^2 - \alpha^2}} b_1(\alpha) \right) \times \exp(i\alpha \hat{x} \pm i\sqrt{k^2 - \alpha^2} \hat{y}) d\alpha, \quad \hat{y} \geq 0 \quad (26)$$

와 같이 평면파의 적분으로 표현할 수 있다.<sup>[9]</sup> 윗 적분은  $\hat{y} = 0$  평면을 따라, 분포된 전원에 해당하는, 파의 불연속을 보이게 되고 그 양은 (26)식에서

$$U_{11}(\hat{x}, +0) - U_{11}(\hat{x}, -0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} a_1(\alpha) e^{i\alpha \hat{x}} d\alpha$$

$$\frac{\partial}{\partial \hat{y}} U_{11}(\hat{x}, \hat{y}) \Big|_{\hat{y}=+0} - \frac{\partial}{\partial \hat{y}} U_{11}(\hat{x}, \hat{y}) \Big|_{\hat{y}=-0}$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} b_1(\alpha) e^{i\alpha \hat{x}} d\alpha \quad (27)$$

와 같이 표현되어  $a_1, b_1$ 은 계의 불연속량을 Four-

ier 변환한 source spectrum에 해당함을 알 수 있다. 우리 문제에서 파의 불연속량이 GO 해에 나타나 있다. 따라서 (5)식의  $U^*(s_0)$  중  $U_0(\rho, \theta)H(\theta_1 - \theta)$ 에 등가인  $s_{11}$ 에 의한 입사파를 구하기 위해서는 윗식의 좌변에  $U^*(s_0)$ 의 불연속량을 대입하고 Fourier 적분을 하면

$$a_1(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ U^*(\hat{x}, +0; s_0) - U^*(\hat{x}, -0; s_0) \} e^{-i\alpha \hat{x}} d\hat{x}$$

$$= - \int_0^{\infty} U_0(\hat{x}, 0) e^{-i\alpha \hat{x}} d\hat{x} \quad (28)$$

$$b_1(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\partial}{\partial \hat{y}} U^*(\hat{x}, \hat{y}; s_0) \Big|_{\hat{y}=+0} - \frac{\partial}{\partial \hat{y}} U^*(\hat{x}, \hat{y}; s_0) \Big|_{\hat{y}=-0} \right) e^{-i\alpha \hat{x}} d\alpha$$

$$= - \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial \hat{y}} U_0(\hat{x}, \hat{y}) \Big|_{\hat{y}=0} e^{-i\alpha \hat{x}} d\alpha \quad (29)$$

와 같이 되어, (26)식에 필요한  $a_1$  및  $b_1$ 을 주어진 불연속계로부터 직접 구할 수 있다;  $U^*$ 가  $z$ 방향의 전계(1식)임을 상기하면  $a_1$ 은  $\hat{x}$ 방향의 자기면전류에 대한 source spectrum이고, 이때  $(\partial/\partial \hat{y})U^*$ 가  $\hat{x}$ 방향의 자계일 것이므로  $b_1$ 은  $z$ 방향의 전기면전류에 해당한다.

입사파  $U_0$ 는 (1)식에서 보는 바와같이  $\theta_1$  방향으로 진행하는 평면파이므로 (25)식에 따라 좌표변환하면

$$U_0(\hat{x}, \hat{y}) = \exp(ik\hat{x})$$

임을 알 수 있고, 이  $U_0(\hat{x}, \hat{y})$ 를 (28, 29)식에 대입하면

$$a_1(\alpha) = i/(\alpha - k) \quad (30)$$

$$b_1(\alpha) = 0 \quad (31)$$

와 같이 계산된다. 따라서, 구하려고 하는 입사파  $U_{11}$ 는 (26)식에 의하여

$$U_{11}(\hat{x}, \hat{y}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pm i}{2(\alpha - k)} e^{i\alpha \hat{x} \pm i\sqrt{k^2 - \alpha^2} \hat{y}} d\alpha, \quad \hat{y} \geq 0 \quad (32)$$

이 된다.

이제 회절파의 far field pattern을 보기 위하여, 윗 적분을

$$\alpha = k \cos(w)$$

에 의해  $w$ -plane 적분으로 변환하면

$$U_{11}(\rho, \hat{\theta}) = \frac{1}{2\pi} \int_C \frac{-i \sin w}{2(\cos w - 1)} e^{ik\rho \cos(w + \hat{\theta})} dw,$$

$$0 < \hat{\theta} < \pi$$

$$\pi < \hat{\theta} < 2\pi$$

이고 C는  $w = \pi - i\infty$ 에서  $\pi, 0$ 를 거쳐  $0 + i\infty$ 로 가는 적분로이다. (그림 5).  $k\rho \rightarrow \infty$ 일 때의 값을 위하여 saddle point 적분 [10]을 하면

$$U_{11}(\rho, \hat{\theta}) \sim \frac{\sin \hat{\theta}}{\cos \hat{\theta} - 1} c(k\rho) = -\cot(\hat{\theta}/2) c(k\rho)$$

(33)

와 같은 asymptotic series의 첫항을 얻는다. 단  $c(h) = (1/2\sqrt{2\pi h}) \exp(ih + i\pi/4)$ 이다.

이제 (25)식을 사용해서, 이 식을 다시  $(\rho, \theta)$  좌표로 표현하면

$$U_{11}(\rho, \theta) \sim -\cot\{(\theta - \theta_1)/2\} c(k\rho)$$

(34)

이고

$s_{1r}$ 에 의한 입사파  $U_{1r}$ 은 (16)식에 의하여

$$U_{1r}(\rho, \theta) \sim \cot\{(\theta - \theta_r)/2\} c(k\rho)$$

(35)

이다.

