

가우시안 빔 모드에 의한 원뿔형 컬러게이트
급전 혼의 복사특성에 관한 연구

正會員 張 大 錫* 正會員 李 相 高**

A Study on the Radiation Characteristics of the Conical
Corrugated Feed Horn using the Gaussian Beam Mode

Dae-Seok Chang*, Sang-Seol Lee** *Regular Members*

要 約

원뿔형 컬러게이트 급전 혼의 복사특성을 가우시안 빔 모드이론으로 해석한다. 혼 개구면의 전계를 Gaussian-Laguerre모드로 전개하며, 이 모드가 파동방정식의 해임을 밝히고, 모드 확장계수에 의하여 개구면의 전계를 계산함으로써, 종래의 기본모드에 의한 복사특성 해석의 오차를 줄일 수 있게 한다.

C-밴드, Ku-밴드 및 밀리미터파 대역에서 동작하는 컬러게이트 혼 안테나의 복사패턴을 계산하였다. 각 밴드에 대하여 계산한 복사패턴은 벡터 포텐셜 적분법에 의하여 구한 복사패턴 및 6.175GHz에서의 실측치 등과 잘 일치한다.

ABSTRACT

The radiation characteristics of the conical corrugated feed horn are analyzed by the Gaussian beam mode theory. The electric field over the aperture can be expanded in terms of a set of Gaussian-Laguerre modes. It is proved that these modes are the solutions of the wave equations for the paraxial approximation. A method, using the sum of the mode expansion coefficients instead of calculating only the fundamental mode, is presented in order to reduce the radiation pattern error.

For illustrative examples, the radiation patterns of the corrugated horn antenna operating over C, Ku, and mm-wave band are calculated. Our results agree well with the results obtained by the vector potential method over each band, and also agree well with the measured value at 6.175GHz.

* 群山大學 情報通信工學科
Kunsan National Univ.

** 漢陽大學校 電子通信工學科
Dept. of Electronic Communication Engineering Han
Yang University.

論文番號 : 93191
接受日字 : 1993年 10月 7日

1. 서 론

위성통신 지구국용 안테나는 이득이 높고 부엽준

위(Side Lobe Level)가 낮으며, 교차편과 성분이 작은 특성을 가져야 한다. 특히, 직경이 수십미터 되는 대형 안테나의 경우 안테나의 무게 뿐 아니라 송수신 장치의 무게로 인하여 안테나 구동에 어려움을 주기 때문에 일반 도파관을 통하여 급전하는 기존 방식은 거의 사용할 수 없다. 이 문제점을 해결하기 위하여 저손실 전송 시스템과 각종 방사판 안테나의 급전에는 혼 안테나가 널리 이용된다. 일반적으로 혼 안테나는 광대역에서 부엽준위 및 교차편과성분이 높고, 이퍼취 패턴이 비대칭인 단점이 있다. 이러한 점을 컬러게이트 혼 안테나로 보완할 수 있다.^[1]

컬러게이트 혼 안테나는 1960년대 초에 미국과 오스트레일리아에서 최초로 연구 되었다.^[2] 1960년대 중반에 원뿔형 컬러게이트 혼 안테나가 캐서크라인 안테나의 급전용으로 사용될 수 있음을 Kay, Thomas 및 Rumsey 등이 확인하였다.^{[2],[3],[4]} 그 뒤에, 혼 내부의 전계를 하이브리드 모드로 해석하는 연구결과가 발표되었다.^[5]

원뿔형 컬러게이트 혼 안테나의 복사패턴을 계산하는 방법으로는 벡터포텐셜 직분법이 많이 사용되고 있다. 가우시안 빔 모드로 해석하여 계산하는 방법도 있으나 실측치와는 많은 오차를 보이고 있다.^[6] 가우시안 빔 모드 이론은 의사광학(Quasi Optics) 이론으로서, 광학의 패배시열(paraxial) 원리를 기초로 하고 있으며 파동방정식을 근사적으로 만족한다.^[7] 이 가우시안 빔 모드는 수식이 간단하고 빔 변환 등에 의해 쉽게 전자기 성분을 계산할 수 있기 때문에 빔 웨이브가이드 내의 전파특성 및 직송 안테나의 복사특성 등의 계산에 응용되고 있다. 그러나, 지금까지의 연구 결과는 기본모드만을 적용하여 해석함으로써, 특성계산 결과가 다른방법이나 실측치와 큰 오차를 갖는 단점이 있다.

