구형 빔 패턴 형성을 위한 다층 이차원 원형 도체 배열을 갖는 새로운 방사 구조에 대한 연구

The Study on New Radiating Structure with Multi-Layered Two-Dimensional Metallic Disk Array for Shaping Flat-Topped Element Pattern

엄순영 · 스코벨레프* · 전순익 · 최재익 · 박한규**

Soon-Young Eom · Sergei-P. Skobelev* · Soon-Ick Jeon · Jae-Ick Choi · Han-Kyu Park**

요 약

본 논문에서는 구형 빔 패턴 형성을 위한 다층 이차원 원형 도체 배열을 갖는 새로운 방사 구조를 제안하였다. 새로운 방사 구조는 방사 원형 도파관 위에 유한하게 적층된 원형 도체 배열 소자들이 무한적, 주기적 평면 배열 구조를 갖는다. 이론적 해석은 rigid full-wave 해석 방법으로 배열 구조의 각 영역에서의 전자장에 대한 모드 전개식과 원형 도체상의 전류에 대한 모드 전개식에 바탕을 두고 상세히 수행되었으며, 함수의 직교성, 모드 정합 방법, 경계조건 그리고 Galerkin 방법을 사용하여 선형 대수 방정식 시스템을 유도하였다. 또한, Gauss 소거법을 사용하여 배열 특성 계산에 필요한 미지의 진폭 계수들을 얻었다. 제안된 알고리듬은 Ka대역에서 ±20°의 빔 폭을 갖는 구형 빔 패턴 형성을 위한 배열 설계에 사용되었으며, 일반적인 응용을 위해 파장으로 정규화된 최적화 설계 변수들을 제시하였다. 시뮬레이션 결과와 실험 결과들을 서로 비교하기 위해, 대칭적으로 19개의 방사 소자를 갖는 Ka 대역 실험 시제품을 제작하였다. 방사 원형 도파관 개구면 위에 적층된 원형 도체 배열 구조는 얇은 필름상에 이온-빔 증착 방법을 사용하여 구현되었다. 계산된 단위소자 패턴들과 시제품의 측정된 단위소자 패턴들은 빔 스캔 범위내에서 거의 일치함을 보여주었으며, 사이드 로브 레벨과 그레이팅 로브 레벨에 대한 결과 분석도 이루어졌다. 또한, 정 방향에서 다층 원형 도체 구조에 의해 생길 수 있는 blindness 현상에 대하여 언급하였다. 제작된 시제품의 입력 VSWR은 1.14 보다 작았으며, 29.0 GHz, 29.5 GHz 그리고 30 GHz에서 측정된 이득은 각각 10.2 dB, 10.0 dB 그리고 10.7 dB 였다. 실험 및 시뮬레이션 결과들은 제안된 다층 원형 도체 배열 구조가 효율적인 구형 빔 패턴을 형성할 수 있음을 보여 주었다.

Abstract

In this paper, a new radiating structure with a multi-layered two-dimensional metallic disk array was proposed for shaping the flat-topped element pattern. It is an infinite periodic planar array structure with metallic disks finitely stacked above the radiating circular waveguide apertures. The theoretical analysis was in detail performed using rigid full-wave analysis, and was based on modal representations for the fields in the partial regions of the array structure and for the currents on the metallic disks. The final system of linear algebraic equations was derived using the orthogonal property of vector wave functions, mode-matching method, boundary conditions and Galerkin's method, and also their unknown modal coefficients needed for calculation of the array characteristics were determined by Gauss elimination method. The application of the algorithm was demonstrated in an array

한국전자통신연구원 무선방송연구소(Radio and Broadcasting Lab., Electronics and Telecommunications Research Institute)

*Joint-Stock Company(JSC) Radiophyzika, Russia

**연세대학교 전기전자공학부(School of Electrical and Electronic Engineering, Yonsei Univ.)

· 논 문 번 호 : 20020220-024

· 수정완료일자 : 2002년 5월 31일

design for shaping the flat-topped element patterns of ±20° beam width in Ka-band. The optimal design parameters normalized by a wavelength for general applications are presented, which are obtained through optimization process on the basis of simulation and design experience. A Ka-band experimental breadboard with symmetric nineteen elements was fabricated to compare simulation results with experimental results. The metallic disks array structure stacked above the radiating circular waveguide apertures was realized using ion-beam deposition method on thin polymer films. It was shown that the calculated and measured element patterns of the breadboard were in very close agreement within the beam scanning range. The result analysis for side lobe and grating lobe was done, and also a blindness phenomenon was discussed, which may cause by multi-layered metallic disk structure at the broadside. Input VSWR of the breadboard was less than 1.14, and its gains measured at 29.0 GHz, 29.5 GHz and 30 GHz were 10.2 dB, 10.0 dB and 10.7 dB, respectively. The experimental and simulation results showed that the proposed multi-layered metallic disk array structure could shape the efficient flat-topped element pattern.

Key words : Planar Periodic Array, Flat-Topped Element Pattern, Multi-Layer Disk Structure, Rrigid Full-Wave Analysis, Boundary Condition, Mode-Matching

Ⅰ. 서 론

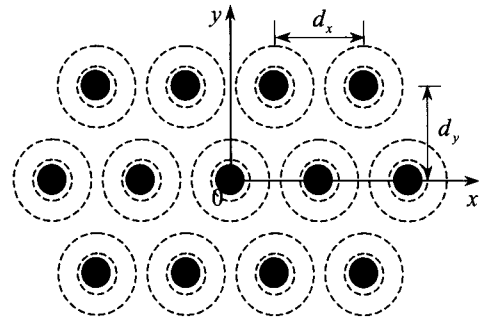
위상 배열 안테나 시스템 개발에 있어서 안테나 이득 및 빔 스캐닝 범위는 안테나 개발 및 상용화 가격과 직접적인 비례 관계를 갖는다. 이로 인해 주어진 위상 배열 안테나 시스템의 빔 스캐닝 범위 내에서 최대 배열 이득과 최소 위상 제어 소자수를 얻기 위한 방법으로 빔 스캐닝 범위내에서 구형 빔 패턴(flat-topped element pattern:FTEP) 형성 기술이 요구된다[1]~[8]. 또한, 구형 빔 패턴을 형성하기 위해서는 배열 개구면의 전류 분포 특성이 겹쳐진 부배열(overlapped subarray)특성을 가져야 한다[1]. 이와 같은 배열 특성을 얻기 위한 방법으로 기존에는 수동 다단자망을 갖는 배열 구조, 결합 이중 모드 도파관을 이용한 배열 구조, 돌출 유전체 방사 소자를 이용한 배열 구조, 주름진 도파관 구조를 이용한 배열 구조, 유사 광학망을 이용한 배열 구조 등이 사용되어 왔다[2],[3]. 가장 고전적인 방법의 수동 다단자망 배열 구조는 ±25° 빔 스캐닝 섹터를 갖는 선형/평면 안테나 개발에 응용되어 왔으며, 이차원 빔 스캐닝시 급전망이 복잡하여 급전 손실이 크며, 또한 무게가 무겁고 시스템 가격이 비싼 단점이 있다. 주름진 도파관 구조를 이용한 배열 구조(반사적 부하 배열 구조)는 선형 편파, 1~2 % 주파수 대역, ±7°~±15° 빔 스캐닝 범위를 갖는 안테나 개발에 응용되어 왔으며, 안테나 소자 배열 간격이 제안된 구조에 비하여 크므로 위상 천이기의 수가 많이 필요하며, 3 % 이상의 주파수 대역에서 동작하는 배열 안테나 설계가 불가능하고 무게가 무거운 단점이 있다. 반면에, 제안된 구조와 가장 비슷한 전기적 성능을 보여주는 돌출 유전체 막대 배열 구조는 ±20 ~±25° 원추형 빔 스캐닝 섹터를 갖는 원형 편파 배열 안테나 설계에 응용 가능하나 낮은 주파수 대역 응용에서는 제안된 구조와 비교하여 상대적으로 훨씬 무게가 무겁다. 또한, 유전체 재질 가격에 따른 시스템 가격이 비싼 단점이 있으며, 유전체간의 온도 변화 및 유전체 제품 생산에 따른 전기적 특성에 민감하여 높은 주파수 대역 응용에서 안테나 성능이 균일하지 못한 단점이 있다[3].