(34, 35)식의  $U_{11}$ 와  $U_{1r}$ 을 (23, 24)식의  $U^*(s_{11})$ 와  $U^*(s_{1r})$ 의 표현에 대입하여

$$U^*(s_1) \sim D_1^*(\theta) c(k\rho)$$

(36)

이라 하면, GO에 의한 회절패턴  $D_1^*$ 을 얻게 된다.

그림 3에  $D_1^*$ 을 도시하였으며 비교를 위해 정확한 회절파의 패턴(EXACT)과 물리광학해가 주는 것(PO)을 함께 보였다.

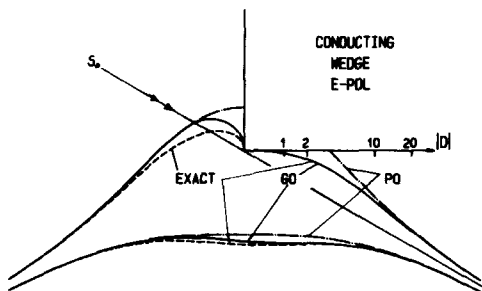


그림 3. 직각도체썰기의 회절파; 기하광학 1차반복에 의한 근사(GO), 물리광학에 의한 근사(PO) 및 정확한 해(EXACT)

Fig. 3. Diffracted wave by the conducting wedge; Approximation by one iteration of GO(GO), approximation by physical-optics (PO) and the exact solution(EXACT).

그림 3은 관측각  $\theta$ 와 회절패턴의 대수값(logarithm)을 극좌표 형식으로 그린 것으로 대수값은  $\log\{|D_1^*(\theta)| + 1\}$ 과 같이 하여  $D_1^* = 0$ 일때 그림의 원점에 오도록 하였으며, 이후 회절패턴의 그림은 모두 이와같은 방식으로 그렸다.

그림에서 보는 바와같이, 물리광학해가 주는 회절파는 썰기면 근처에서 정확한 해와 큰 차를 보이고 있는데 GO에 의한 것은 그 차가 훨씬 작으며 썰기면  $Wx$  근처에서는, 그림으로는, 그 차가 보이지 않을 정도이다.

또한 모든 측정 방향에 대해 물리광학보다는 더 작은 오차를 보이고 있는데 이러한 결과는, 앞에서 설명하였던 바와같이, 물리광학이 주는 회절파가 정확한 회절파  $U(s_1)$ 을 위한 문제에서 그 입사파를 해로 취하여 썰기의 영향을 전혀 무시하고 있는데 반하여 여기서의 해법은 그 영향을 고려(GO적으로)하여 주고 있기 때문으로 볼 수 있다.

### III. 기하광학의 무한반복

앞에서 설명한 회절파 근사하는 회절파  $U(s_1)$  대신 GO해  $U^*(s_1)$ 을 취한 것으로 이는 다시  $U(s_1) - U^*(s_1)$ 에 해당하는 새로운 회절파를 필요로 한다. 즉  $U^*(s_1)$ 의 불연속계에 대한 등가전원을  $s_2$ 라 하고, II. 1절에서 (10)식의 결과에 이르기 까지,  $U^*(s_0)$ 에 대해 고찰하였던 바를  $U^*(s_1)$ 에 적용하면

$$U^*(s_1) = U(s_1 + s_2)$$

와 같이 되어 완전한 해를 위해서는

$$U(s_1) - U^*(s_1) = U(s_1) - \{U(s_1) + U(s_2)\} = -U(s_2)$$

에서 보는 것처럼 이제  $s_2$ 가 있는 썰기문제를 해결해야 한다.

따라서  $s_2$ 에 대해서도 다시 GO 해를 구하고 하여 이러한 과정을 무한히 반복한다면

$$U(s_0) = U^*(s_0) - U(s_1)$$

$$= U^*(s_0) - \{U^*(s_1) - U(s_2)\}$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n U^*(s_n)$$

(37)

과 같은 무한급수를 얻게 된다. 이제 임의의  $n$ 에 대한  $U^*(s_n)$ 을 구하는 과정을 설명하겠으며, 무한급수가 수렴하는지를 보겠다.

$s_n$ 에 의한 도체썰기의 GO 해는  $s_n$ 을 구성하는 모든 면전류에 대한 입사파만 계산하면,  $s_1$ 의 경우처럼, 영상법을 사용하여 반평면도체에 대한 반사파를 계



산하고 해당 명암경계를 결정하여  $U^*(s_n)$ 을 쉽게 쓸 수 있다.

또한,  $s_1$ 의 경우에 대한 (9)식 또는 (16)식에서 보는 것처럼, 입사파를  $s_n$  중에서 어느 하나에 대해서만 계산하면 다른 것들은 등가전원사이의 상호 위치와 부호를 비교하여 바로 구할 수 있게 되므로, 각각의  $n$ 에 대하여 하나의 대표전원을 정하여 그에 대한 입사파만을 계산하면 된다.

하나의 등가전원에 대한 췌기의 GO 해는 항상 두 개의 명암경계를 유발한다. 입사파와 반사파에 오며 반사파가 돌일때는 입사파에는 오지 않는다. 따라서  $s_1$ 은 2개이었고, 일반적으로  $s_n$ 은  $2^n$ 개의 면전류로 구성되어 있다. 그러나 그림 1의 췌기를 완전후체(반사파가 있을 수 없는)라고 가정하면 명암경계와 해당 면전류는 그림 4와 같이 모든  $n$ 에 대하여  $n$ 이 홀수일 때는  $\theta = \theta_1$ 에,  $n$ 이 짝수일 때는  $\theta = \theta'_1$ 에 오는 것 하나뿐이며 그 하나는 입사파 성분에만 따라다니는 것으로 췌기가 다시 도체로 바뀌거나 췌기각이 변하여도 동일한 것임을 볼 수 있는데 이를  $s_n$ 의 대표전원으로 정하겠으며  $s_{n1}$ ( $n$ 이 홀수) 또는  $s_{n1}'$ ( $n$ 이 짝수)라 부르겠다.