이 연구에서는 컬러게이트 혼 이퍼취의 전계를 Gaussian-Laguerre 모드로 확장하여 복사패턴 계산에 적용함으로써, 기존 연구에서 발생한 오차를 감소시키는 방법을 제시한다. 먼저 Gaussian-Laguerre 모드를 이론을 기초로 하여 컬러게이트 혼 이퍼취의 전계식으로부터 모드확장계수를 구하는 식을 유도한다. 또한, 가우시안 빔 모드로부터 빔 스폿(spot)의 크기 및 위상반경으로 표현되는 빔 파라미터 관계식을 구하고, 모드확장계수와 빔 파라미터 관계식으로부터 근거리 및 원거리영역에 대한 안테나 패턴을 구한다. 위의 방법을 이용하여 이미 설계된 C-밴드, Ku-밴드, 밀리미터파 대역의 컬러게이트 혼 안테나의 복

사패턴을 계산한다. 계산결과를 벡터포텐셜 직분법으로 구한 결과와 비교하고, 주파수 6.175GHz에서 측정된 실측치와 비교함으로써 이 연구의 타당성을 확인한다.

II. Gaussian-Laguerre 모드

컬러게이트 혼 안테나의 복사전계를 가우시안 모드로 유도하는 연구가 진행되었으나, 지금까지는 기본모드만을 적용함으로써 벡터포텐셜 직분법에 의한 결과 및 실측치와 비교할때 큰 오차를 보였다. 이러한 오차를 줄이기 위하여 이 연구에서는 모드확장계수를 혼 이퍼취 전계식으로부터 구하고 이를 복사패턴 계산에 적용한다.

그림 1은 z-축을 따라 놓여진 원뿔형 컬러게이트 혼을 나타낸다. 혼의 개구면은 x-y평면상에 놓여있다.

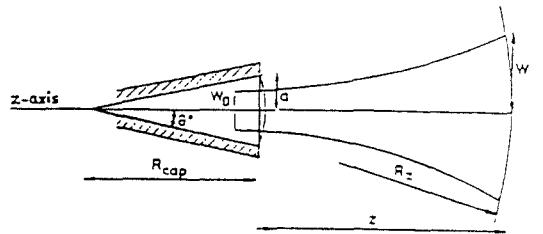


그림 1. 원뿔형 컬러게이트 혼
Fig. 1. Conical corrugated horn

사형 하이브리드 조건을 만족하는 y-축 선형편파인 경우, 혼 개구면에서의 전계는 다음식으로 주어진다.^{[8],[9]}

$$E_y(r) = A J_0^T(k_c, r) e^{-j \frac{k_0 r^2}{2R_{cap}}} \quad (1)$$

여기서 $r^2 = x^2 + y^2$

$$k_c = \frac{2.405}{a}$$

a : 개구면의 반경

k_0 : 자유공간 전파상수

$$J_0^T(x) = \begin{cases} J_0(x) & ; x < 2.405 \\ 0 & ; x > 2.405 \end{cases}$$

$J_0(x)$: 1종 Bessel 함수

이다. 식 (1)에서 주어진 Er 성분을 Gaussian-Laguerre 모드의 합으로 나타내기 위하여 다음식을 이용한다.

$$J_0^T(k_c, r) = \sum_{p=0}^{\infty} A_p L_p^0 \left[\frac{2r^2}{W^2} \right] e^{-\frac{r^2}{W^2}} \quad (2)$$