그러므로, 본 논문에서는 구형 빔 패턴 형성을 위한 기존의 방법에 비하여 가볍고, 저렴하며, 또한 조립 실장이 용이하며, 전기적인 성능이 우수한 다층 이차원 원형 도체(metallic disk) 배열을 갖는 새로운 방사 구조를 제안함으로써 향 후 이차원 위상 배열 안테나 시스템 개발에 폭 넓게 활용하고자 한다.

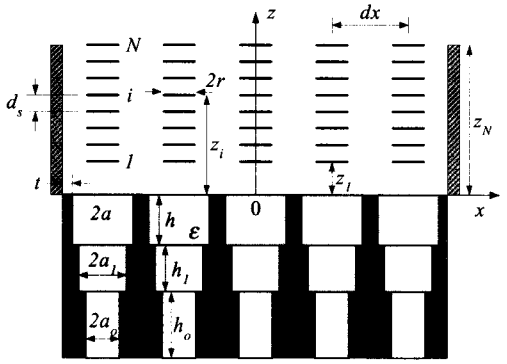
Ⅱ. 제안된 방사 배열 구조의 이론적 해석

2-1 배열의 구조(Structure) 및 여기(Excitation)

구형 빔 패턴을 형성하기 위해 제안된 새로운 배열 구조는 그림 1과 같이 방사 원형 도파관 배열 위에 원형 도체들을 다층으로 쌓는 배열 구조이다. 이러한 배열 구조는 전자파가 z-방향으로 진행하면서



(a) 상측면도(top-view)



(b) 단면도(cross-section)

그림 1. 원형 도파관에 의해 여기되는 다층 원형 도체 배열 구조

Fig. 1. Multi-layered metallic disk array structure excited by circular waveguide.

자유 공간 내에서 배열간의 자연스런 상호 결합(natural mutual coupling)을 갖는다.

그림 1에서와 같이 x, y, z 직교 좌표 시스템으로 표현된 배열 구조는 무한 주기 배열 구조로서 행렬간 간격은 d_x, d_y 이며, 이웃하는 열은 x축을 따라 d_x /2만큼 이동되어 정삼각형 격자 구조 또는 정육각형 격자 배열 구조를 이룬다. 각 단위 방사 소자는 직경이 $2a_0$이고 임의의 길이를 갖는 입력 원형 도파관, 직경이 $2a_1$이고 길이가 h_1인 중간 임피이던스 정합용 전이(transition) 원형 도파관, 직경이 $2a$ 이고 길이가 h인 방사 원형 도파관 그리고 N개의 다층 원형 도체들로 구성된다. 여기서, 방사 도파관 배열 위에 다층으로 적층된 원형 도체들의 설계 파라미터들은 높이 z_l ($1 \le l \le N$), 반경 r_l이다. 그리고, 방사 소자 구성품들은 z-축을 따라 대칭성을 가지며, 모든 도파관, 플랜지 및 원형 도체들은 완벽한 도체(perfect conductor)라고 가정한다.

본 논문에서 제안한 배열 구조가 구형 빔 패턴을 형성하기 위해서는 중심에 위치한 입력 원형 도파관으로만 여기(exitation)되고 나머지 모든 입력 원형 도파관 단자에는 정합 부하들이 부착된다. 만약에 다층 원형 도체 배열 구조 안테나의 빔 스캐닝 응용을 위해선 동일 진폭 및 주 빔 방향에 해당하는 선형적인 위상차를 갖는 신호들을 각 해당 입력 원형 도파관에 여기하면 된다.

2-2 전자장과 전류의 표현

모든 도파관들은 특정한 진폭 크기를 갖는 TE_{11} 모드들에 의해서만 여기되고, TM 모드 여기는 0이라고 가정하였다. 또한, 본 논문에서는 시간에 대한 변수, $e^{-i\omega t}$은 모든 수식 표현에서 생략하였다.

입력 원형 도파관과 임피이던스 정합용 전이 원형 도파관이 만나는 부분, $z=-(h+h_1)= -\zeta$ 에서의 전체 횡방향 전자장은 다음 식 (2.1), (2.2)와 같이 표현할 수 있다.

$$\mathrm{E}_t(\rho,\varphi,-\zeta)=\eta_0\sum_{m,v}[k(A^i_{1mv}+R_{1mv})\boldsymbol{\Phi}_{1mv}(\rho,\varphi,a_0) - \gamma^{(0)}_{2mv}R_{2mv}\boldsymbol{\Phi}_{2mv}(\rho,\varphi,a_0)] \tag{2.1}$$

$$\mathbf{H}(\rho,\varphi,-\zeta)\times\mathbf{e}_z=\sum_{m,v}[\gamma^{(0)}_{1mv}(A^i_{1mv}-R_{1mv})\boldsymbol{\Phi}_{1mv}(\rho,\varphi,a_0) + kR_{2mv}\boldsymbol{\Phi}_{2mv}(\rho,\varphi,a_0)] \tag{2.2}$$

단, $\eta_0=120\pi\ \Omega$은 자유공간에서의 레지스턴스이며, A^i_{1mv}는 입사되는 TE모드들의 진폭 계수들이며, R_{jmv}는 반사되는 TE (j=1)와 TM (j=2) 모드들의 미지의 진폭들이다. 그리고, $\gamma^{(0)}_{jmv}=[k^2-(\mu_{jmv}/a_0)^2]^{1/2}$는 입력 원형 도파관에서의 종방향 전파 상수이며, $\vec{e}_z$는 z-축 방향의 단위 벡터, $k=2\pi/\lambda$는 파수, λ는 자유 공간에서의 파장이다. 입력 원형 도파관의 TE, TM 모드들에 대한 직교 정규화된 (orthonormalized) 원형 도파관 모드 함수들은 아래 식 (2.3), (2.4)와 같은 형태로 표현할 수 있다.

