

論文95-32A-1-9

# UTD를 이용한 위성 탑재용 옴셀 복반사판 안테나의 부반사판 해석

## (UTD Analysis of the Subreflector of an Offset Dual Reflector Antenna Mounted on a Satellite)

林奎汰\*, 李相高\*

(Kyu Tae Lim, Sang Seol Lee)

## 요약

위성 탑재용 옴셀 복반사판 안테나 시스템의 부반사판의 복사특성을 UTD(Uniform Geometrical Theory of Diffraction)에 의하여 해석한다. UTD에 의해 구한 반사파와 회절파를 합성하여 관찰점에서의 복사전계를 구한다. 비선형 방정식을 만족하는 반사점과 회절점은 수치해석적 방법으로 구한다. 수치계산 결과는 회절파에 의하여 반사파의 경계면 불연속이 완전히 제거됨을 보여준다. 계산의 타당성을 입증하기 위해 대칭형 쌍곡면 반사판의 복사 패턴을 계산하고, 그 결과를 S.W.Lee 등의 계산 결과와 비교한다. 원형 옴셀 타원면 부반사판과 타원형 옴셀 타원면 부반사판의 복사패턴을 다양한 관측각에 대하여 계산 한다.

## Abstract

A subreflector of an offset dual reflector antenna system mounted on satellite is analyzed by Uniform Geometrical Theory of Diffraction(UTD). In order to get the total electric field at an observation point, the reflected field and the diffracted fields obtained by UTD are summed. The reflected point and the diffracted points which have to satisfy nonlinear equations are obtained by numerical methods. The numerical results show that diffracted fields eliminate the discontinuity of reflected fields at the shadow boundary. To show the validity of our results, the field pattern of the symmetric hyperboloidal reflector is computed and compared with S. W. Lee et al.'s results. At various observation angles, radiation patterns of offset ellipsoidal subreflectors offsetted by a circular corn and by an elliptic corn are obtained, respectively.

## I. 서론

통신위성에 탑재되는 안테나는 빔폭이 매우 좁고 부

엽준위와 교차편파가 낮은 특성을 가져야 하므로 대부분 옴셀 복반사판 안테나가 사용된다. 옴셀 복반사판 안테나 시스템은 크게 급전부, 주반사판 및 부반사판으로 구성된다. 그 중에서 부반사판의 복사특성은 안테나의 원거리 복사특성의 부엽준위와 교차편파 특성에 큰 영향을 준다. 따라서 이 안테나 시스템의 설계와 해석에 있어 부반사판의 복사패턴을 정확히 구하는 것은

\* 正會員, 漢陽大學校 電子通信科  
(Dept. of Elec. Comm. Eng., Hanyang Univ.)  
接受日字 : 1994年 5月 19日

매우 중요하다.

일반적으로 반사판 안테나를 해석하는 방법에는 모멘트법(MoM: Method of Moment), 물리광학법(PO: Physical Optics) 및 GTD(Geometrical Theory of Diffraction)등이 있다.<sup>[1-8]</sup> 모멘트법은 복사패턴을 정확히 구할 수 있으나, 반사판의 크기가  $5\lambda$  이상인 경우는 컴퓨터 기억 용량이 커지고 계산시간이 길어지기 때문에 마이크로파 주파수대의 반사판 안테나 해석에는 적용하기 힘들다.<sup>[11]</sup> PO는 안테나의 정면 방향 특성은 정확히 해석할 수 있으나, 계산시간이 길어지고, 관측점이 정면에서 멀어짐에 따라 결과가 부정확하게 되는 단점을 갖는다.<sup>[2,3]</sup> GTD는 기하광학(GO: Geometrical Optics) 근사에 의한 반사파를 구하고 반사판 가장자리에서 발생하는 회절파를 합성함으로써 완전한 복사패턴을 얻는 방법이다.<sup>[4-8]</sup> 이 방법은 넓은 관찰각에 대하여 비교적 정확한 복사특성을 얻을 수 있을 뿐 아니라 계산시간이 매우 짧은 장점이 있다. Keller가 최초로 유도한 회절계수<sup>[4]</sup>는 그림 2 경계에서 발산하는 단점이 있기 때문에 이를 보완한 새로운 회절계수가 제안되었으며, 이방법을 UTD(Uniform Geometrical Theory of Diffraction)라 한다.<sup>[5]</sup>

이 논문에서는 UTD를 이용하여 읍셀 복반사판 안테나의 부반사판을 해석한다. 반사파 및 회절파는 반사판의 기하학적 특성과 경로 길이로부터 계산된다. 반사점은 쏘점과 관찰점이 동일선상에 존재한다는 가정으로부터 수치해석적 방법을 사용하여 구해진다. 회절점은 Keller의 회절 법칙으로부터 유도된 비선형 방정식으로부터 얻어진다.

수치계산은 쌍곡면으로 이루어진 캐서그레인형 부반사판과 타원면으로 이루어진 그레고리언형 부반사판에 대하여 모두 수행된다. 계산의 타당성을 입증하기 위하여 대칭형 쌍곡면 반사판의 복사패턴을 계산하고 UAT(Uniform Asymptotic Theory)에 의하여 계산된 S.W.Lee 등의 결과<sup>[7]</sup>와 비교한다. 위성 탑재용 안테나 시스템의 경우 대부분 그레고리언형이 채택되기 때문에 타원면에 대한 복사전계의 모든 성분 및 위상의 계산결과를 고찰한다. 원뿔과 타원뿔에 의하여 정의된 부반사판들의 복사패턴을 다양한 관측각에 대하여 각각 제시한다.