1. 등가전원에 의한 입사파

대표전원에 의한 입사파를  $U_n$ 이라하면 그림 4에서 보는 것처럼  $\theta = \theta_1$  즉 ( $\hat{x} > 0, \hat{y} = 0$ )에 분포되어 있는  $s_{n1}$ 는  $s_{n-1i1}$ 의 의한 GO 해 중  $U_{n-1}(\rho, \theta)H(\theta_1 - \theta)$ 의 불연속계에 해당하며,  $\theta = \theta'_1$  즉 ( $\hat{x} < 0, \hat{y} = 0$ )에 분포되어 있는  $s_{n1}'$ 는  $s_{n-1i1}$ 에 의한  $G_o$  해 중  $U_{n-1}(\rho, \theta)H(\theta - \theta'_1)$ 의 불연속계에 해당한다.

따라서,  $U_o(\rho, \theta)H(\theta_1 - \theta)$ 로 부터  $U_1(=U_{11})$ 을 계산했을 때 처럼, (26, 27)식의 평면파적분 표현을 사용하면  $U_{n-1}(\rho, \theta)H(\theta_1 - \theta)$  또는  $U_{n-1}(\rho, \theta)H(\theta - \theta'_1)$ 에 의한 입사파  $U_n$ 은

$$U_n(\hat{x}, \hat{y}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\pm 1}{2} a_n(\alpha) + \frac{1}{i2\sqrt{k^2 - \alpha^2}} b_n(\alpha) \right\} \times \exp(i\alpha \hat{x} \pm i\sqrt{k^2 - \alpha^2} \hat{y}) d\alpha, \hat{y} \geq 0 \quad (38)$$

이 되며,  $a_n$ 과  $b_n$ 은  $n$ 이 짝수일 때는  $U_{n-1}(\rho, \theta)H(\theta - \theta'_1)$ 를 생각하여

$$a_n(\alpha) = - \int_{-\infty}^0 U_{n-1}(\hat{x}, 0) e^{-i\alpha \hat{x}} d\hat{x}, \text{ even } n \quad (39)$$

$$b_n(\alpha) = - \int_{-\infty}^0 \frac{\partial}{\partial \hat{y}} U_{n-1}(\hat{x}, \hat{y}) \Big|_{\hat{y}=0} e^{-i\alpha \hat{x}} d\hat{x}, \text{ even } n \quad (40)$$

이고,  $n$ 이 홀수이면  $U_{n-1}(\rho, \theta)H(\theta_1 - \theta)$ 를 생각하여 윗식의 적분구간만  $(-\infty, 0)$ 에서  $(0, \infty)$ 로 바뀐다; 그림 4에서 보는 것처럼 두 경우 모두 그림자영역이  $y > 0$ 쪽에 있어 (39, 40)식에 음의 부호가 붙는다.

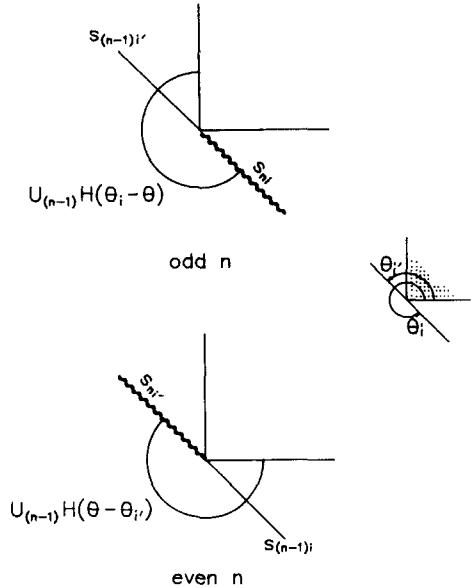


그림 4. 대표등가전원의 정의;  $s_{n1}$ (홀수 $n$ ),  $s_{n1}'$ (짝수 $n$ )

Fig. 4. Definition of representative equivalent-sources;  $s_{n1}$ (odd  $n$ ),  $s_{n1}'$ (even  $n$ ).

$a_1, b_1$ 은 앞에서 이미 구했었다. (31)식의  $b_1(\alpha) = 0$ 와,  $a_1(\alpha)$ 에 대한 (28)식을 (26)식에 대입하면,  $\hat{y} = 0$ 에서

$$U_1(\hat{x}, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pm 1}{2} a_1(\alpha) i\alpha \hat{x} d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pm 1}{2} \left[ - \int_0^{\infty} U_o(\hat{x}, 0) e^{-i\alpha \hat{x}} d\hat{x} \right] e^{i\alpha \hat{x}} d\alpha = - \frac{\pm 1}{2} U_o(\hat{x}, 0) H(\hat{x}), \hat{y} \geq 0 \quad (41)$$

으로  $U_1(\hat{x}, 0)$ 가  $\hat{y} < 0$ 일 때 영이므로 (39)식에서  $a_2(\alpha) = 0$ 이 된다. 마찬가지로 하여  $a_2 = 0$ 이라는 것 때문에  $(\partial/\partial \hat{y})U_2(\hat{x}, \hat{y})$ 가  $\hat{x} > 0, \hat{y} = 0$ 에서 영이 되어 이번에는  $b_3(\alpha)$ 가 영이되고 나아가

$$a_{2m} = b_{2m+1} = 0 \quad (42)$$

이 된다. 즉, 등가전원  $s_n$ 은 자기 또는 전기면전류

로만 되어있다. ((28, 29)식의 설명 참조).