여기서, $P=0, 1, 2, 3, \dots$

$L_p^0[x]$: Laguerre 다항식

W : 진행거리 z 에서의 빔 스파트의 크기

이다. 즉, $p=0$ 인 경우는 기본 가우시안 빔 모드를 나타낸다. Laguerre 다항식에 대하여 다음 관계식이 성립한다.^[12]

$$\int_0^x L_N^0 \left[\frac{2r^2}{W^2} \right] L_M^0 \left[\frac{2r^2}{W^2} \right] e^{-\frac{2r^2}{W^2}} \cdot 2\pi r dr = \frac{2\pi W^2}{4} \delta_{NM} \quad (3)$$

이 계산에 필요한 계수 A_p 는 다음과 같이 계산된다.

$$A_p = \frac{4}{W^2} \int_0^{2.405/k_c} J_0(k_c, r) L_p^0 \left[\frac{2r^2}{W^2} \right] e^{-\frac{r^2}{W^2}} \cdot r dr \quad (4)$$

식 (4)에서 $r=au$ 로 치환하면 다음식을 얻는다.

$$A_p = \frac{4}{(W/a)^2} \int_0^1 J_0(2.405u) L_p^0 \left[\frac{2u^2}{(W/a)^2} \right] e^{-\frac{u^2}{(W/a)^2}} \cdot u du \quad (5)$$

여기서, W/a 는 임의의 상수로서 빔의 전력을 전달하는 주요모드의 수를 최소화시킬 수 있는 상수 값이다. 즉, 기본모드 내에 최대전력이 전달되도록 W/a 값을 선택할 수 있다.

기본모드 내의 부분전력은 다음식으로 주어진다.^{[10][13]}

$$\eta = \frac{\int_0^x A_0^2 e^{-\frac{2r^2}{W^2}} \cdot 2\pi r dr}{\int_0^x [J_0^T(k_c, r)]^2 \cdot 2\pi r dr} = \frac{\frac{1}{2} (W/a)^2 \left[\frac{4}{(W/a)^2} \right]^2 \left[\int_0^1 J_0(2.405u) e^{-\frac{u^2}{(W/a)^2}} \cdot u du \right]}{(0.51947)^2} \quad (6)$$

연속적 수치 계산에 의해, 기본모드 내의 부분전력이 최대치가 되는 W/a 값을 계산하면 다음과 같다.

$$W/a = 0.6435 \quad (7)$$

식 (7)의 값을 이용하여 계산한 계수값 A_p 와 각 모드 내의 부분전력 η_p 는 표 1.에 주어진다. 표 1.의 제 1열은 각 계수값을 나타내며, 제 2열은 각 모드에 대응되는 부분전력을 나타낸다. 차수가 15 이상인 경우($p > 15$)의 부분전력은 무시할 정도로 작으므로 여기서는 각 차수에 대한 계수와 부분전력을 15차 까지만 구하였다.

표 1. 각 차수에 대한 계수값 및 부분전력

Table 1. Values of the coefficients and the fractional powers

P	Ap	power
0	1.129787	9.793923E - 01
1	- 6.621150E - 06	3.363799E - 11
2	- 1.374621E - 01	1.449871E - 02
3	- 4.913785E - 02	1.852659E - 03
4	2.234902E - 02	3.832483E - 04
5	3.894052E - 02	1.163501E - 03
6	2.282619E - 02	3.997883E - 04
7	2.239527E - 04	3.848362E - 08
8	- 1.427174E - 02	1.562850E - 04
9	- 1.731702E - 02	2.300962E - 04
10	- 1.198817E - 02	1.102729E - 04
11	- 3.324284E - 03	8.479287E - 06
12	4.411061E - 03	1.492964E - 05
13	8.867678E - 03	6.033692E - 05
14	9.534391E - 03	6.975080E - 05
15	7.203357E - 03	3.981376E - 05

III. Gaussian 빔의 전파

전파되는 빔의 전계는 다음 파동방정식을 만족한다.