$$\boldsymbol{\Phi}_{1mv}(\rho,\varphi,a_o)=\frac{e^{im\varphi}}{N_{1mv}}\left[\frac{im}{\rho}J_m(\mu_{1mv}\rho/a_o)\mathrm{e}_\rho - \frac{\mu_{1mv}}{a_o}J'_m(\mu_{1mv}\rho/a_o)\mathrm{e}_\varphi\right] \tag{2.3}$$

$$\boldsymbol{\Phi}_{2mv}(\rho,\varphi,a_o)=\frac{e^{im\varphi}}{N_{2mv}}\left[\frac{\mu_{2mv}}{a_o}J'_m(\mu_{2mv}\rho/a_o)\mathrm{e}_\rho + \frac{im}{\rho}J_m(\mu_{2mv}\rho/a_o)\mathrm{e}_\varphi\right] \tag{2.4}$$

단, $J_m(\cdots)$, $J'_m(\cdots)$는 각각 m번째 베셀 함수와 독립 변수에 대해 1차 미분된 m번째 베셀 함수를 나타내며, $\vec{e}_\rho$, $\vec{e}_\varphi$는 원통 좌표계에서 각각 ρ와 φ 방향의 단위 벡터들이다. $N_{1mv}=\sqrt{\pi}(\mu_{1mv}^2-m^2)^{1/2}$. $J_m(\mu_{1mv})$과 $N_{2mv}=\sqrt{\pi}\mu_{2mv}J'_m(\mu_{2mv})$는 임의의 정규화 계수들이고, μ_{1mv}과 μ_{2mv}는 각각 방정식 $J'_m(\mu)=0$과 $J_m(\mu)=0 (m=0,\pm1,\ldots,v=1,2,\ldots)$의 n번째 해당 근들을 나타낸다.

식 (2.1)과 비슷한 방법으로, 방사 원형 도파관 개구면, z=0 에서의 횡방향 전자장은 다음 식 (2.3)과 같이 표현할 수 있다.

$$\mathrm{E}_t(\rho,\varphi,0)=\eta_0\sum_{m,n}[k(A_{1mn}e^{i\gamma_{1mn}h}+B_{1mn})\boldsymbol{\Phi}_{1mn}(\rho,\varphi,a) + \gamma_{2mn}(A_{2mn}e^{i\gamma_{2mn}h}-B_{2mn})\boldsymbol{\Phi}_{2mn}(\rho,\varphi,a)] \tag{2.5}$$

$$\mathrm{H}(\rho,\varphi,0)\times\mathrm{e}_z=\sum_{m,n}[\gamma_{1mn}(A_{1mn}e^{i\gamma_{1mn}h}-B_{1mn})\boldsymbol{\Phi}_{1mn}(\rho,\varphi,a) + k\varepsilon(A_{2mn}e^{i\gamma_{2mn}h}+B_{2mn})\boldsymbol{\Phi}_{2mn}(\rho,\varphi,a)] \tag{2.6}$$

단, A_{jmn}은 각각 방사 개구면으로부터 진행하는 TE(j=1)와 TM(j=2) 모드들의 진폭 계수들이며, B_{jmn}은 각각 개구면으로부터 반사되는 TE(j=1)와 TM(j=2) 모드들의 진폭 계수들이다. 또한, $\gamma_{jmn}=|k^2\varepsilon-(\mu_{jmn}/a)^2|^{1/2}$은 방사 원형 도파관에서의 종방향 전파 상수들이며, $\vec{\Phi}_{imn}(\rho,\varphi,a)$는 식 (2.3), (2.4)에서 v를 n으로, a_o를 a로 대체한 것이다.

방사 원형 도파관 개구면위, z > 0 에서의 전체 횡방향 전자장은 플로켓(Floquet) 모드의 무한 전개에 의해 다음 식 (2.7), (2.8)과 같이 표현할 수 있다.

$$\mathbf{E}_t(x,y,z)=\eta_0\sum_{l=0}^{L}\sum_{p,q}\left[kT_{1pq}^{(l)}\boldsymbol{\Psi}_{1pq}(x,y) + \Gamma_{pq}T_{2pq}^{(l)}\boldsymbol{\Psi}_{2pq}(x,y)\right]e^{i\Gamma_{pq}|z-z_l|} \tag{2.7}$$

$$\mathbf{H}(x,y,z)\times\mathbf{e}_z=\sum_{l=0}^{L}\mathrm{sign}(z-z_l)\sum_{p,q}\left[\Gamma_{pq}T_{1pq}^{(l)}\boldsymbol{\Psi}_{1pq}(x,y) + kT_{2pq}^{(l)}\boldsymbol{\Psi}_{2pq}(x,y)\right]e^{i\Gamma_{pq}|z-z_l|} \tag{2.8}$$

단, $T_{jpq}^{(l)}$는 $z=z_l$ 평면으로부터 진행하는 각각 TE(j = 1)와 TM(j = 2) 모드들의 미지의 진폭 계수들이며, $\Gamma_{pq}=(k^2-\alpha_p^2-\beta_{pq}^2)^{1/2}$는 플로켓 공간에서의 종방향 전파 상수들이고, $\alpha_p=kt_x+2\pi p/d_x$과 $\beta_{pq}=kt_y+2\pi(q-p/2)/d_y$는 각각 횡방향 전파 상수들이다. $t_x=\sin\theta\cos\varphi$ 과 $t_y=\sin\theta\sin\varphi$ 는 각각 주 빔 방향에 대한 방향 코사인들이다.

$$\boldsymbol{\Psi}_{1pq}(x,y)=\frac{1}{\sqrt{d_xd_y}}\frac{\beta_{pq}\mathrm{e}_x-\alpha_p\mathrm{e}_y}{w_{pq}}e^{i(\alpha_p x+\beta_{pq}y)} \tag{2.9}$$

$$\boldsymbol{\Psi}_{2pq}(x,y)=\frac{1}{\sqrt{d_xd_y}}\frac{\alpha_p\mathrm{e}_x+\beta_{pq}\mathrm{e}_y}{w_{pq}}e^{i(\alpha_p x+\beta_{pq}y)} \tag{2.10}$$

는 각각 직교 정규화된 플로켓 모드함수들이며, $\vec{e}_x$와 $\vec{e}_y$는 x-축과 y-축 방향의 단위 벡터들이다. 여기서 $w_{pq}=(\alpha_p^2+\beta_{pq}^2)^{1/2}$, $p, q = 0, \pm1, \pm2, \cdots$ 이다.