## II. 부반사판의 기하학적 구조

캐서그레인형 읍셀 복반사판 안테나의 부반사판은 쌍곡면(hyperboloid)으로서 반사판의 중심이 가장자리에 대해 급전쪽으로 볼록하며, 그레고리언형의 경우

는 타원면(ellipsoid)으로서 반사판의 중심이 급전쪽으로 오목하다. 부반사판의 경계는 반사판의 곡면과 타원뿔이 교차하는 폐곡선으로 정의된다. 급전점은 쌍곡면 또는 타원면의 한쪽 쏘점에 위치한다. 주반사판은 일반적으로 포물면(paraboloid)으로 구성되며 포물면의 쏘점이 부반사판의 급전점이 위치하지 않은 쏘점과 일치하여야 하는데, 이는 주반사판을 지난 파가 개구면에서 동위상을 이루도록 하기 위함이다. 교차 편파를 억제하기 위하여 혼의 중심축과 부반사판의 중심축, 부반사판의 중심축과 주반사판의 중심축이 적절하게 기울어지도록 설계된다.<sup>[9]</sup>

그림 1은 임의의 부반사판의 구조를 나타내고 있다. 그림에서  $\Sigma$ 는 반사판의 곡면을,  $\Gamma$ 는 반사판의 가장자리(edge)를 나타내며  $P_1$  과  $P_2$ 는 각각 급전흔과 관찰점의 위치를 가리킨다.

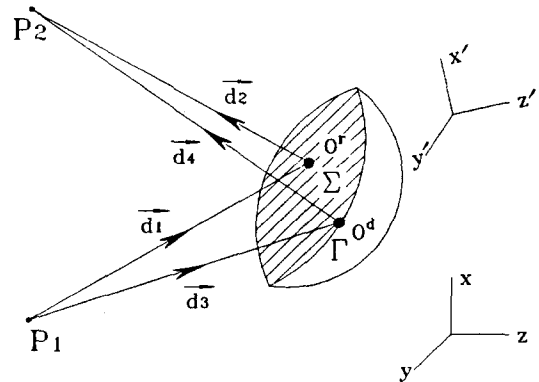


그림 1. 부반사판의 기하학적 구조

Fig. 1. The geometry of an arbitrary shaped subreflector.

반사파(GO파)는  $P_1$ 에서 조사되어  $\Sigma$ 상의 반사점  $O^r$ 을 맞고  $P_2$ 에 도달한다. 급전점에서 반사점까지의 거리는  $d_1$ , 반사점에서 관찰점까지의 거리는  $d_2$ 이다. 복반사판 안테나에서 주반사판을 지난 전자계는 개구면에서 동위상이어야 하기 때문에 반사점은 반드시 관찰점과 주반사판의 쏘점을 잇는 직선상에 존재해야 한다. 회절파는  $P_1$ 에서 조사되어 회절점  $O^d$ 를 맞은 후 쏘점을 거치지 않고  $P_2$ 에 도달한다. 이때 급전점에서 회절점까지의 거리는  $d_3$ , 회절점에서 관찰점까지의 거리는  $d_4$ 이며, 회절점  $O^d$ 는 반드시  $\Gamma$ 상에 존재해야 한다.

## III. 반사파 계산

### 1. 반사점의 결정

주반사판 포물면의 초점을 원점으로 하는 좌표계 (X, Y, Z)를 주 좌표계라고 정의하면, 임의의 곡면 S는 주 좌표계의 두 변수 x, y의 함수로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$z = f(x, y) \tag{1}$$

주반사판을 통과한 반사파가 개구면에서 등위상을 이루어야 하므로 부반사판으로부터 반사된 파는 반드시 주반사판의 초점을 지나야 한다. 따라서 반사점은 관측점과 부반사판의 한 초점(원점)을 잇는 직선상에 존재하여야 한다.

관측점 P<sub>2</sub>의 좌표를 (x<sub>2</sub>, y<sub>2</sub>, z<sub>2</sub>)라 할때 관측점과 원점을 지나는 직선 방정식은

$$x = x_2 t, \quad y = y_2 t, \quad z = z_2 t \tag{2}$$

로 되고, 여기서 t는 매개 변수이다. 반사점은 이 직선과 반사면이 교차하는 점이므로 반사점을 수치적으로 구하기 위해 다음과 같은 가격함수(cost function)를 정의한다.

$$C(t) = (z_2 t - f(x_2 t, y_2 t))^2 \tag{3}$$

이 가격함수를 최소화하는 t를 수치 해석 방법에 의해 찾아내고 그 결과를 식(2)에 대입하면 반사점을 얻을 수 있다.

2. 경계의 결정

윽셀 반사판의 경우, 수치적으로 구한 반사점이 실제 반사판의 외부에 존재하는 경우가 발생하기 때문에 반사점이 반사판 상에 위치 하는가를 판단하기 위해 반사판의 경계를 결정해야한다.

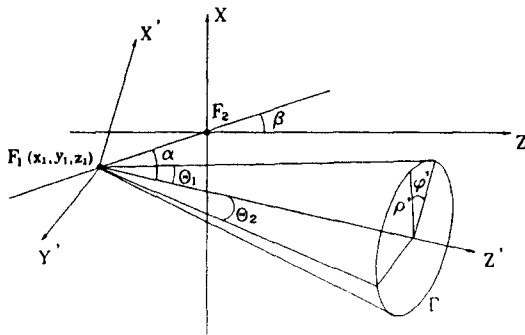


그림 2. 부반사판의 경계를 표현하기 위한 좌표계  
Fig. 2. The coordinate system to represent the boundary of a subreflector.

반사판의 경계는 그림 2와 같이 부반사판 표면(S)과 타원뿔이 교차하는 폐곡선(Gamma)으로 정의한다. 그림에서 F<sub>1</sub>과 F<sub>2</sub>는 타원면 또는 쌍곡면의 두 초점이다. F<sub>1</sub>과 급전점 P<sub>1</sub>는 같은 점을 나타내며 좌표는 (x<sub>1</sub>, y<sub>1</sub>, z<sub>1</sub>)으로 주어진다.