(42)식의 결과와 함께 (38)식을 짝수n에 대한 (40)식 및 홀수n에 대한 (39)식에 각각 대입하면

$$b_{2m}(a) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \hat{y}} U_{2m-1}(\hat{x}, \hat{y}) \Big|_{\hat{y}=0} e^{-a\hat{x}} d\hat{x} \\ = - \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\sqrt{k^2 - a^2} a_{2m-1}(a)}{2} e^{i\alpha\hat{x}} d\alpha \right] e^{-i\alpha\hat{x}} d\hat{x}, \quad (43)$$

$$a_{2m+1}(a) = - \int_0^{\infty} U_{2m}(\hat{x}, 0) e^{-i\alpha\hat{x}} d\hat{x} \\ = - \int_0^{\infty} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b_{2m}(a)}{i2\sqrt{k^2 - a^2}} e^{i\alpha\hat{x}} d\alpha \right] e^{-i\alpha\hat{x}} d\hat{x} \quad (44)$$

와 같은 source spectrum 사이의 iterative relation을 얻는다.

(30)식에서  $a_1(a) = i/(a-k)$ 이 있으므로  $b_2(a)$ 는 (43)식에서

$$b_2(a) = - \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(a) e^{i\alpha\hat{x}} d\alpha \right] e^{-i\alpha\hat{x}} d\hat{x} \quad (45)$$

$$F(a) = \frac{-\sqrt{k^2 - a^2}}{2(a-k)} \quad (46)$$

를 계산해야 한다. (45)식의 2중적분을 직접 수행하는 대신에 여기서는 Wiener-Hoff 기법<sup>(11)</sup>을 사용하겠다.

윗 (46)식의 F를  $F = F_+ + F_-$ 와 같이 두개의 항으로 나누어

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_{\pm} e^{i\alpha\hat{x}} d\alpha = 0, \quad \hat{x} \geq 0 \quad (46)$$

와 같이 적분값이  $\hat{x}$  축상의 한편에서 각각 영이 되도록 하겠다고 하자. 그러면 (45)식에서  $\hat{x}$  적분의 한계가  $(-\infty, 0)$ 이므로  $F_-$ 는  $b_2(a)$ 에 기여하지 못한다. 따라서  $F_-$ 를 버리고  $F_+$ 만 두면 (45)식의  $\hat{x}$  적분 한계를  $(-\infty, \infty)$ 로 연장해도 무관하게 되므로 Fourier 적분정리에 의해

$$b_2(a) = - \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_+(a) e^{i\alpha\hat{x}} d\alpha \right] e^{-i\alpha\hat{x}} d\hat{x} = -F_+(a) \quad (47)$$

와 같이  $b_2(a)$ 를 구할 수 있게 된다.

실제  $F(a)$ 에 등식<sup>(12)</sup>

$$1 = \frac{w(a)}{\pi} + \frac{\pi-w(a)}{\pi}, \quad w(a) = \cos^{-1}\left(\frac{a}{k}\right) \quad (48)$$

를 곱하여

$$F_+ = - \frac{w(a)\sqrt{k^2 - a^2}}{\pi 2(a-k)}, \\ F_- = - \frac{\pi-w(a)\sqrt{k^2 - a^2}}{\pi 2(a-k)}$$

과 같이 분해하면, 다음에 설명하는 바와같이, 요구하는 바를 만족하게 된다.

(48)식의  $w(a)$ 는  $a = k\cos(w)$ 에 의해  $\alpha$  적분을  $w$ -plane 적분으로 변환할 때 정의되는 함수이다.

(45)식중의  $\alpha$  적분을 (48)식과 함께쓰고  $w$  적분으로 변환하면

$$\frac{1}{2\pi} \int_c \frac{k \sin w}{2(\cos w - 1)} \left[ \frac{w}{\pi} + \frac{\pi-w}{\pi} \right] e^{ik\hat{x}\cos w} dw \quad (50)$$

와 같이 되고  $c$ 는  $\pi-i\infty$ 에서  $\pi$ 와  $0$ 을 지나  $0+i\infty$ 로 가는 적분로이다(그림 5).

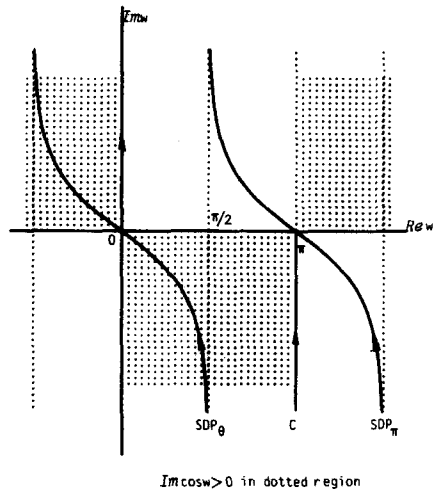


그림 5.  $w$ 평면과 적분로; 점선영역에서  $\cos w$ 의 허수부가 양

Fig. 5.  $W$  plane and the integral path; the imaginary part of  $\cos w$  is positive in the dotted region.

다시 saddle point 적분을 할 때 처럼 (50)식의 지수함수에 있는  $k\cos(w)$ 의 허수부 부호를 고려하면,  $\hat{x} > 0$ 일 때는  $w=0$ 을 지나는 steepest descent path (SDP)로,  $\hat{x} < 0$ 일 때는  $w=\pi$ 를 지나는 것으로 바꿀 수 있으며, 전자의 적분로 위에서는 피적분 함수의 첫 항 ( $w/\pi$ 를 포함하는 항)이, 후자의 적분로 위에서는 두번째 항이 각각 적분로 중심점에 대해 기

함수가 되고 또한 SDP가 그 중심점  $w=0, \pi$ 에 대해 각각 대칭곡선<sup>(10)</sup>이므로, 첫 항인  $F_+$ 의 적분은  $\hat{x}>0$ 에서, 두번째 항  $F_-$ 의 적분은  $\hat{x}<0$ 에서 각각 영이된다; saddle point 적분값 뿐만이 아니라 완전한 적분값이 영이다.

따라서

$$b_2(\alpha) = -F_+(\alpha) = \frac{\sqrt{k^2 - \alpha^2}}{2\pi(\alpha - k)} \cos^{-1}\left(\frac{\alpha}{k}\right),$$

$$a_2(\alpha) = 0 \tag{51}$$

과 같이  $U_2$ 를 위한 스펙트럼이 구해진다.