원형 도체에서의 전자장에 대한 경계 조건을 고려하면, 식 (2.8)의 자기장은 원형 도체를 제외한 영역에서는 연속이어야 하며, 원형 도체 영역에서는 표면 전류 밀도값과 같은 불연속(점프)을 가져야만 한다. 즉, 식 (2.11)과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned}&\mathbf{e}_z\times[\mathbf{H}(x,y,z_l+0)-\mathbf{H}(x,y,z_l-0)]\\&=-2\sum_{p,q}[\Gamma_{pq}T_{1pq}^{(l)}\boldsymbol{\Psi}_{1pq}(x,y)+kT_{2pq}^{(l)}\boldsymbol{\Psi}_{2pq}(x,y)]\\&=\begin{cases}\mathbf{J}_l(\rho,\varphi), & 0\le\rho\le r,\\ 0, & \rho>r,\quad 1\le l\le L.\end{cases}\end{aligned} \tag{2.11}$$

식 (2.9)의 양 변에 $\tilde{\boldsymbol{\Psi}}_{jpq}(x,y)$를 각각 스칼라적(scalar product)하고 원형 도체 영역에 대하여 적분하면, 다음 식 (2.12), (2.13)을 얻는다.

$$T_{1pq}^{(l)} = -\frac{1}{2\Gamma_{pq}} \int_0^r \int_0^{2\pi} J_l(\rho,\varphi) \cdot \tilde{\Psi}_{1pq}(x,y) \rho d\rho d\varphi \quad (2.12)$$

$$T_{2pq}^{(l)} = -\frac{1}{2k} \int_0^r \int_0^{2\pi} J_l(\rho,\varphi) \cdot \tilde{\Psi}_{2pq}(x,y) \rho d\rho d\varphi \quad (2.13)$$

단, "·" 표시는 스칼라적을, "~"표시는 켤레 복소수를 나타낸다

그리고, 원형 도체상에서의 표면 전류 밀도는 다음과 같이 무한 전개항으로 표현할 수 있다.

$$\boldsymbol{J}_l(\rho,\varphi) = -2k \sum_{m,n} \sum_{j=1}^{2} C_{jmn}^{(l)} \boldsymbol{f}_{jmn}(\rho,\varphi,r) \quad (2.14)$$

단, $C_{jmn}^{(l)}$는 미지의 진폭 계수이며, $f_{1mn}(\rho,\varphi,a)$과 $f_{2mn}(\rho,\varphi,a)$는 다음 식 (2.15), (2.16)과 같이 주어지는 직교 정규화된 원형 도체 모드 함수들이며,

$$f_{1mn}(\rho,\varphi,a) = \frac{e^{im\varphi}}{N_{1mn}} \left[\frac{\mu_{1mn}}{a} J_m'(\mu_{1mn}\rho/a) e_\rho + \frac{im}{\rho} J_m(\mu_{1mn}\rho/a) e_\varphi \right] \quad (2.15)$$

$$f_{2mn}(\rho,\varphi,a) = \frac{e^{im\varphi}}{N_{2mn}} \left[\frac{im}{\rho} J_m(\mu_{2mn}\rho/a) e_\rho - \frac{\mu_{2mn}}{a} J_m'(\mu_{2mn}\rho/a) e_\varphi \right] \quad (2.16)$$

이것은 직사각형 플레이트를 갖는 주기 구조에 대한 해석 방법[9]을 이용하여, 원형 도체 가장자리에서 전류 밀도의 방사 성분은 0 이라는 조건을 만족하기 위하여 식 (2.3), (2.4)에 $\pm e_z$를 벡터적으로 곱하고 v를 n으로, a_0를 r로 대체함으로써 얻을 수 있다.

2-3 선형 대수 방정식 시스템의 유도

방사 원형 도파관 개구면, z=0에서 식 (2.7)의 전기장은 식 (2.5)의 전기장과 같아야만 하고, 플랜지에서는 전기장이 0 이어야 한다. 식 (2.5)의 직교 정규화된 횡방향 벡터 함수들의 직교성을 이용하여 다음 식 (2.17), (2.18)과 같은 관계식을 구할 수 있다.

$$T_{1pq}^{(0)} = \sum_{m,n} Q_{1pq}^{1mn} (A_{1mn} e^{i\gamma_{1mn}h} + B_{1mn}) - \sum_{l=1}^{N} T_{1pq}^{(l)} e^{i\Gamma_{pq}z_l} \quad (2.17)$$

$$\Gamma_{pq} \sum_{l=0}^{N} T_{2pq}^{(l)} e^{i\Gamma_{pq}z_l} = \sum_{m,n} \left[k Q_{2pq}^{1mn} (A_{1mn} e^{i\gamma_{1mn}h} + B_{1mn}) + \gamma_{2mn} Q_{2pq}^{2mn} (A_{2mn} e^{i\gamma_{2mn}h} - B_{2mn}) \right] \quad (2.18)$$

단, Q_{jpq}^{imn}는 원형 도파관 모드 함수와 플로켓 모드 함수와의 상호 모드 결합 계수들로서 식 (2.19)와 같이 정의되며,

$$Q_{jpq}^{imn} = \int_0^a \int_0^{2\pi} \boldsymbol{\Phi}_{imn}(\rho,\varphi,a) \cdot \tilde{\boldsymbol{\Psi}}_{jpq}(x,y) \rho d\rho d\varphi \quad (2.19)$$

식 (2.3), (2.4)와 식 (2.9), (2.10)을 식 (2.19)에 대입하고 정리하여 다음과 같은 계수들을 얻을 수 있다.

$$Q_{1pq}^{1mn} = s \frac{(-i)^m \mu_{1mn}^2}{\sqrt{\mu_{1mn}^2 - m^2}} \frac{J_m'(w_{pq}a)}{\mu_{1mn}^2 - (w_{pq}a)^2} e^{im\varphi_{pq}} \quad (2.20)$$

$$Q_{2pq}^{1mn} = s \frac{(-i)^{m-1} m}{\sqrt{\mu_{1mn}^2 - m^2}} \frac{J_m(w_{pq}a)}{w_{pq}a} e^{im\varphi_{pq}} \quad (2.21)$$

$$Q_{2pq}^{2mn} = s \frac{(-i)^{m-3} w_{pq}a J_m(w_{pq}a)}{\mu_{2mn}^2 - (w_{pq}a)^2} e^{im\varphi_{pq}} \quad (2.22)$$

$$Q_{1pq}^{2mn} = 0 \quad (2.23)$$

단, $s = 2ia/(d_x d_y/\pi)^{0.5}$이고, $\varphi_{pq} = \tan^{-1}(\beta_{pq}/\alpha_p)$이다. 그리고, 식 (2.14)를 식 (2.12), (2.13)에 대입하고, 식 (2.9), (2.10)의 직교성을 이용하면 $T_{jpq}^{(l)}$ 진폭 계수들은 다음 식 (2.24), (2.25)와 같이 표현된다.