경계의 정의를 편리하게 하기위하여 급전점을 중심으로 하는 좌표계 (X', Y', Z')을 도입하고 이를 부 좌표계로 정의한다. 그림에서 theta<sub>1</sub>과 theta<sub>2</sub>는 각각 x'과 y' 방향에 대한 타원뿔의 개구각(flare angle)이며 alpha는 혼의 중심축과 부반사판 축과의 경사각, beta는 부반사판 축과 주반사판 축과의 경사각이다. 주 좌표계(X, Y, Z)와 부 좌표계(X', Y', Z')사이에는 다음 관계가 성립한다.

$$x' = (x - x_1) \cos(\beta - \alpha) - (z - z_1) \sin(\beta - \alpha) \tag{4a}$$

$$y' = y \tag{4b}$$

$$z' = (x - x_1) \sin(\beta - \alpha) + (z - z_1) \cos(\beta - \alpha) \tag{4c}$$

경계 Gamma는 폐곡선이므로 경계상에 존재하는 점들은 원통 좌표계성분인 phi' (0 <= phi' <= 2pi)에 의하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$x' = g_1(\phi') = \rho' \cos \phi' \tag{5a}$$

$$y' = g_2(\phi') = \rho' \sin \phi' \tag{5b}$$

$$z' = g_3(\phi') = \rho' \sqrt{\left(\frac{\cos \phi'}{\tan \theta_1}\right)^2 + \left(\frac{\sin \phi'}{\tan \theta_2}\right)^2} \tag{5c}$$

여기서 원통좌표성분인 rho'은 phi'의 함수이다. 식(4)로부터 다음의 비선형 방정식을 얻는다.

$$z + 2F + y' \sin(\beta - \alpha) - z' \cos(\beta - \alpha) = 0 \tag{6}$$

여기서 F는 곡면의 초점거리(focal length)로서 2F는 두 초점간의 거리를 나타낸다. phi'가 주어졌을 때 식(6)을 수치적으로 풀어서 z'을 얻고 그 결과를 다시 식(5)에 대입하여 rho'을 얻는다. 이산적으로 증가하는 phi'에 대응하는 rho'의 값들을 구한 후 수치 보간법에 의해 임의의 phi'에 대한 rho'(phi')을 구할 수 있다. 이렇게 구한 rho'으로부터 반사점의 존재 여부를 판단한다. 이를 위해 다음과 같이 판정식을 정의한다.

$$\sqrt{(x')^2 + (y')^2} \leq \rho' \tag{7}$$

수치적으로 구한 반사점이 위의 판정식을 만족하는 경우 관측점에서 반사파가 존재하며, 그외의 관측점에

서는 반사파가 존재 하지 않는다.

3. 반사전계의 계산

반사점이 구해지면 관측점에서의 반사전계를 구할 수 있다. 반사점  $O'$ 에 부딪힌 후 관찰점  $P_2$ 에 도달하는 전계는 다음과 같다.<sup>[8]</sup>

$$\vec{E}^r(P_2) = -(DF)e^{-jkd_2} \{ \vec{E}^i(O') - 2[ \vec{E}^i(O') \cdot \hat{N} ] \hat{N} \} \quad (8)$$

여기서  $\vec{E}^i$ 는 반사점  $O'$ 에 입사되는 전계를,  $\vec{E}^r$ 은 관찰점에 도달되는 반사전계를 나타낸다.  $\hat{N}$ 은  $O'$ 에서 부반사판 면에 수직인 단위벡터이고  $DF$ 는 확산계수(divergence factor)이다. 급전점을 향하고 있는  $\hat{N}$ 은 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\hat{N} = \Delta (f_x \hat{x} + f_y \hat{y} - \hat{z}) \quad (9)$$

여기서  $\Delta = (f_x^2 + f_y^2 + 1)^{-1/2}$ 이고  $f_x$ 와  $f_y$ 는 각각 곡면 함수  $f(x, y)$ 에 대한  $x$ 와  $y$ 의 편미분을 나타낸다.

확산계수  $DF$ (divergence factor)는 다음과 같이 표현된다.

$$DF = \sqrt{\frac{R_1' R_2'}{(R_1' + d_1)(R_2' + d_2)}} \quad (10)$$

여기서  $R_1'$ ,  $R_2'$ 는  $O'$ 를 맞고 반사된 반사파의 주곡률반경이다.<sup>[10]</sup>

GO에 의하여 구해진 반사파는 반사점의 존재여부에 따라 그림자 경계를 기준으로 반사파가 존재하는 영역과 존재하지 않는 영역으로 나누어진다. 따라서 반사파는 실제 복사패턴과 잘 맞지 않는다. 이러한 GO의 단점은 회절파를 고려하므로써 극복될 수 있다.

IV. 회절파 계산

1. 회절점의 계산

그림 3에서 회절점  $O^d$ 는 다음과 같은 Keller의 회절법칙으로부터 구해진다.<sup>[4]</sup>

$$\frac{1}{d_3} \vec{d}_3 \cdot \hat{i} = \frac{1}{d_4} \vec{d}_4 \cdot \hat{i} \quad (11)$$

여기서  $\hat{i}$ 는 회절점  $O^d$ 에서  $\Gamma$ 의 단위 접선 벡터이다. 식(11)은  $\hat{i}$ 가 입사파와 이루는 각과  $\hat{i}$ 가 회절파가 이루는 각이 같음을 의미한다. 부 좌표계( $X', Y', Z'$ )에서의 급전점  $P_1$ 의 좌표를  $(x_1', y_1', z_1')$ , 관측점  $P_2$ 의 좌표를  $(x_2', y_2', z_2')$ 라고 할때 식(11)은 다음과 같은 원통좌표계 성분  $\phi'$ 에 대한 비선형 미분 방정식이 된

다.

$$\begin{aligned} & \left( \frac{g_1 - x_1'}{d_3} + \frac{g_1 - x_2'}{d_4} \right) \frac{\partial g_1}{\partial \phi'} \\ & + \left( \frac{g_2 - y_1'}{d_3} + \frac{g_2 - y_2'}{d_4} \right) \frac{\partial g_2}{\partial \phi'} \\ & + \left( \frac{g_3 - z_1'}{d_3} + \frac{g_3 - z_2'}{d_4} \right) \frac{\partial g_3}{\partial \phi'} = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

여기서  $g_1, g_2, g_3$ 는 식(5)에 정의되었다. 식(12)를 만족하는  $\phi'$ 은 수치적 방법으로 구해지며  $0^\circ$ 에서  $360^\circ$  까지 범위에서 구해야 한다. 여기서 구한 해들은 모두 독립적인 회절점들을 나타내며, 회절점의 갯수는 예측할 수 없다.