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (8)$$

여기서 $k = w \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 로 자유공간의 전파상수이다. 식 (8)을 만족하는 스칼라 포텐셜 함수를 U 라 하면, z 방향 진행파의 경우, U 를 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$U = \varphi(x, y, z) e^{-jkz} \quad (9)$$

식 (9)를 식 (8)에 대입하면 다음식을 얻을 수 있다.

$$\nabla^2 U + k^2 U = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

패러시얼 근사식에서 함수 $\varphi = 0$ 는 진행방향 z 에 대한 변화율이 매우 작으므로 $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$ 는 무시할 수 있다. 그러므로 식 (10)은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

식 (11)의 해는 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$\varphi = e^{-j \cdot p(z) + \frac{k_0^2}{2q(z)}} \quad (12)$$

여기서 $p(z)$ 는 빔의 복소 위상항, $q(z)$ 는 빔의 복소 크기 항이다. $q(z)$ 를 z 점에서의 위상의 곡률반경 $R(z)$ 와 빔 스파트의 크기 $W(z)$ 로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (13)$$

또한 $q(z) = q_0 + z$ 로 놓을때, 빔 파라미터 $R(z)$ 및 $W(z)$ 는 다음식으로 주어진다.

$$R(z) = Z(1 + \frac{1}{Z^2}) \quad (14)$$

$$W^2(z) = W_0^2 (1 + z^2) \quad (15)$$

$$\phi_p(z) = (2p+1) \tan^{-1} \hat{z} + \phi_{p0} \quad (16)$$

여기서 $\hat{Z} = \frac{\lambda z}{\pi W_0^2}$, ϕ_{p0} 는 위상보정정수, W 는 빔 초점에서의 W 의 값이다. 빔 초점에서 W 는 최소이며, R 은 무한대이다. 임의의 한 평면에서 $W(z)$, $R(z)$, $\phi_p(z)$ 가 주어지면, 식 (14), (15), (16)를 이용하여 다른 평면의 $W(z)$, $R(z)$ 및 $\phi_p(z)$ 를 계산할 수 있다.

IV. 원거리영역의 복사패턴

원거리영역의 패턴을 계산하기 위하여 원거리영역의 빔 파라미터 $W(\infty)$, $R(\infty)$, $\phi_p(\infty)$ 를 결정해야 한

다. 이 파라미터 값을 얻기 위하여 다음 절차를 수행한다.

첫째, 혼 캡($z = z_1$)에서의 빔 파라미터를 결정한다. 식 (7)을 이용하여 $W(z_1)$ 을 결정하고 $R(z_1) = R_{cap}$ 으로 놓는다. $\phi_p(z_1)$ 값은 혼 캡에서 모드간의 위상차가 없도록 결정한다. 즉 $\phi_p(z_1) = 0$ 이다.

둘째, 위의 값을 이용하여 빔 초점 ($z = 0$)에서의 빔 파라미터를 계산한다. 정의에 의하여 $W(0) = W_0$ 이며, $R(0) = \infty$ 이다.

셋째, 원거리영역에서 $z_2 \rightarrow \infty$ 이므로, $z = 0$ 에서의 빔 파라미터와 식 (14) (16)를 이용하여 진행거리 z_2 에서의 전자계를 구할수 있다.

원거리영역에 대하여 $z_2 \rightarrow \infty$ 이므로 빔 파라미터 관계식을 다음과 같이 나타낸다.

$$W^2(z_2) = W_0^2 Z_2^2 = \frac{4}{k_0^2} \cdot \frac{Z_2^2}{(0.6435)^2 a^2 [1 + (0.6435)^4 M^2]} \quad (17)$$

$$R(z_2) = z_2 \quad (18)$$

$$\phi_p(z_2) = (2p+1) \left[\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} (0.6435^2 M) \right] \quad (19)$$

식 (17) (19)를 이용하여 원거리영역의 전자계를 구하면 다음과 같다.

$$\varphi(r_1, z_2) = \sum_{p=0}^{\infty} A_p \left(\frac{2}{\pi H} \right)^{1/2} L_p^0 \left[\frac{2r^2}{H} \right] \cdot \text{Exp} \left(-\frac{r^2}{H} \right) \cdot \text{Exp} \left[j(2p+1) \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} (0.6435^2 M) \right) \right] \quad (20)$$

$$\text{여기서 } H = \frac{4z_2^2}{k_0^2 \left[\frac{(0.6435)^2 a^2}{1 + (0.6435)^4 M^2} \right]}$$