$$T_{1pq}^{(l)} = \frac{k}{\Gamma_{pq}} \sum_{mn} \sum_{j=1}^{2} D_{1pq}^{jmn} C_{jmn}^{(l)} \quad (2.24)$$

$$T_{2pq}^{(l)} = \sum_{mn} D_{2pq}^{1mn} C_{1mn}^{(l)}, \quad (2.25)$$

단, D_{jpq}^{imn}는 원형 도체 모드 함수와 플로켓 모드 함수와의 상호 모드 결합 계수들로서 식 (2.26)과 같이 정의되며,

$$D_{jpq}^{imn} = \int_0^{2\pi} \int_0^r f_{imn}(\rho,\varphi,r) \cdot \tilde{\boldsymbol{\Psi}}_{jpq}(x,y) \rho d\rho d\varphi \quad (2.26)$$

식 (2.15), (2.16)과 식 (2.9), (2.10)를 식 (2.26)에 대입하고 적분하면 $D_{1pq}^{1mn} = -Q_{2pq}^{1mn}$, $D_{2pq}^{1mn} = Q_{1pq}^{1mn}$, 그리고 $D_{1pq}^{2mn} = Q_{2pq}^{2mn}$의 관계식으로 주어진다. 이때, 식 (2.20)~(2.23)의 a는 r로 대체된 것이다.

앞으로, 상기 식 (2.17), (2.18) 그리고 식 (2.24), (2.25)에 명시된 관계식들을 이용하여 최종 대수 방정식 시스템을 유도할 것이다. 선형 대수 방정식 시스템의 첫번째 부분은 모드 정합 방법을 사용하여 유도할 수 있다. 즉, 입력 원형 도파관과 방사 원형 도파관 사이의 임피이던스 정합용 원형 도파관의 다중 모드 산란 계수 $\boldsymbol{S}$는 입력 원형 도파관의 입사파 진폭 계수와 방사 원형 도파관에서의 진향파 및 반사파 진폭 계수들 사이의 상호 관계로 아래 식 (2.27)과 같이 주어진다.

$$A_{j'mn'} - \sum_{n}\sum_{j=1}^{2} S^{m,11}_{j'n',jn} e^{i\gamma_{jmn}h} B_{jmn} = S^{m,10}_{j'n',j''n''} A^{i}_{j''mn''} \quad (2.27)$$

단, j'=1,2, m'=0,±1,±2, …, n'=1,2,…, j''=1,2, n''=1,2,… 이다. $A^{i}_{j''mn''} = \delta_{1j''}\delta_{1m}\delta_{1n''}$ 또는 $A^{i}_{j''mn''} = \delta_{1j''}\delta_{-1m}\delta_{1n''}$이며, δ_{mn}은 Kronecker delata 심볼이다. 그리고, $S^{m,v'v}_{j'n',jn}$ 는 m번째 방위각 하모닉에 대한 산란 매트릭스로서 그것의 성분들은 jmn번째 모드가 v 도파관 섹션에 입사될 때, v' 도파관 섹션에 여기되는 $j'mn'$ 번째 모드를 나타낸다. 위의 산란 매트릭스 성분들은 일반적인 산란 매트릭스 방법[11]과 결합된 모드 정합 방법(mode-matching method)[10]을 사용하여 쉽게 계산될 수 있다. 즉, 서로 다른 공간에서 표현된 전자장에서의 미지의 진폭 모드 계수들은 두 공간 경계면에서 서로 일치한다는 것이다.

선형 대수 방정식의 두번째 부분은 방사 원형 도파관 개구면에서, 식 (2.6), (2.8)의 자기장에 대한 연속 경계 조건을 적용하여 얻을 수 있다. 식 (2.3), (2.4)의 직교성과 식 (2.17) 그리고 식 (2.24), (2.25)의 관계식을 이용하면, 다음과 같은 방정식들을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
&\sum_{m,n}(A_{1mn}e^{i\gamma_{1mn}h} + B_{1mn})\sum_{p,q}\Gamma_{pq}\tilde{Q}^{1m'n'}_{1pq}Q^{1mn}_{1pq} \\
&-\gamma_{1m'n'}(A_{1m'n'}e^{i\gamma_{1m'n'}h} - B_{1m'n'}) + \sum_{p,q}k\tilde{Q}^{1m'n'}_{2pq}T^{(0)}_{2pq} \\
&-k\sum_{l=1}^{N}\sum_{m,n}[C^{(l)}_{1mn}\sum_{p,q}(2\tilde{Q}^{1m'n'}_{1pq}D^{1mn}_{1pq} + \tilde{Q}^{1m'n'}_{2pq}D^{1mn}_{2pq})e^{i\Gamma_{pq}z_l} \\
&+C^{(l)}_{2mn}\sum_{p,q}2\tilde{Q}^{1m'n'}_{1pq}D^{2mn}_{1pq}e^{i\Gamma_{pq}z_l}] = 0
\end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned}
&-\varepsilon(A_{2m'n'}e^{i\gamma_{2m'n'}h} + B_{2m'n'}) + \sum_{p,q}\tilde{Q}^{2m'n'}_{2pq}T^{(0)}_{2pq} \\
&-\sum_{l=1}^{N}\sum_{mn}C^{(l)}_{1mn}\sum_{p,q}\tilde{Q}^{2m'n'}_{2pq}D^{1mn}_{2pq}e^{i\Gamma_{pq}z_l} = 0
\end{aligned} \quad (2.29)$$

선형 대수 방정식의 세번째 부분은, 식 (2.25)를 식 (2.18)에 대입하여 다음의 식 (2.30)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
&\sum_{m,n}[kQ^{1mn}_{2p'q'}(A_{1mn}e^{i\gamma_{1mn}h} + B_{1mn}) \\
&+\gamma_{2mn}Q^{2mn}_{2p'q'}(A_{2mn}e^{i\gamma_{2mn}h} - B_{2mn})] \\
&-\Gamma_{p'q'}T^{(0)}_{2p'q'} - \sum_{l=1}^{N}\sum_{m,n}C^{(l)}_{1mn}\Gamma_{p'q'}D^{1mn}_{2p'q'}e^{i\Gamma_{p'q'}z_l} = 0
\end{aligned} \quad (2.30)$$

마지막으로, 선형 대수 방정식 시스템의 네번째 부분은, 식 (2.7)에서 원형 도체상에서의 전기장은 0이라는 조건으로부터 얻어진 것이다. 위에서 얻어진 전기장 0 조건과 식 (2.17)과 식 (2.24), (2.25)를 고려하고 그리고 Galerkin 방법을 적용하여 다음과 같은 방정식들을 얻는다.

$$\begin{aligned}
&\sum_{m,n}(A_{1mn}e^{i\gamma_{1mn}h} + B_{1mn})\sum_{p,q}k\tilde{D}^{j'm'n'}_{1pq}Q^{1mn}_{1pq}e^{i\Gamma_{pq}z_{l'}} \\
&+\delta_{j'1}\sum_{p,q}T^{(0)}_{2pq}\Gamma_{pq}\tilde{D}^{1m'n'}_{2pq}e^{i\Gamma_{pq}z_{l'}} \\
&+k\sum_{l=1}^{N}\sum_{m,n}\sum_{j=1}^{2}C^{(l)}_{jmn}\sigma^{l'j'm'n'}_{ljmn} = 0
\end{aligned} \quad (2.31)$$