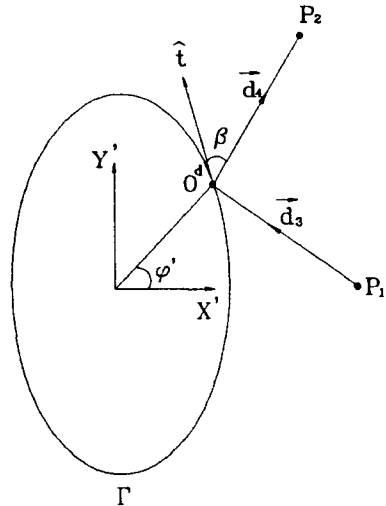


그림 3. 부반사판 경계로부터의 회절  
Fig. 3. Diffraction from the edge of a sub-reflector.

2. 회절파의 계산

일단 회절점들이 구해지면 회절점으로부터 관찰점에 도달하는 회절파를 계산해야한다. 3차원 회절파를 구하기 위하여 그림 4와 같이 모서리 고정 좌표계를 도입한다. 그림에서  $(\hat{s}, \beta_o, \phi)$ 와  $(\hat{s}', \beta_o', \phi')$ 은 각각 입사파와 회절파에 대한 모서리 고정 좌표계를 나타내며  $\hat{e}$ 는 가장자리의 접선 벡터,  $\hat{s}$ 와  $\hat{s}'$ 은 각각 회절파와 입사파의 진행방향에 대한 단위 벡터이다. 또  $\beta_o$ 는  $\hat{s}$ 와  $\hat{e}$ 가,  $\beta_o'$ 은  $\hat{s}'$ 과  $\hat{e}$ 가 이루는 각으로서 두 각은 Keller의 회절법칙에 따라 같은 값을 갖는다. o-평면과 n-평면은 가장자리를 이루는 두개의 평면을 나타낸다.  $\hat{s}$ 와  $\hat{e}$ 를 포함하는 평면을 회절평면,  $\hat{s}'$ 과  $\hat{e}$

를 포함하는 평면을 입사평면으로 정의할 때,  $\psi$  와  $\psi'$  은 각각 가장자리에 접하는 접평면과 회절평면, 접평면과 입사평면이 이루는 각이다.

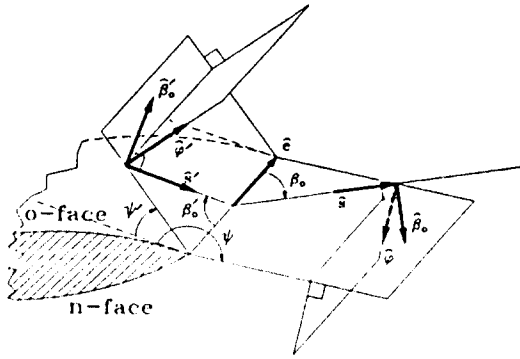


그림 4. 모서리 고정 좌표계  
Fig. 4. Edge-fixed coordinate system.

이들 좌표계를 이용하여 입사파와 회절파를 표현하면 다음과 같다.

$$E^i = E_{\beta_0}^i \hat{\beta}_0 + E_{\psi}^i \hat{\psi} \quad (13)$$

$$E^d = E_{\beta_0}^d \hat{\beta}_0 + E_{\psi}^d \hat{\psi} \quad (14)$$

여기서  $E^i$ 는 입사전계를,  $E^d$ 는 회절전계를 나타낸다.

가장자리(edge)로부터 발생하여 관측점  $P_2$ 에 도달하는 3차원 UDT회절파는 다음 식으로 구할 수 있다.<sup>[8]</sup>

$$\begin{bmatrix} E_x^d(P_2) \\ E_y^d(P_2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_1 & 0 \\ 0 & -D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta_0}^d(O^d) \\ E_{\psi}^d(O^d) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{\rho}{d_1(d_1+\rho)}} e^{-jk_0 d_1} \quad (15)$$

여기서  $D_{s,h}$ 는 각각 소프트 및 하드 3차원 UDT회절계수,  $\rho$ 는 커스틱 거리(caustic distance)이며  $d_1$ 는 회절점  $O^d$ 로부터 관측점까지의 거리이다. 3차원 UDT 회절계수는 소프트와 하드에 대해

$$D_{s,h} = (L^i, L^r, L^m, \psi, \psi', \beta_0, n) = D_1 + D_2 \mp (D_3 + D_4) \quad (16)$$

로 주어지고, 회절계수의 각 성분들은 다음과 같다.

$$D_1 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi - (\psi - \psi')}{2n} \right] F \left[ kL^i a^+(\psi - \psi') \right] \quad (17a)$$

$$D_2 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi - (\psi - \psi')}{2n} \right] F \left[ kL^i a^-(\psi - \psi') \right] \quad (17b)$$

$$D_3 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi + (\psi + \psi')}{2n} \right] F \left[ kL^m a^+(\psi + \psi') \right] \quad (17c)$$

$$D_4 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi - (\psi + \psi')}{2n} \right] F \left[ kL^r a^-(\psi + \psi') \right] \quad (17d)$$

반사판의 두께를 매우 얇은 것으로 생각할 때  $n=2$ 로 주어진다.  $F[\cdot]$ 는 천이함수(transition function)로서 그림자경계에서도 정확한 계산결과를 얻을 수 있게 한다.<sup>[11]</sup> 함수  $a^+(\cdot)$ 는 [8]에 정의되어 있다.

입사파와 관련된 거리변수  $L^i$ 는 다음과 같다.<sup>[8]</sup>

$$L^i = \frac{s(\rho_e^i + s)\rho_1^i \rho_2^i}{\rho_e^i(\rho_1^i + s)(\rho_2^i + s)} \sin^2 \beta_0 \quad (18)$$

여기서  $\rho_1^i$ 는 입사파의 진행방향 벡터  $\hat{s}$ 와 반사면의 수직벡터를 포함하는 입사면에 있는 회절점에서의 입사파면의 곡률반경이다. 입사파가 구면파이고 급전점에서 회절점까지의 거리가  $s'$ 일 경우  $\rho_2^i = \rho_e^i = s'$ 이다.