같은 방법으로 (43)식의  $b_{2m}(\alpha)$ 를 위해서는

$$1 = \frac{2}{2m-1} \left\{ \left[ m-1 + \frac{\cos^{-1}(\alpha/k)}{2\pi} \right] + \left[ \frac{\pi - \cos^{-1}(\alpha/k)}{2\pi} \right] \right\} \tag{52}$$

를, (44)식의  $a_{2m+1}(\alpha)$ 를 위해서는

$$1 = \frac{1}{m} \left\{ \left[ \frac{\cos^{-1}(\alpha/k)}{2\pi} \right] + \left[ m - \frac{\cos^{-1}(\alpha/k)}{2\pi} \right] \right\} \tag{53}$$

를 차례로 사용 (43, 44)식의  $\alpha$  적분을 두개로 분해하면,  $b_{2m}(\alpha)$ 를 위해서는 (52)식에서  $\hat{x}>0$ 일 때 영이 되게 하는 첫 항이,  $a_{2m+1}$ 를 위해서는 (53)식에서  $\hat{x}<0$ 일 때 영이 되게 하는 두번째 항이 차례로 선택되어

$$a_1(\alpha) = i/(\alpha - k),$$

$$b_{2m}(\alpha) = -\frac{2}{2m-1} \left( m-1 + \frac{\cos^{-1}(\alpha/k)}{2\pi} \right) \frac{i\sqrt{k^2 - \alpha^2}}{2} a_{2m-1}(\alpha),$$

$$a_{2m+1}(\alpha) = -\frac{1}{m} \left( m - \frac{\cos^{-1}(\alpha/k)}{2\pi} \right) \frac{1}{i2\sqrt{k^2 - \alpha^2}} b_{2m}(\alpha) \tag{54}$$

와 같은 결과를 얻는다.

이제  $a_{2m}(\alpha) = b_{2m+1}(\alpha) = 0$ 와 함께 (54)식을 (38)식에 대입하면 모든  $n$ 에 대한 입사파  $U_n$ 이 구해진다. 또한 이들 이용하여 앞에서 설명한대로 모든  $U^s(s_n)$ 을 구할 수 있다.

이렇게 구한  $U_n$ 의 far field pattern을 위해 asymptotic series의 첫 항을 쓰면

$$U_1 \sim -\cot(\theta/2) c(k\rho),$$

$$U_{2m} \sim \pm \frac{-1}{2m-1} \left( m-1 + \frac{\theta}{2\pi} \right) U_{2m-1},$$

$$U_{2m+1} \sim \pm \frac{-1}{2m} \left( m - \frac{\theta}{2\pi} \right) U_{2m} \tag{55}$$

와 같이 되고 부호는  $(0 < \theta < \pi)$ 와  $(\pi < \theta < 2\pi)$ 에 각각 해당한다.

(55)식에서  $U_1$ 은  $\theta=0$ 와  $\theta=2\pi$ 에서 그 값이 발산해 유한한 값을 위해서는 uniform asymptotic evaluation<sup>(11)</sup>을 해야 하지만  $U_2$  이상은 분자에 오는  $\theta$  또는  $2\pi - \theta$  때문에 그러한 특이점이 없어지는 것을 볼 수 있다. 그림 6에 (55)식이 주는  $U_n$ 의 패턴을 보였다. 비교의 편의를 위하여  $2^{n-1}U_n$ 과 같이 차수에 따른 배율을 곱하여 그렸으며 부호를 구별할 수 있도록 음일때는 점선으로 그렸다. 그림에서 볼 수 있는 바와같이  $n$ 이 짝수인 패턴은,  $(\hat{x}<0, \hat{y}=0)$ 에 분포하는  $z$ 방향의 전기면전류에 의한 것으로  $0 < \theta < 2\pi$ 에 걸쳐 동일부호이고 대신  $\theta$ 에 대한 미분치가, 홀수차 패턴과 같이, 대칭평면에 대하여 서로 다른 부호를 갖는다.

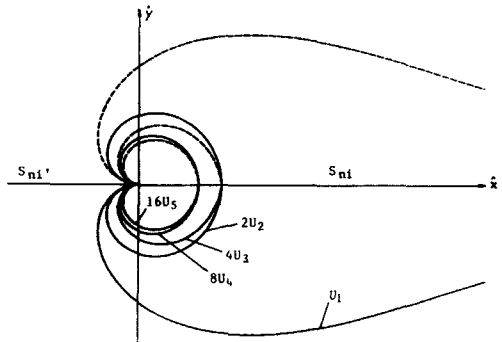


그림 6. 등가전원에 의한 입사파 패턴  
Fig. 6. Incident-wave pattern by the equivalent sources.

### 2. 무한반복 해의 수렴

이제 GO의 무한반복이 수렴하는지를 보기 위해 먼저 입사파에 관한  $U_{2m+2}/U_{2m}$  및  $U_{2m+1}/U_{2m-1}$ 의 비를 구하겠다. (55)식에서

$$U_{2m+1} \sim \pm \frac{-1}{2m} \left( m - \frac{\hat{\theta}}{2\pi} \right) U_{2m}$$

$$\sim \left[ \frac{-1}{2m} \left( m - \frac{\hat{\theta}}{2\pi} \right) \right] \left[ \frac{-1}{2m-1} \left( m-1 + \frac{\hat{\theta}}{2\pi} \right) \right] U_{2m-1}$$

또는

$$\frac{U_{2m+1}}{U_{2m-1}} \sim \frac{\left( m - \frac{\hat{\theta}}{2\pi} \right) \left( m-1 + \frac{\hat{\theta}}{2\pi} \right)}{2m(2m-1)}$$

이고, 마찬가지로 하여 짝수차의 경우는

$$\frac{U_{2m+2}}{U_{2m}} \sim \frac{m^2 - (\theta/2\pi)^2}{2m(2m+1)}$$

이므로,  $n$ 이 홀수이든 짝수이든

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{U_{n+2}}{U_n} = \frac{1}{4}, \quad 0 < \theta < 2\pi, \quad k\rho \rightarrow \infty \quad (56)$$

와 같이 되는 것을 볼 수 있다.