이다. 이때 θ 를 혼각, F 를 거리라 하면 $\tan \theta = r/z_2$, $F = z_2/\cos \theta = z_2$ 로 나타낼 수 있다. 이 식을 이용하고 $\varphi(r_1, z_2)$ 를 θ 에 관한 함수 $\varphi(\theta)$ 로 놓으면, 다음식을 얻는다.

$$\varphi(\theta) = \sum_{p=0}^{\infty} A_p \left[\frac{k_0^2 a^2}{2\pi F^2 \cos^2 \theta \frac{1 + (0.6435)^4 M^2}{(0.6435)^2}} \right]^{1/2}$$

$$\cdot L_p^0 \left[\frac{k_0^2 a^2 \tan^2 \theta}{2(1+0.6435^4 M^2)} \right] \frac{1}{(0.6435)^2} \quad (21)$$

$$\cdot \text{Exp} \left[\frac{-k_0^2 a^2 \tan^2 \theta}{4(1+0.6435^4 M^2)} \right] \frac{1}{(0.6435)^2}$$

$$\cdot \text{Exp} \left[j(2p+1) \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1}(0.6435^2 M) \right) \right]$$

V. 계산결과 및 고찰

식(21)을 이용하여 원거리영역의 패턴을 구하여 벡터포텐셜 적분법으로 구한 패턴과 비교한다. 각각 C-밴드에서 3.672 GHz 및 6.42 GHz, ku-밴드에서 11.7 GHz 및 14.5 GHz, 밀리미터파 대역에서 85 GHz 및 115 GHz의 주파수를 택하여 계산한다. 또한 각 주파수에서 모드 확장계수를 p=0, p=3, p=9, p=15로 놓고 계산하여 비교한다. 이 계산에 필요한 혼 개구의 크기(a), 빔 폭(W₀) 및 거리(z₁, z₂) 등은 표 2에서 나타낸다.

표 2. 각 대역 별 혼의 치수 및 거리 등의 재원(단위 : m)
Table 2. Data of the horns for each band (unit : m)

밴드	주파수	a	W ₀	z ₁	z ₂
C	3.62 GHz	0.4196	0.29636	2.3724	5.842
	6.42 GHz	0.4196	0.15	2.3724	5.842
Ku	11.7 GHz	0.12255	0.08993	0.59655	2
	14.5 GHz	0.12255	0.07547	0.59655	2
mm-Wave	85 GHz	0.01212	0.00726	0.0478	0.114
	115 GHz	0.01212	0.00689	0.0478	0.114

그림 2에서 그림 7까지 살펴볼때, 가우시안 기본모드 즉, p=0인 경우에는 각도가 증가함에 따라 복사패턴에 많은 오차가 수반됨을 알 수 있다. 모드확장계수 p를 늘려 고차모드를 많이 고려할수록 기본모드의 경우보다 크게 개선된 결과를 나타내고 있다. 또한 고차모드를 고려할때 본 연구결과와 벡터포텐셜 적분법에 의한 결과에는 약간의 오차가 발생한다. 특히 밀리미터파 대역에서 오차가 커지는 이유는 컬러케이트 급전혼을 설계할 때 제작상 어려운 점을 줄이