회절파와 관련된 거리변수  $L^r$ 은 다음과 같다.<sup>[8]</sup>

$$L^{r,n} = \frac{s(\rho_e^{r_0,n} + s)\rho_1^{r_0,n} \rho_2^{r_0,n}}{\rho_e^{r_0,n}(\rho_1^{r_0,n} + s)(\rho_2^{r_0,n} + s)} \sin^2 \beta_0 \quad (19)$$

여기서  $\rho_1^r$ 과  $\rho_2^r$ 은 반사파의 주곡률반경이며 첨자 0와 n은 o-평면과 n-평면을 나타낸다. 반사판이 하나의 도체판으로 이루어졌다고 가정하였으므로  $\rho_1^{r,0}$ 과  $\rho_1^{r,n}$ 은 같은 값을 가지며 그결과  $L^r$ 과  $L^r$ 은 같다. 회절점에서의 주곡률반경  $\rho_1^r$ 과  $\rho_2^r$ 는 다음식을 만족한다.<sup>[8]</sup>

$$\frac{1}{\rho_1^r} = \frac{1}{\rho_1^i} - \frac{2}{a_1(\hat{s} \cdot \hat{n})} \quad (20a)$$

$$\frac{1}{\rho_2^r} = \frac{1}{\rho_2^i} - \frac{2(\hat{s}' \cdot \hat{n})}{a_2} \quad (20b)$$

여기서  $\hat{n}$ 은 회절점에서의 반사판의 단위 수직 벡터  $a_1$ 과  $a_2$ 는 각각 입사면 방향과 입사면에 수직인 방향의 곡률반경이다. 반사면의 중심이 입사파원에 대하여 불룩하면 곡률반경은 0보다 크고, 오목하면 0보다 작다.<sup>[12]</sup>

거리  $\rho_e^r$ 은 반사파와 모서리를 포함하는 평면위에 놓인 회절점에서의 반사파의 곡률반경으로서 다음식을 만족한다.<sup>[8]</sup>

$$\frac{1}{\rho_e^r} = \frac{1}{\rho_e^i} - \frac{2(\hat{n}_e \cdot \hat{n})(\hat{s}' \cdot \hat{n})}{|a_e| \sin^2 \beta_0} \quad (21)$$

여기서,  $a_e$ 와  $\hat{n}_e$ 는 각각 회절점에서 모서리의 곡률 반경과 모서리에 대한 수직 단위벡터이다. 모서리 커스틱(edge caustic)  $\rho$ 는 다음과 같다.<sup>[8]</sup>

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_e^i} - \frac{\hat{n}_e \cdot (\hat{s}' - \hat{s})}{|a_e| \sin^2 \beta_0} \quad (22)$$

V. 합성 전개

부분사판으로부터 산란되어 관찰점에 도달한 합성 전개는 기하광학 근사에 의하여 구한 반사전계에 회절 전개들을 더하므로써 구해진다. 반사파는 오직 하나이지만 회절파는 회절점의 갯수만큼 존재한다. 따라서 관찰점에서의 전개는 다음과 같이 구해진다.

$$\vec{E}^{tot}(P_2) = \vec{E}^r(P_2) + \sum_{n=1}^{N_d} \vec{E}_n^d(P_2) \quad (23)$$

여기서  $\vec{E}^{tot}$ 는 합성 전개,  $\vec{E}^r$ 은 반사전계,  $\vec{E}_n^d$ 는 n번째 회절전계를 가리키며,  $N_d$ 는 회절점의 갯수이다. 회절점의 갯수는 관찰점의 위치와 반사판 가장자리의 형태에 따라 결정된다.

VI. 수치해석 결과

1. 이상적 급전함수

일반적으로 반사판 안테나의 복사특성을 해석할 때 급전을 이상적 함수로 가정하여도 실제의 경우와 거의 유사한 특성을 얻게된다. 이 논문에서는 다음과 같이 y-편파된 구면파(spherical source)를 급전함수로 가정한다.

$$\vec{E}^i(r', \theta', \phi') = \frac{120\pi}{(r'/\lambda)} e^{-jkr'} [\sin \phi' \hat{\theta}' + \cos \phi' \hat{\phi}'] \quad (24)$$

여기서  $\lambda$ 는 파장이며  $(r', \theta', \phi')$ 는 급전점  $P_1$  을 중심으로 하는 구면 좌표계이다. 구면 좌표계로 주어진 입사전계는 직각 좌표계로 변환하여 적용해야 한다.

2. 쌍곡면 부분사판

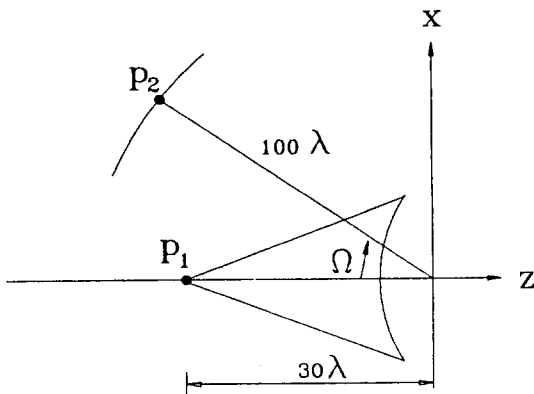
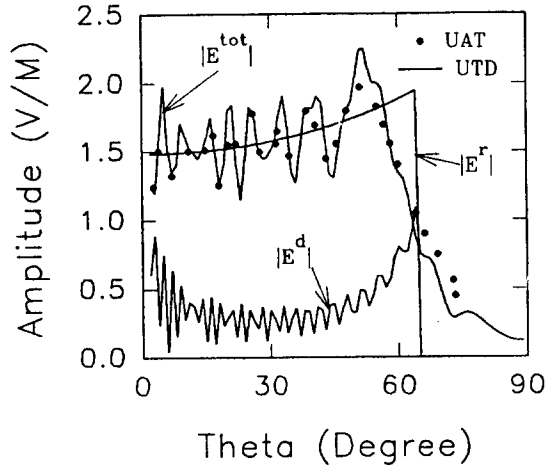
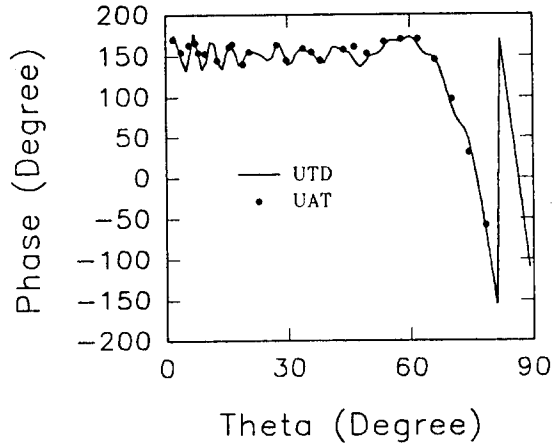


그림 5. 대칭형 쌍곡면 부분사판의 구조  
Fig. 5. The geometry of the symmetric hyperboloidal subreflector.