다음에는  $n$ 에 따른 등가전원들의 분포를 보자. 그림 7과 8은 등가전원의 분포를 보이고 있으며 각 차수의 대표등가전원으로 표현하고 있다. 3.장의 대표등가전원정의에 따르면  $s_1, s_2$ 의 대표전원은 각각  $s_{11}, s_{21}$ 이다. 그림 7은  $U^*(s_1)$ 을 구성하는  $U^*(s_{11})$ 와  $U^*(s_{1r})$ 을 각각 그려  $s_2$ 에 해당하는 등가전원의 분포를 보이고 있다(식(23, 24) 참조). GO해를 구성하는 입사 및 반사파 성분의 명암경계에 대한 등가전원의 부호는

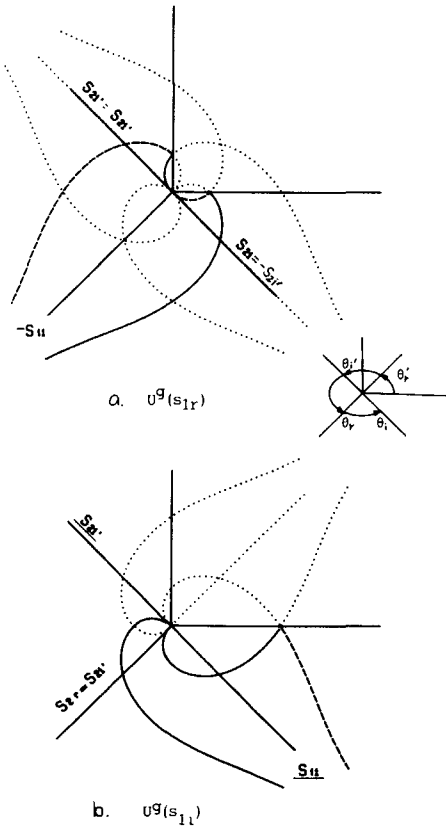
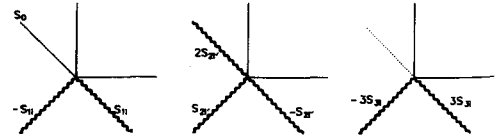
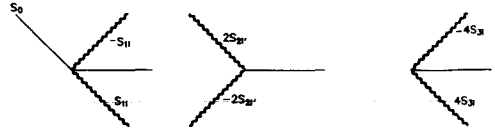


그림 7. 기하광학 1차반복해와 등가전원  $s_2$ ;  $s_{11}, s_{21}$ : 대표등가전원  
 Fig. 7. The solution and the equivalent source  $s_2$  by one iteration of GO;  $s_{11}, s_{21}$ : the representative equivalent-sources.



(a) Right-angled wedge



(b) Half plane

그림 8. 등가전원의 분포

Fig. 8. Distribution of the equivalent sources.

첫째, 명암경계를 갖고 있는 입사(또는 반사)파를 주게된 전원(또는 영상전원)의 부호와

둘째, 명암이 오는 순서( $\theta$ 방향에 대한)의 두가지 사항에 의해 결정된다.

이제  $s_2$ 소속 전원들의 부호를 상호 비교하려면 해당 명암경계를 주게된  $s_1$ 소속 전원들의 부호를 알아야한다.  $s_1$ 은 3.1절에서 설명한것 처럼 명암경계방향의 자기전류로 영상전원들의 부호는 해당 실전원의 것과 같았다.

그림 7(b)의  $s_{2r}$ 은 대표전원  $s_{21}$ 와 첫째, 둘째 사항이 모두 같다; 그림에서 대표전원은 밑줄을 그어 표시하였다. 그러나 그림 7(a)의  $s_{21}$ 는 그림 7(b)의  $s_{21}$ 와 첫째 사항이 다르고 둘째 사항이 같아  $s_{21} = -s_{21}$ 이고, 같은 그림의  $s_{21}$ 는 그림 7(b)의 대표전원  $s_{21}$ 와 두가지 사항이 모두 다르므로 대표전원과 같은 부호를 갖게 된다. 같은 방법으로  $s_3$ 에 대하여 고려하면 그림 8과 같은 결과를 얻는다.

일반적으로 도체췌기에서  $n$ 차전원 하나가  $(n+1)$ 차 전원 2개를 유발하여 그림 8과 같이 직각췌기의 경우  $s_1$ 은 2,  $s_2$ 는 4개인데,  $s_3$ 는 6개(8개중  $\theta_1$  위치의 2개가 서로 상쇄됨)로 3개씩  $s_1$ 의 위치에 다시 배치되어,  $(n+2)$ 차 전원은  $n$ 차 전원과 위치와 부호가 같고 그 수는 3배가 된다. 따라서 어떤 위치의 전원 모두에 의한 총 입사파를  $\bar{U}_n$ 이라 하면, 직각췌기의 경우 (56)식으로부터

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\bar{U}_{n+2}}{\bar{U}_n} = \frac{3}{4}, \quad 0 < \theta < 2\pi, \quad k\rho \rightarrow \infty \quad (57)$$

가 되고,  $U^*(s_n)$ 이 입사파  $\bar{U}_n$ 과 이를  $\theta$ 좌표 변환한

반사파로 구성되므로, 마찬가지로  $U^*(s_{n+2})/U^*(s_n) \rightarrow 3/4$ 가 되어 (37)식의 무한급수는  $k\rho \rightarrow \infty$ 의 경우  $n$ 이 충분히 커지면 공비  $3/4$ 의 기하급수 (geometrical series)가 되므로 모든 측정각  $\theta$ 에 대해서 수렴한다고 볼 수 있다.