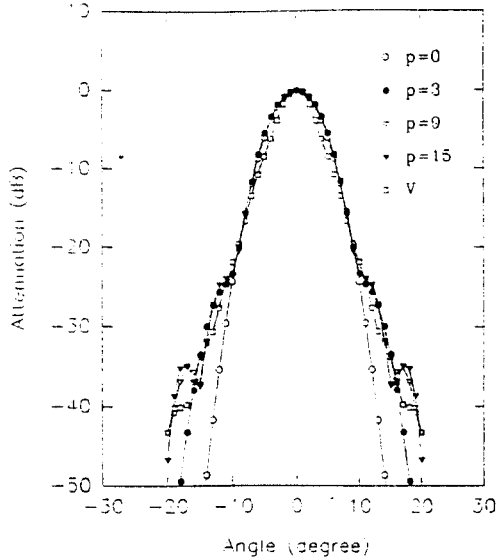


그림 2. 3.62 GHz에서의 복사패턴
Fig. 2. Radiation pattern at 3.62 GHz

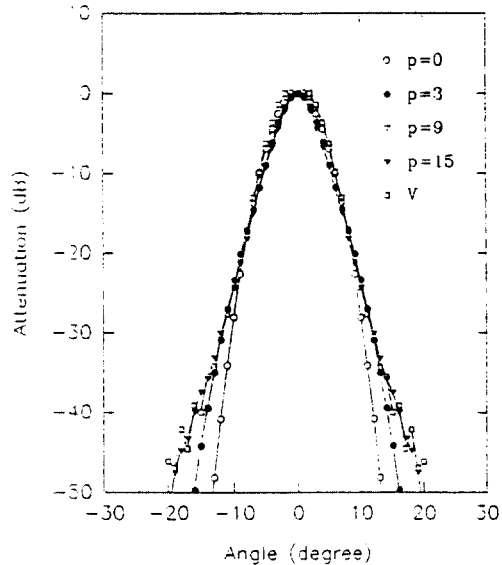


그림 3. 6.42 GHz에서의 복사패턴
Fig. 3. Radiation pattern at 6.42 GHz

기 위하여 컬러케이트 폭을 두껍게 하였기 때문이며 평형 하이브리드 조건이 0.85 정도로서 혼 어퍼 칩에서 HE₁₁모드 이외 다른 고차 하이브리드 모드가 발생