그림 5에 보여진 쌍곡면 반사판은 주로 캐서그레인 안테나의 부분사판으로 사용된다. 이 논문에서는 다음과 같이 대칭형 쌍곡면을 선택하였다.



(a)



(b)

그림 6. 쌍곡면 부분사판의 복사패턴 ( $\phi = 0^\circ$ )

a) 크기 b) 위상

Fig. 6. Radiation pattern of the hyperboloidal reflector. ( $\phi = 0^\circ$ )

a) amplitude b) phase

대칭형이므로  $\alpha = \beta = 0^\circ$ 이다.

$$z/\lambda = f(x, y) = -15.0 + 6.54 \left[ 1 + \frac{x^2 + y^2}{(13.5\lambda)^2} \right]^{1/2} \quad (25)$$

쌍곡면의 한 초점  $P_1$ 에 급전원이 위치하며 다른 초점은 기준 좌표계(X, Y, Z)의 원점과 일치한다. 급전  $P_1$ 의 좌표는 (0, 0,  $-30\lambda$ ), 관찰점  $P_2$ 의 좌표는

$(10^2\lambda\sin\Omega, 0, -10^2\lambda\cos\Omega)$ 이고, 혼의 개구각이  $\theta_1 = \theta_2 = 27.6^\circ$ 로 주어져 있다. 주 좌표계에서  $\phi = 0^\circ$ 인 평면에서 공간각  $\Omega$ 를 증가시키면서 복사패턴을 계산한 결과가 그림 6에 나와 있다. 그림에서 보는 바와 같이 반사파의 불연속을 회절파가 잘 보상해 주고 있다. 이 결과는 S. W. Lee 의 UAT에 의한 계산 결과<sup>[7]</sup>와 잘 맞는다. 위상 역시 UAT의 계산 결과와 잘 맞는다.

3. 읍셀 타원면 반사판

읍셀 그레고리언 안테나의 부반사판으로 사용되는 타원면 역시 쌍곡면과 같은 방법으로 나타낼 수 있으며 그 구조는 그림 7과 같다.

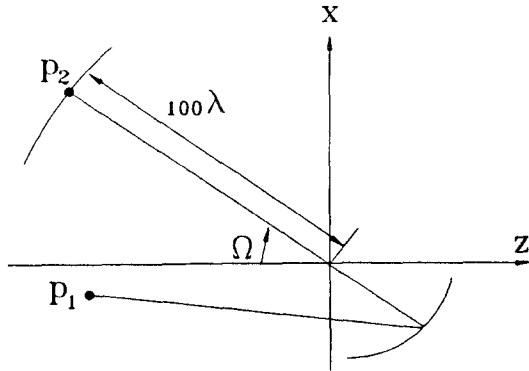
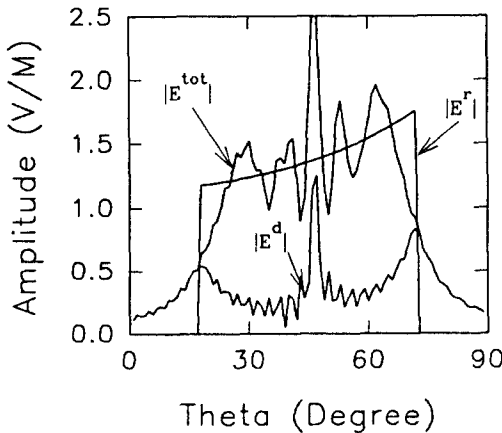


그림 7. 읍셀 타원면 부반사판의 구조  
Fig. 7. The geometry of the offset ellipsoidal subreflector.



(a)

급전 혼은 역시 타원면의 한쪽 초점  $P_1$ 에 위치하며 다른 초점은 원점에 위치한다. 주파수 12GHz에서 이심률이 0.538, 초점 거리는 0.7m,  $\alpha = 17.0^\circ, \beta = 5.4^\circ$ 로 주어진 타원면의 방정식은 다음과 같다.

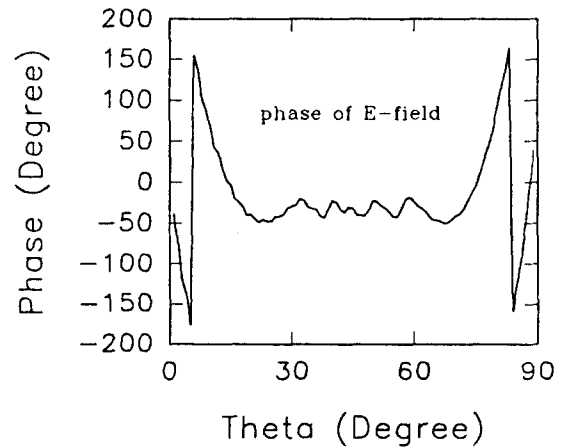
$$f(x, y) = 0.03623x - 0.69491 + \frac{1}{2.41366} \sqrt{-8.14557x^2 - 8.17220y^2 - 1.02166x + 9.79831} \quad (26)$$

그림 8은 원뿔( $\theta_1 = 10^\circ, \theta_2 = 10^\circ$ )로 정의된 타원면 부반사판의  $\phi = 0^\circ$ 인 평면에 대한 복사패턴이다.