그러나 그림 8 (b)의 쐐기각  $0^\circ$  즉 반평면판의 경우를 보면 모든  $n$ 에 대하여 전원들이 서로 상쇄되는 일이 없이 2차 간격으로, 같은 위치에서 그 수가 4배로 증가하여 (57)식의 값이  $4/4=1$ 로 수렴한계에 도달하게 된다.

임의의 쐐기각에 대해서는  $0^\circ$ 나  $90^\circ$ 처럼 전원의 생성 및 그 분포가 간단하지 않고 전원의 상쇄도 많은 차수 후에 나타나기 시작하여 위에서와 같이  $U^*(s_{n+2})/U^*(s_n)$ 의 값을 간단히 계산할 수는 없다. 그러나 여러가지 쐐기각에 대하여 차수  $n$ 을 올려가면서 수치계산한 결과를 살펴보면 쐐기각  $0^\circ$ 를 제외하고는 항상 수렴하는 것을 볼 수 있다.

3. 무한급수의 수치계산 결과  
(37)식의 무한급수

$$U(s_0) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n U^*(s_n) \quad (37)$$

에서 초기 GO해  $U^*(s_0)$ 를 제외시키면  $U^*(s_0)$ 에 대한 회절과만 남는다. 이  $U(s_0)$ 에 대한 회절과를 수치계산하여 정확한 해<sup>[2]</sup>와 비교하고 그 수렴경향을 보도록 하겠다.

$U_n$ 에 대한 far field 패턴을 사용해서  $U^*(s_n)$ 까지 계산한 회절패턴을  $D_n^*(\theta)$ 이라 하여

$$\sum_{n=1}^N (-1)^n U^*(s_n) \equiv D_n^*(\theta) c(k\rho) \quad (58)$$

와 같이 정의하겠다.  $D_n^*(\theta)$ 는 이미 2.3절에서 소개하였다.

쐐기각  $90^\circ$ 의 경우 여러가지  $N$ 에 대한  $D_n^*$ 을 정확한 해 (EXACT)<sup>[2]</sup>와 함께 그림 9 (a)에 보였다. 그림 상에서  $D_{11}^*$ 의 경우는 정확한 해와 구별이 안되고 있으며, 쐐기경계면 근처로 가면 낮은 차수 ( $N$ )로 도구의 차이가 없음을 볼 수 있다.

또한 GO의 반복적용에 의한 회절과는 평면파 입사의 역방향  $\theta_1'$ 에서 멀어질수록 더 정확한 결과를 준다는 것을 볼 수 있다. 한편 물리광학해  $D^*$ 는 반대로, 역방향에서 가장 오차가 작으면서 이 방향에서 1차반복 해  $D^*$ 과 같아 모든 측정방향에 대해서  $D^*$ 이  $D^*$ 보다 더 정확한 값을 주고 있음을 볼 수 있다.

그림 9 (b)는 쐐기각  $60^\circ$ 인 경우로 쐐기각이 작아질수록 수렴속도가 점점 느려지는 것을 볼 수 있다.

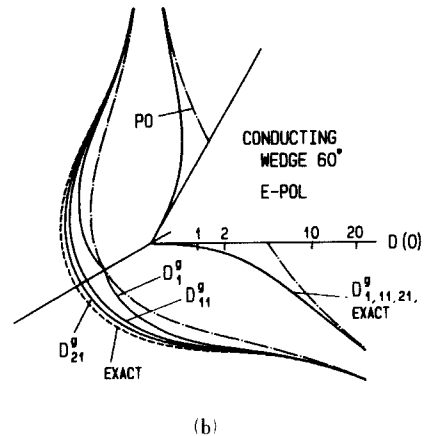
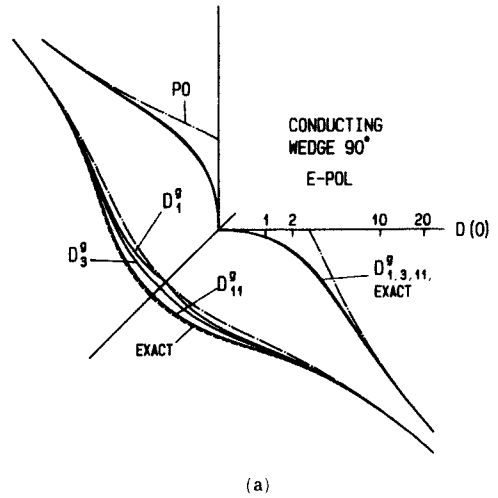


그림 9. E-편향 평면파가 입사할 때 기하광학반복에 의한 도체쐐기의 회절과  
(a) 쐐기각  $90^\circ$ , 입사각  $45^\circ$   
(b) 쐐기각  $60^\circ$ , 입사각  $30^\circ$

Fig. 9. Diffracted wave by the conducting wedge with E-polarized plane-wave incident.  
(a) wedge angle  $90^\circ$ , incident angle  $45^\circ$ .  
(b) wedge angle  $60^\circ$ , incident angle  $30^\circ$ .

한편 모든 쐐기각에 대하여 초기입사파 (평면파) 입사방향의 역방향( $\theta_1'$ )에서 가장 오차가 심한데, 이 방향에서 정확한 해와 수치비교를 해보면 5%미만의 오차를 유지하기 위해 필요한 차수  $N$ 이 쐐기각  $120^\circ$ 의 경우 5이고,  $90^\circ$ 일때 13,  $60^\circ$ 일때 37,  $30^\circ$ 일때 185이며 쐐기각  $15^\circ$  이면 815가 되어야 했으며, 1%의 오차를 유지하려면 쐐기각  $60^\circ$ 일때 63이고  $30^\circ$ 일때는 319차까지 구하면 가능했다.