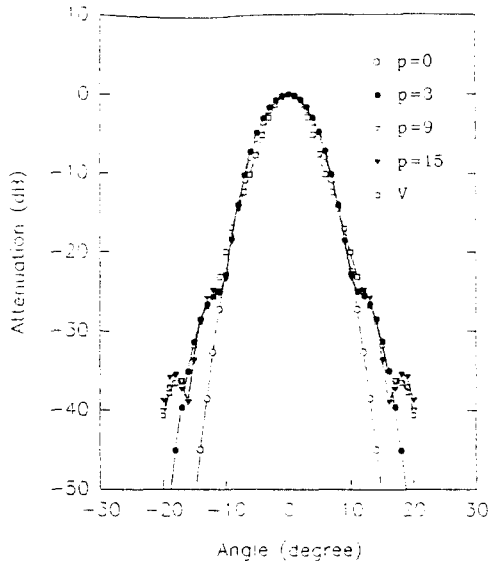


그림 4. 11.7 GHz에서의 복사패턴
Fig. 4. Radiation pattern at 11.7 GHz

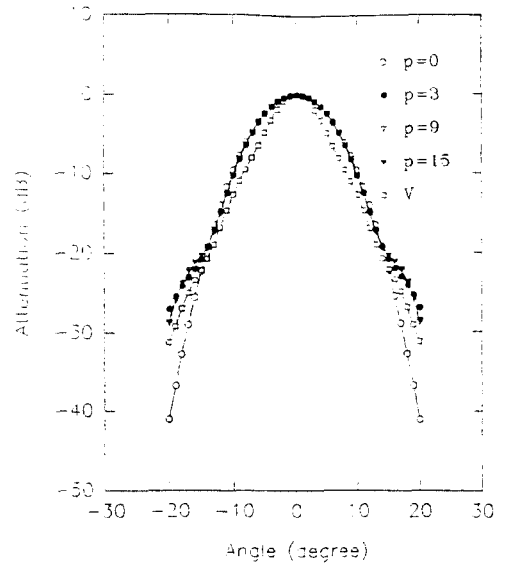


그림 6. 85 GHz에서의 복사패턴
Fig. 6. Radiation pattern at 85 GHz

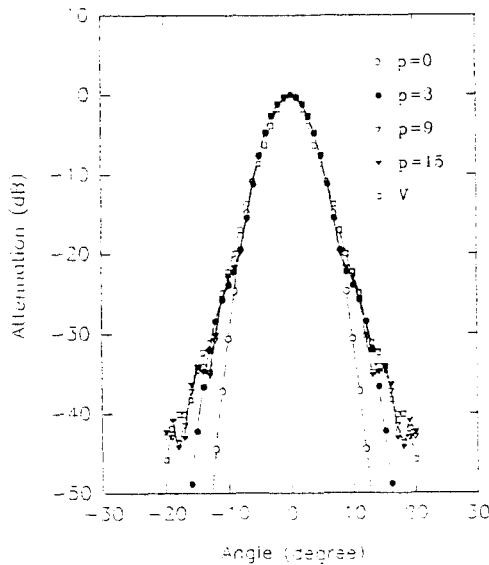


그림 5. 14.5 GHz에서의 복사패턴
Fig. 5. Radiation pattern at 14.5 GHz

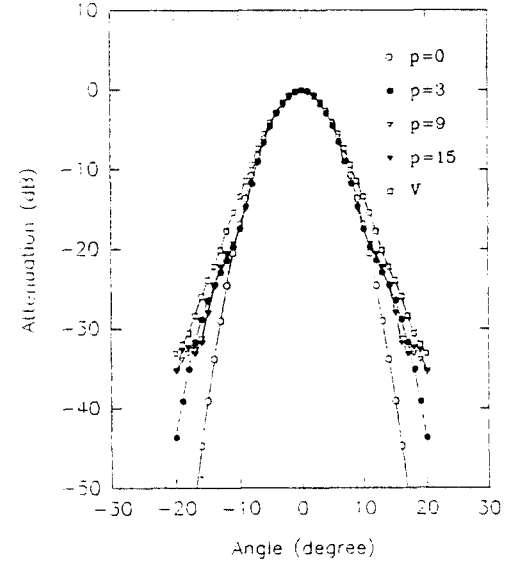


그림 7. 115 GHz에서의 복사패턴
Fig. 7. Radiation pattern at 115 GHz

되었기 때문이다. 이와 같은 혼 어긋내에서 고차 하이브리드 모드가 발생할 때 전개해야 할 모드확장계수에 관한 연구는 앞으로 계속 진행되어야 할 것이

다. 이 연구 및 기존방법의 결과는 모두 실측치와 약간의 오차를 나타내고 있으나 안테나 성능에는 거의 지장을 주지 않는다. 6.175 GHz에서 측정된 실측치

와 본 연구에서 계산된 결과를 비교하면 그림 8과 같다. 그림 8은 본 연구에서 계산된 결과와 실측치가 잘 일치되고 있음을 보이고 있다.

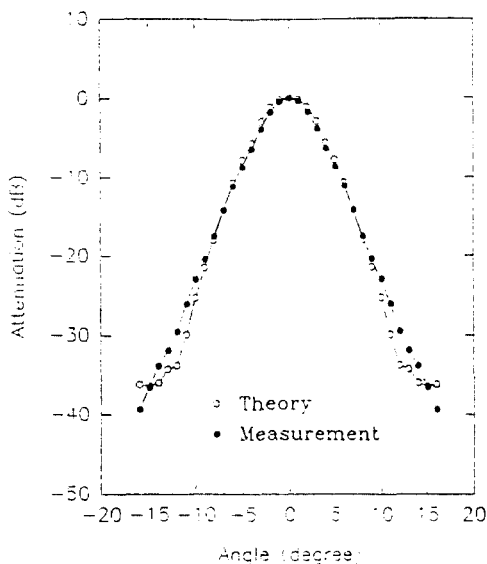


그림 8. 6.175 GHz에서의 복사패턴 비교
Fig. 8. Comparison of the pattern at 6.175 GHz

VI. 결 론

원뿔형 켈러게이트 혼 안테나의 복사특성을 계산이 간단한 가우시안 빔 모드 이론으로 해석하였다. 혼 개구면의 전계를 Gaussian-Laguerre 모드로 전개하고, 계산에 필요한 모드 확장계수를 15차까지 구하였다. 혼 개구면의 빔 스파트의 크기 및 위상반경으로 표현되는 빔 파라미터 관계식을 구하여, 빔 초점의 빔 파라미터 및 원거리영역의 복사패턴을 계산하였다.