타원면 반사판의 경우도 회절파가 반사파의 불연속을 잘 보상해주고 있지만 패턴 중앙 부근에서는 회절파가 급격히 증가한다. 이는 커스틱 거리와 회절점에서 관찰점까지의 거리가 같아지기 때문에 생기는 계산상의 오차이다. 이 문제점은 등가전류법(ECM: Equivalent Current Method)을 사용하여 극복할 수 있다.<sup>[14-16]</sup> 위상의 경우는 모든 관찰점에서 정확한 결과를 보여주고 있다.  $\phi = 0^\circ$ 인 평면에서는 교차편파를 발생시키는  $E_x$ 와  $E_z$ 성분은 나타나지 않는다.

그림 9는  $\phi = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 인 평면에서의 복사 패턴이다. 여기서는 부정확한 결과는 나타나지 않으며  $\phi$ 가 증가함에 따라 전계의 세기는 점차 감소한다.

그림 10과 그림 11은 타원뿔( $\theta_1 = 8^\circ, \theta_2 = 10^\circ$ )에 의해 정의된 타원면 부반사판의 복사패턴을 보여주고 있다. 타원형 읍셀인 경우  $\phi = 0^\circ$ 인 평면에서 계산 결과를 얻었으며,  $\theta_1 = 8^\circ$ 로서 원형 읍셀보다 개구각이 작



(b)

그림 8. 원뿔에 의해 정의된 타원면 부반사판의 복사패턴 ( $\phi = 0^\circ$ )

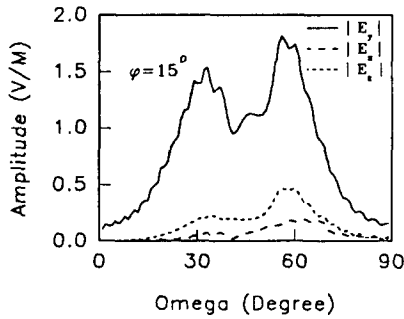
a) 크기 b) 위상

Fig. 8. Radiation pattern of the ellipsoidal reflector defined by a circular corn. ( $\phi = 0^\circ$ )

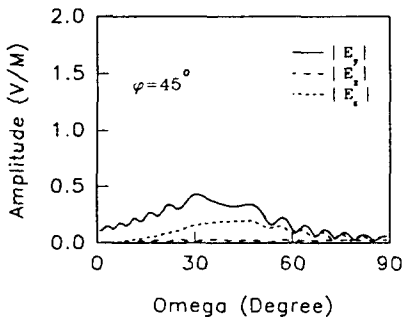
a) amplitude b) phase

아졌기 때문에 반사파가 존재하는 영역이 감소하였다.

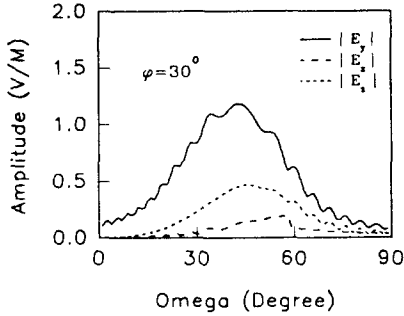
크기가 전체적으로 약간씩 감소하였다.



(a)



(b)



(c)

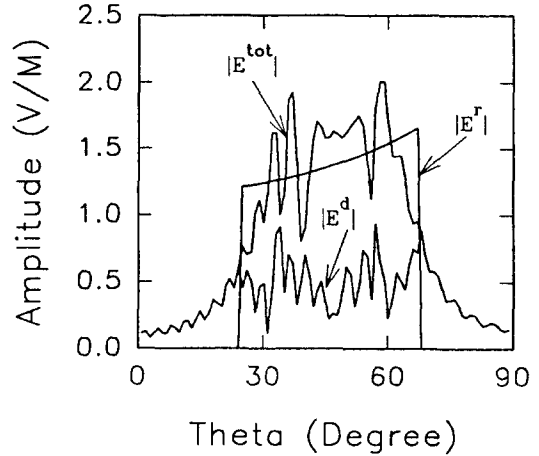
그림 9. 여러 관측각에 대한 원뿔에 의해 정의된 타원면 부반사판의 복사패턴

a)  $\phi = 15^\circ$  b)  $\phi = 30^\circ$  c)  $\phi = 45^\circ$

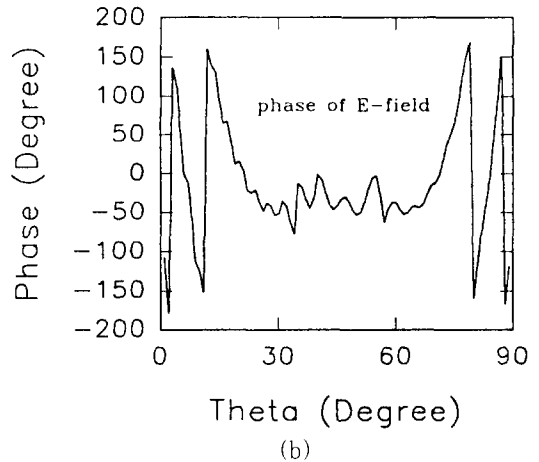
Fig. 9. Radiation patterns of the ellipsoidal reflector defined by a circular corn for various observation angles.

a)  $\phi = 15^\circ$  b)  $\phi = 30^\circ$  c)  $\phi = 45^\circ$

$\phi$ 에 대한 복사 패턴은 원형 읍셀과 거의 유사하지만



(a)



(b)

그림 10. 타원뿔에 의해 정의된 타원면 부반사판의 복사패턴 ( $\phi = 0^\circ$ )

a) 크기 b) 위상

Fig. 10. Radiation pattern of the ellipsoidal reflector defined by an elliptic corn. ( $\phi = 0^\circ$ )