그림 10은 쐐기각  $0^\circ$  즉 반평면판에 대한 결과이다.

이 경우는 역방향에서 N이 증가할수록 정확한 해에서 멀어져가는 것을 볼 수 있다.

여러가지 췌기각에 대한 수치계산 결과로 부터, 도체췌기의 경우 췌기각 0°를 제외하고는 GO의 무한 반복이 수렴하는 것을 볼 수 있었으며 GO해의 오차는 입사각의 역방향에서 가장 크고 수렴속도는 췌기각이 클수록 빨라지는 것을 볼수 있었다.

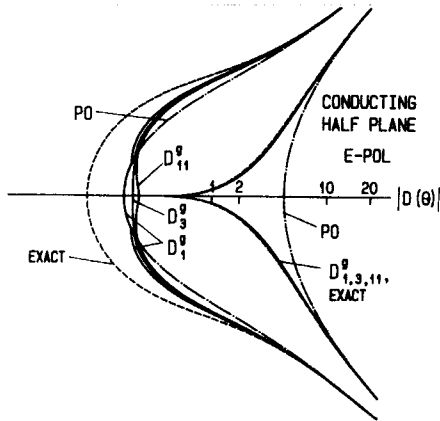


그림 10. 기하광학반복에 의한 반평면도체판의 회절파  
Fig. 10. Diffracted wave by a conducting half-plane.

#### IV. 결 론

완전도체췌기의 해석을 통해, 주어진 산란문제의 기하광학해를 취했을때 이에 필요한 회절파는 제2의 산란문제의 해로 규정할 수 있음을 보았다. 이 회절파를 위한 산란문제는 원래 문제와 전원만이 다른데 기하광학해의 명암경계에서 보이는 계의 불연속과 등가인 전원을 그 전원으로 한다.

따라서 이 기하광학해가 유발한, 회절파를 위한 산란문제에 다시 기하광학을 적용함으로써 회절파에 대한 근사해를 얻을 수 있으며 완전한 해를 위해서는 기하광학의 무한반복적용을 생각할 수 있는데 완전도체췌기의 경우 췌기각 0° 즉 반평면판을 제외하고는 far field의 모든 측정방향에 대해서 정확한 해로 수렴하는 것을 볼 수 있었으며 도체췌기의 췌기각이 작을수록 수렴이 느리고 주어진 차수의 GO반복 결과는 입사각에서 180° 되는 곳에서 오차가 가장 컸다.

도체췌기에 평면파가 입사하는 문제의 회절파를 위해서 기하광학을 한번(통산 두번)만 적용한 결과를

보면 모든 측정방향에 대해 기존의 물리광학이 주는 결과보다 더 정확했고, 특히 초기입사파의 입사각 근처에서는 더 이상의 수정이 필요없을 정도로 완전한 해에 접근하고 있음을 볼 수 있었다. 물리광학이 주는 회절파는 완전한 회절파를 위한 췌기문제의 입사파에 해당 한다는 것을 보였는데, 이는 물리광학의 근사성에 대한 단적인 해석으로, 물리광학이 광학문제에서와 같이 산란체가 완전도체에 가까운 경우에는 오차가 작게되지만 도체와 같이 산란체의 영향이 큰 경우에는 그 영향을 한번만이라도 기하광학적으로 고려해준 해에 비하여 열등하게 되는 이유를 볼 수 있었다.

#### 參 考 文 獻

- [1] Born, M. and Wolf, E.: 'Principles of optics' (Pergamon, New York, 1965) Chapt. 8.
- [2] Felsen, L.B. and Marcuvitz, N.: 'Radiation and scattering of waves' (Prentice-Hall, New Jersey, 1973) Chapt. 6.
- [3] Keller, J.B.: 'Geometrical theory of diffraction', *J. Opt. Soc. Amer.*, 1962, vol. 52, pp. 116-130.
- [4] Burnside, W.D., Yu, C.L., and Marhefca, R.J.: 'A technique to combine the geometrical theory of diffraction and the moment method,' *IEEE Trans.*, 1975, AP-23, pp. 551-558.
- [5] Ref. 1, pp 381.
- [6] Wolf, E. and Marchand, E.W.: 'A consistent formulation of Kirchhoff's diffraction theory', *J. Opt. Soc. Amer.*, 1966. vol. 56, pp 1712-1722.
- [7] Kottler, F.: 'Progress in optics' (North Holland pub. co., Amsterdam, 1964) vol. 4, Chapt. 7.
- [8] Bowman, J.J., Senior, T.B.A., and Uslenghi, P.L.E.: 'Electromagnetic and acoustic scattering by simple shapes' (North-Holland pub. co., Amsterdam, 1969) pp 31.
- [9] Clemmow, P.C.: 'The plane wave spectrum representation of electromagnetic fields' (Pergamon, London, 1966) Chapt. 2.
- [10] Ref. 2, Chapt. 4.
- [11] Noble, B.: 'Methods based on the Wiener-Hopf technique' (Pergamon, New York, 1958) Chapt. 1.
- [12] Borovikov, V.A. and Kinber, B. Ye.: 'Some problems in the asymptotic theory of diffraction', *Proc. IEEE*, 1974, vol. 62, no. 11, pp 1416-1437. \*

著 者 紹 介



黃 哲 圭 (正會員)

1947年 9月 12日生. 1972年 성균관대학교 전기공학과 학사학위 취득. 1979年 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 석사학위 취득. 1988年 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 박사학위 취득. 1975年 ~

현재 한국에너지연구소 연구원. 주관심분야는 laser 장치, 핵계측, 핵융합(프라즈마진단) 등임.

金 世 潤 (正會員) 第25卷 第8號 參照

현재 한국과학기술원 물리전자 연구실 선임연구원



羅 正 雄 (正會員) 第25卷 第8號 參照

현재 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 교수