단,

$$\begin{aligned}
\sigma^{l'j'm'n'}_{ljmn} = \sum_{p,q}\Bigg[&k\tilde{D}^{jm'n'}_{1pq}D^{jmn}_{1pq}\frac{e^{i\Gamma_{pq}|z_{l'}-z_l|} - e^{i\Gamma_{pq}(z_{l'}-z_l)}}{\Gamma_{pq}} \\
&+\delta_{j'1}\delta_{jl}\tilde{D}^{1m'n'}_{2pq}D^{1mn}_{2pq}\frac{\Gamma_{pq}}{k}e^{i\Gamma_{pq}|z_{l'}-z_l|}\Bigg]
\end{aligned} \quad (2.32)$$

l'=1, 2,…, N, j' = 1, 2, m' = 0, ±1, ±2,…, n' = 1, 2, … 이다.

위와 같이 식 (2.27)~식 (2.31)은 완전한 무한 선형 대수 방정식들로 구성되었으며, 이것의 미지의 계수들은 가우스 소거 방법(Gauss elimination method)에 의해 구해진다.

2-4 배열 특성

상기 선형 대수 방정식 시스템들로부터 얻어진

결과물(계수들)은 주 편파, 교차 편파 방사 패턴 등과 같은 배열 특성들을 계산하기 위해 사용된다. 입력 원형 도파관에서의 반사 계수(반사된 모드 진폭)들은 방사 원형 도파관에서 반사된 진폭들과 중산 임피이던스 정합용 전이 산란 매트릭스 성분들에 의해 식 (2.33)과 같이 표현할 수 있다.

$$R_{j'mn'}(u,v) = S^{m,00}_{j'n',11}\delta_{j'1}\delta_{mm''}\delta_{n'1} + \sum_{n}\sum_{j=1}^{2} S^{m,01}_{j'n',jn} e^{i\gamma_{j1n}h} B_{jmn}(u,v) \tag{2.33}$$

단, $m''=\pm 1$는 입사 모드의 방위각 수(azimuth number)이다.

또한, 입사 모드의 전력과 같은 배열 단위소자 패턴의 성분들은 다음 식 (2.34), (2.35)와 같이 유도할 수 있다.

$$F_\theta(\theta,\varphi) = (k/\gamma^{(0)}_{111})^{1/2} T_{200}(\theta,\varphi)\cos\theta \tag{2.34}$$

$$F_\varphi(\theta,\varphi) = (k/\gamma^{(0)}_{111})^{1/2} T_{100}(\theta,\varphi)\cos\theta \tag{2.35}$$

단, $\gamma^{(0)}_{111}$는 입력 원형 도파관에서의 입사 모드 TE_{11}의 전파상수이며,

$$T_{1pq} = \sum_{m,n}(A_{1mn}e^{i\gamma_{1mn}h} + B_{1mn})Q^{1mn}_{1pq} - 2ik\sum_{l=1}^{N}\frac{\sin(\Gamma_{pq}z_l)}{\Gamma_{pq}}\sum_{m,n}(C^{(l)}_{1mn}D^{1mn}_{1pq} + C^{(l)}_{2mn}D^{2mn}_{1pq}) \tag{2.36}$$

$$T_{2pq} = T^{(0)}_{2pq} + \sum_{l=1}^{N} e^{i\Gamma_{pq}z_l}\sum_{m,n} C^{(l)}_{1mn}D^{1mn}_{2pq} \tag{2.37}$$

는 원형 도체 영역을 제외한 전체 영역에서의 전체 전자장에 대한 플로켓 모드들의 진폭들이다. 입력 원형 도파관에 $m=1$(좌현 편파 또는 우현 편파)과 $m=-1$(우현 편파 또는 좌현 편파)의 원형 편파에 의해 여기될 경우 반사 계수들은 $m=1$ 여기에 대해 R^{++}과 R^{-+} 그리고 $m=-1$ 여기에 대해 R^{--}과 R^{+-}로 주어진다. 여기서, ++, −−는 주 편파를 +−, −+는 교차 편파를 나타낸다. 반면에, 식 (2.34), (2.35)의 단위 방사 패턴은 $m=1$ 여기에 대해 F^+_θ과 F^+_φ으로 그리고 $m=-1$ 여기에 대해 F^-_θ과 F^-_φ로 주어지며, 단위 방사패턴의 주 편파 및 교차 편파 성분은 다음과 같은 공식에 의해 쉽게 계산할 수 있다[8].

(a) $m=1$ 여기 경우 ;

$$F^{++} = \frac{F^+_\varphi + iF^+_\theta}{\sqrt{2}}, \quad F^{-+} = \frac{F^+_\varphi - iF^+_\theta}{\sqrt{2}} \tag{2.38}$$

(b) $m=-1$ 여기 경우;

$$F^{--} = \frac{F^-_\varphi - iF^-_\theta}{\sqrt{2}}, \quad F^{+-} = \frac{F^-_\varphi + iF^-_\theta}{\sqrt{2}} \tag{2.39}$$

두 원형 편파 여기의 의해 얻어진 데이터들은 또한 수직 및 수평의 선형 편파 여기에 따른 배열 특성들을 계산하는데 사용될 수도 있다[8].

Ⅲ. 시뮬레이션 및 Ka 대역 실험 시제품 제작

±20°의 구형 빔 패턴을 갖기 위한 정삼각형 격자 구조의 최적화 설계 매개변수는 표 1과 같다. 이러한 설계 변수들은 참고 문헌 [5]~[7]과 자체 제작된 컴퓨터 시뮬레이션 프로그래밍을 이용하여 최적적으로 결정되었으며, 동작 주파수와 무관하게 사

표 1. 최적화 설계 매개변수

Table 1. Optimal design parameters.

항 목	변수명	설계값 (정규화)
x-축방향 격자 길이	d_x	1.121 λ_0
방사 원형 도파관의 반경(최소 도파관 벽 두께 고려 조건으로부터)	a	0.4917 λ_0
방사 원형 도파관의 길이	h	1.9670 λ_0
입력 원형 도파관의 반경(표준값)	a_0	0.3540 λ_0
입력 원형 도파관의 길이	h_0	3.4417 λ_0
임피이던스 정합 원형 도파관의 반경 및 길이	$a_1=a_0$ $h_1=0$	불필요
원형 도체의 반경 (모두 동일 크기)	r	0.1475 λ_0
원형 도체의 수	N	8
첫 번째 원형 도체의 위치	z_1	0.2950 λ_0
마지막 원형 도체의 위치	z_N	0.9833 λ_0
원형 도체간 간격	ds	0.0983 λ_0
외곽 기구물 두께	t	8 mm
방사 원형 도파관의 내부 유전체 특성	ε_r	1(공기)

용할 수 있도록 모든 파라미터들은 사용 파장으로 정규화하여 표현하였다.