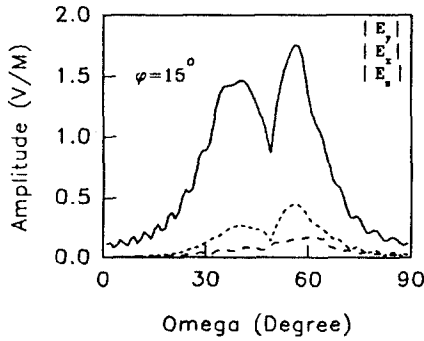
a) amplitude b) phase

### VII. 결 론

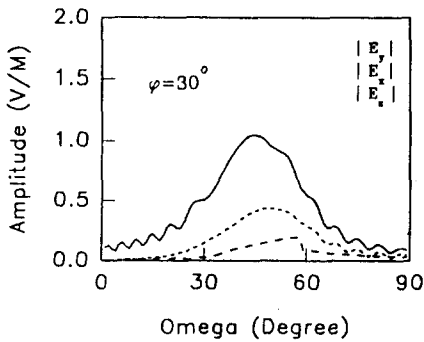
위성 탑재용 복반사판 안테나에 사용되는 부반사판의 복사특성을 UTD를 이용하여 해석하였다. 기하광학적 근사에 의하여 구한 반사파에 회절파를 합하여 완전한 복사 패턴을 구하였다. 반사점은 부반사판의 기하학적 특성으로부터 구하였고, 회절점들은 Keller의 회절 법칙으로부터 찾아내었다. UTD회절계수를 이용하므로써 그림자 경계에서 회절파가 계산될 수 있도록



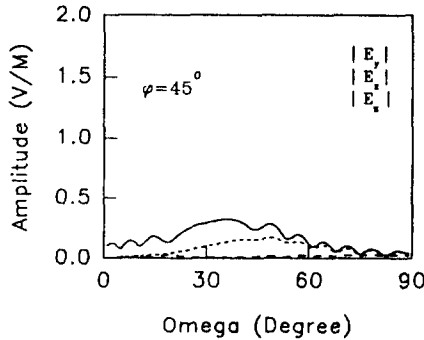
하였다.



(a)



(b)



(c)

그림 11. 여러 관측각에 대한 타원뿔에 의해 정의된 타원면 부반사판의 복사패턴

a)  $\phi = 15^\circ$  b)  $\phi = 30^\circ$  c)  $\phi = 45^\circ$

Fig. 11. Radiation patterns of the ellipsoidal reflector defined by an elliptic corn for various observation angles.

a)  $\phi = 15^\circ$  b)  $\phi = 30^\circ$  c)  $\phi = 45^\circ$

구면파로 급전되는 경우에 대한 부반사판의 복사 패턴이 계산되었다. 대칭형 쌍곡면 반사판의 복사패턴을

계산하고 UAT계산 결과와 비교하여 계산 결과의 타당성을 입증하였다. 옴셀 그레고리언 안테나의 부반사판인 타원면에 대한 복사특성이 여러 관찰각에 대하여 주어졌다. 부반사판이 원뿔로 정의된 경우와 타원뿔로 정의된 경우의 복사패턴을 계산한 결과 대부분의 경우 GO파의 불연속을 회절파가 완전히 보상해 주었지만, 원형 옴셀인 경우  $\phi = 0^\circ$ 일때 중앙부근에서 부정확한 계산결과를 보였다. 이 문제는 등가 전류법에 의하여 극복될수 있을 것이다.

※ 이 논문은 한국통신 위성사업의 연구비로 수행되었습니다.

참고 문헌

- [1] Hansen, Moment methods in Antennas and Scattering. Boston : Artec House, 1990.
- [2] V. Galindo-Israel, R. Mittra, "A new series representation for the radiation integral with application to reflector antennas," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.25, pp. 631-641, Sept. 1977.
- [3] Y. Rahmat-Samii, V. Galindo-Israel, "Shaped reflector antenna analysis using the Jacobi-Bessel series," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 28, pp. 425-435, July 1980.
- [4] J. B. Keller, "Geometrical theory of diffraction," Jour. Opt. Soc. Amer., vol 52, no.2, pp. 116-130, Feb. 1962.
- [5] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak, "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface," Proc. IEEE, vol. 62, pp. 1448-1461, Nov. 1974.
- [6] R. G. Kouyoumjian, "The Geometrical Theory of diffraction and its applications," in Numerical and Asymptotic Techniques in Electromagnetics, R. Mittra(ed.), Springer Verlag, New York, 1975.
- [7] S.W. Lee, P. Cramer, JR., K. Woo and Y. Rahmat-Samii, "Diffraction by an arbitrary subreflector : GTD Solution,"

- IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, no. 3, pp. 305-316, May 1979.
- [8] D. A. McNamara, C. W. I. Pistorius and J. A. G. Malherbe, Introduction to The Uniform Geometrical Theory of Diffraction. Boston : Artech House, 1990.
- [9] A. W. Love, Reflector Antenna. New York : IEEE, 1978.
- [10] Deschamps, G. A., "Ray Techniques in Electromagnetics," Proc. IEEE, vol. 60, pp. 1022-1035, Sep. 1972.
- [11] C. A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics. New York : Wiley, 1989.
- [12] S. W. Lee, "Differential Geometry for GTD Applications." Technical Report, Univ. of Illinois Electromagnetics Lab., Oct., 1977.
- [13] Y.T.Lo and S.W.Lee, Antenna Handbook. New York: Van Nostrand Company, 1988.
- [14] C. E. Ryan, Jr., and L. Peters, Jr., "Evaluation of edge-diffracted fields including equivalent currents for the caustic regions," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-17, pp. 292-299, May, 1969.; erratum, vol. AP-18, p.275, Mar. 1970.
- [15] A. Michaeli, "Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-32, no. 3, pp. 252-258, March 1984 ; erratum, vol. AP-33, no. 2, p. 227, Feb. 1985.
- [16] A. Michaeli, "Elimination of infinities in equivalent edge currents, Part I : Fringe current components," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-34, no.7, pp. 912-918, July 1986.

---

— 저 자 소 개 —

---



林奎汰(正會員)

1968년 9월 26일 생. 1991년 2월 한양대학교 전자통신공학과 졸업(학사). 1993년 3월 한양대학교 전자통신공학과 대학원 졸업(석사). 1994년 12월 현재 한양대학교 전자통신공학과 박사과

정 주관심분야는 위성통신, 안테나공학 및 전자파 산란임.

李相高(正會員) 제31권 A편 11호 참조

현재 한양대학교 전자통신공학과 교수