계산에는 C-밴드, Ku-밴드, 밀리미터파 대역에서 동작하는 켈러게이트 혼 안테나에 대하여 주파수를 각각 3.62 GHz 및 6.42 GHz, 11.7 GHz 및 14.5 GHz, 85 GHz 및 115 GHz로 하고, 벡터포텐셜 적분법을 이용하여 구한 결과와 비교하였다. 모드 확장계수가 0인 가우시안 기본모드에서는 오차가 발생하였으나, 차수를 높여갈수록 기존의 방법과 거의 유사한 패턴을 얻을 수 있었다.

이 연구방법은 기존의 해석방법들보다 쉽고 간단하며 특히, 의사광학 이론으로 전개해야하는 빔 웨이브가이드 시스템 및 밀리미터파 반사파 안테나 등의 해석에 유용하게 적용될 수 있다. 다만, 고차 하이브리드 모드에 의한 복사패턴의 변화등에 관한 연구가 앞으로 계속되어야할 것이다.

참 고 문 헌

1. P.J.B. Clarricoats and P.K. saha, "Propagation and Radiation Behaviour of Corrugated Feeds," Part 1, Proc. Inst. Elec. Eng., Vol. 118, pp. 1171-1186, Sept., 1971.
2. V.H. Rumsey, "Horn Antennas with Uniform Power Pattern Around Their Axes," IEEE Trans., Vol. AP-14, pp.656-658, Sept., 1966.
3. A.F.Kay, "The Scalar Feed," AFCRL Rep. 64-347, AD601609, May, 1964.
4. H.C.Minnett and B.M.Thomas, "A Method of Synthesizing Radiation Pattern with Axial Symmetry," IEEE Trans., Vol. AP14, pp.654-656, Sept., 1966.
5. B.M.Thomas, G.L. James and K.J.Greene, "Design of Wide Band Corrugated Conical Horns for Cassegrain Antenna," IEEE Trans., Vol. AP-34, pp.750-757, June, 1986.
6. C.Dragone, "An Improved Antenna for Microwave Radio System Consisting of Two Cylindrical Reflector and a Corrugated Horn," BSTJ, pp.1351-1377, Sept., 1974.
7. D.H. Martin and J.Lesurf, "submillimeter-wave optics," Infrared Phys., 18, pp.405-412, 1978.
8. P.F.Goldsmith, "Quasi-optical Techniques at Millimeter and Submillimeter Wavelengths" in But-ton K. (Ed.): Infrared and Millimeter Waves, (Academic Press. 1982), Vol. 16.
9. H. Kogelnik and T. Li, "Laser Brams and Resonators," Proc. IEEE Vol. 54, pp.1312-1325, 1966.
10. P.J.B. Clarricoats and A.D.Olver, Corrugated Horns for Micro wave Antennas, Peter Peregrinus Ltd., London, U.K., 1984.
11. C.Aubry and D.Bitter, "Radiation Pattern of a Corrugated Conical Horn in terms of Lagurre

Gaussian Functions," Electron. Lett., Vol. 11, pp.154-156, 1975.
12. R.J.Wylde, M.A. and A.M.I.E.E "Millimeter-wave Gaussian Beam-Mode Optics and Corrugated Feed Horns" IEE Proc., Vol. 131, Pt.

H. No. 4, Aug., 1984.
13. Taeho Son, "Phase Center and Radiation Behaviour of Ku-Band Corrugated Horn," IEEE APS, Int'l Symposium, Vol. 4, pp.1844-1847, July, 1992.



張大錫(Dae Seok Chang) 정회원

- 한양대학교 전기공학과(학사)
- 한양대학교 전자공학과(석사)
- 한양대학교 전자통신공학과(박사)
- 공군통신 장교(중위)
- 금성전선(주) 연구소 책임연구원
- 군산수산대학 조교수
- 독일 하노버 대학교 객원교수

- 일본 동북대학 객원교수
- 현재 : 군산대학교 정보통신공학과 조교수

李相堯(Sang Seol Lee)

정회원

- 현재 : 한양대학교 전자통신공학과 교수, 대한전자공학회 부회장