제안된 다층 원형 도체 방사 배열 구조가 구형 빔 패턴을 갖는지 실험적으로 검증하기 위해 Ka 대역 시제품을 제작하였다. 입력 신호에 대한 급전은 동축-구형 도파관 어댑터와 구형 도파관-원형 도파관 어댑터 그리고 원형 편파기를 사용하여 중심에 있는 입력 원형 도파관을 통하여 이루어진다. 주변의 모든 입력 원형 도파관들은 정합용 부하가 부착된다. 실험을 위해 조립된 동축-구형 도파관 어댑터와 구형 도파관-원형 도파관 어댑터 그리고 원형 편파기 세트의 입출력 VSWR은 29~30 GHz의 동작 주파수에서 1.09보다 작으며, 또한 수직, 수평 편파간의 진폭차는 동작 주파수 범위에서 각각 0.2 dB 이하 그리고 위상차는 88.4°~90.2° 사이에 있다. 이러한 값은 축비 0.95에 해당한다. 제작된 다층 원형 도체 방사 배열 구조의 물리적인 설계 값들에 대한 설명은 다음과 같다.

입력 및 방사 원형 도파관 구조물들은 듀랄루민으로 제작하였으며, 이때 시뮬레이션 결과를 토대로 입력 원형 도파관과 방사 도파관 사이의 임피이던스 정합용 원형 도파관은 요구되지 않아 사용하지 않았다. 입력 원형 도파관의 직경은 7.2 mm로서 Ka 대역의 동작 주파수 범위를 만족하는 표준값이다. 또한, 직경이 10 mm이고 길이가 5 mm인 짧은 원형 방사 도파관을 여러 개 부착하여 길이 변화에 따른 패턴 성능을 시뮬레이션 및 실험을 통하여 다양하게 수행하였으며, 최종적인 최적의 길이는 20 mm로 결정하였다. 이때, 완벽한 전기적인 접촉을 위해 완전히 밀착하여 조립하였다. 원형 도체 배열은 두께가 약 0.05 mm인 얇은 합성 필름 위에 박막 제조 기술(ion-beam deposition)로 제작하였다. 원형 도체들의 소자 간격은 11.4 mm로 일정하며, 이차원 평면위에 정삼각형 배열을 갖는다. 또한, 동일 평면에 있는 원형 도체 방사 소자 수는 모두 19개로 중심 소자를 중심으로 주변의 첫번째 링에 6개가 배치되며, 두번째 링에는 12개가 배치된다. 전체 배열 구조는 약 100 mm의 직경을 갖는다. 상기 기술한 바대로 제작된 원형도체들이 증착된 필름은 원형 유전체 링에 밀착되며, 전파 진행 방향, 즉 +z방향으로 8개 적층된다. 이때, 층간 간격은 원형 방사 도파관으로부터 첫 번째 층만 3 mm 떨어지며, 나머지 7개의 층들은 1 mm의 일정한 간격을 갖고서 적층된다. 제작된 Ka 대역 실험 시제품은 그림 2와 같다.

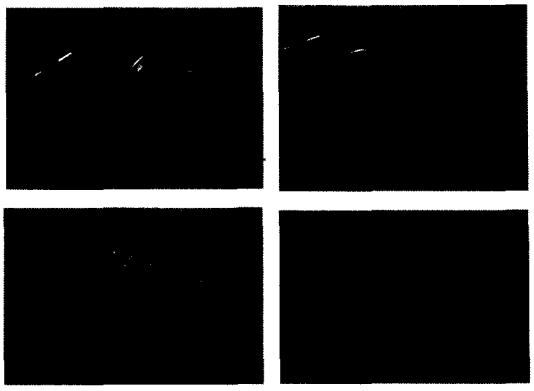


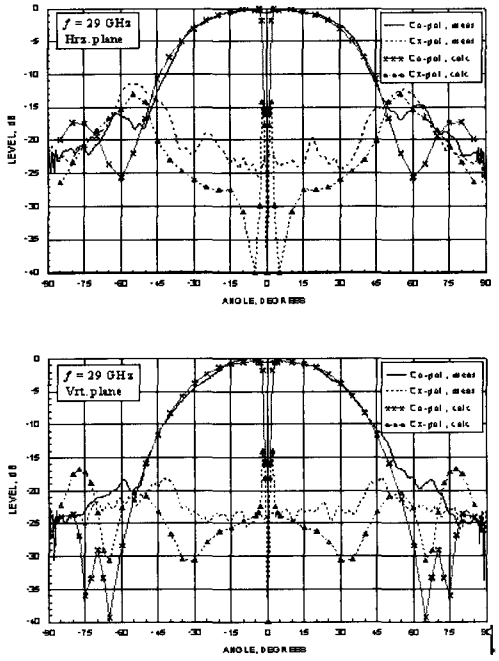
그림 2. 제작된 Ka 대역 실험 시제품
Fig. 2. Fabricated Ka-band experimental breadboard.

무 반사실에 DUT(Device Under Test)인 시제품과 원형 편파의 송신 안테나를 2.1 m의 사이 간격, 1.85 m의 동일 높이에 설치한 후 29.0 GHz, 29.5 GHz, 30 GHz에서 방사 패턴을 측정하였다. 무반사실에서 측정한 단위 안테나 빔 패턴 측정 결과들과 자체 제작한 프로그램에 의한 시뮬레이션한 결과들을 그림 3에 비교 제시하였다.

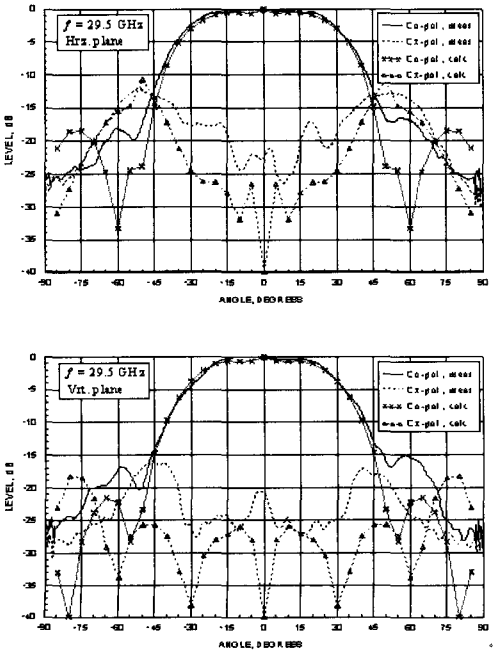
그림 3에서 Co-pol.과 Cx-pol.는 각각 주 편파 패턴과 교차 편파 패턴을 나타내며, 그리고 calc.과 meas.는 각각 계산 및 측정된 결과를 나타낸다. 측정 결과들을 서로 비교하여 보면, ±20°의 빔 스캔 범위내에서는 시뮬레이션 결과와 거의 일치하였으며, 사이드 로브 영역에서는 약간의 차이를 보여 주었다. 이것은 이론적인 모델링에서 고려하지 않았던 변수들이 시제품의 제작과정에서 필연적으로 생겼기 때문이다. 즉, 시뮬레이션 모델은 이론적으로 이상적인 무한 배열 안테나를 고려한 경우인 반면에 실험 모델은 19개의 유한 배열을 고려한 경우로서, 얇은 필름위에 증착된 원형 도체들과 이것들의 제작 오차 그리고 적층시 생기는 허용오차 및 이를 지지하는 외곽 기구물과의 간섭 효과 등을 갖는다.

정 방향에서는 시뮬레이션에 의한 전자장(패턴) 값이 실험값보다 약간 작은 값을 보여 주었다. 특히, 29 GHz에서의 시뮬레이션 결과는 패턴의 정방향에서 blindness 현상을 보이는데 이것은 제안된

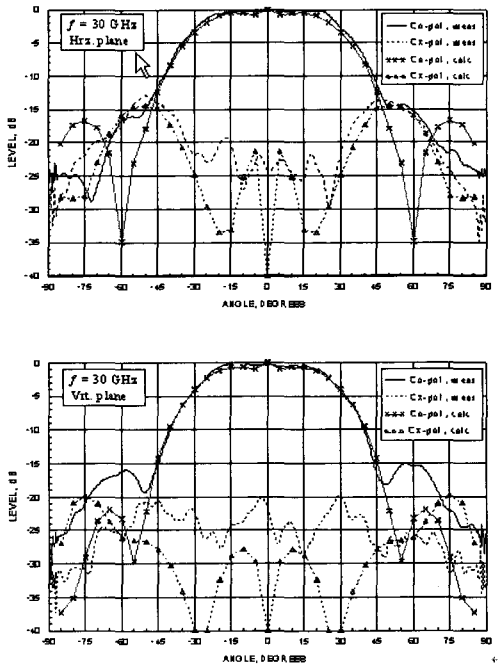
원형 도체 배열 구조가 참고 문헌 [8]에 상세히 기술된 유전체 덮개와 비슷한 역할을 하기 때문이다. 만약에, 같은 설계 조건에서 원형 도체 배열만 제거할 경우에 이러한 현상은 사라졌으며, 또한 설



(a) f=29.0 GHz



(b) f=29.5 GHz



(c) f=30.0 GHz

그림 3. Ka 대역 시제품의 시뮬레이션 및 실험 결과
Fig. 3. Simulation and experimental results of Ka-band breadboard.

계 모델링이 $d_x = d_y \approx 0.974\lambda$ 인 정사각형 격자 배열 구조와 동일한 원형 도체 배열 구조에서 비슷한 blindness 현상을 보여주었다. 정육각형과 정사각형 격자 배열 구조의 대칭성과 배열 소자의 원형 대칭성 때문에, 이러한 현상은 입사되는 TE_{11} 모드 편파와는 무관하다. 그러나, 만약에 격자 배열 구조의 대칭성이 깨지는 직사각형 배열 구조에서는 이러한 표면파 공진 현상이 단지 한쪽 선형 편파에 대해서만 발생할 수 있다. 또한, 수치적 계산은 소자 패턴 레벨의 감소 정도가 다층 원형 도체 배열 구조의 설계 변수들에 의존함을 보여 주었으며, 특히, 방사 원형 도파관 개구면 위로부터 첫번째 원형 도체와의 거리에 민감한 반응을 보였다. 이것은 배열 구조에서 플로켓 고조파 모드들이 표면파 여기 또는 공진에 중요한 역할을 함을 증명해준다. 이러한 표면파 공진 현상은 무한 배열 또는 매우 큰 배열에서만 볼 수 있다. 반면에, 실제 제작된 시제품은 유한 배열 구조이며 또한 제작상의 허용 오차로 인하여 이러한 현상을 얻을 수 없었다. 본 논문에서 기술하는

다층 원형 도체 배열 구조에 대한 수학적 모델링을 이용하면, 배열 구조에 대한 최적의 설계 변수들을 시뮬레이션을 통하여 선택할 수 있으며, 또한 동작 주파수내에서 blindness 현상을 미리 방지해 줄 수도 있을 것이다.

교차 편파 레벨은 각 동작 주파수의 정 방향에서 −20 dB 보다 작았으며, 이때 교차 편파 패턴은 주 편파 패턴 측정 set-up에서 송신 안테나의 원형 편파기를 90° 회전시킨 후 측정하였다.

주 빔이 정방향 근처에 있을 경우에는 그레이팅 로브들이 수직 평면의 방사 배턴안에 존재하지 않으나 주 빔이 정 방향으로부터 20° 만큼 스캔할 경우, 가장 가까이 있는 그레이팅 로브는 정 방향으로부터 $\sin^{-1}\{(2\lambda/d_x\sqrt{3})-\sin 20°\}$만큼 떨어진 곳에 위치하게 된다. 그레이팅 로브가 위치하는 각은 29 GHz, 29.5 GHz 그리고 30 GHz에서 각각 44.9°, 43.5°, 42.1° 이다. 이러한 위치에서의 그레이팅 로브 레벨들은 −11 dB ~ −14 dB 사이에 존재하였다. 일반적으로, 스캔 각이 20°보다 작으면 그레이팅 로브 레벨들은 더 작아질 것이다. 수평 평면에서의 방사 패턴은 수직 평면에서의 방사 패턴과 비교해 볼 때, 방사 패턴의 기울기는 비슷하나 패턴 형태가 상대적으로 넓으므로 동일 관측 각에서 볼 때 더 높은 레벨을 갖는다. 그러나, 수평 평면에서의 그레이팅 로브들은 최대 빔 스캔시에도 가시 영역내로 들어오지 않는다.

실험 시제품에 대한 동작 주파수 범위내에서의 입력 VSWR 측정값은 그림 4와 같으며, 그 값은 동작 대역내에서 1.14보다 작았다.

또한, Ka 대역 시제품의 이론적인 최대 안테나 소

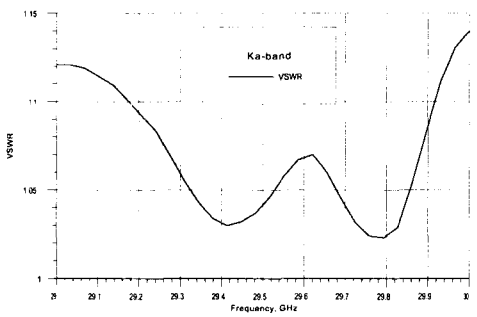


그림 4. Ka대역 시제품의 입력 VSWR
Fig. 4. Input VSWR of Ka-band breadboard.

표 2. 시제품 안테나의 측정 지향성 및 이득
Table 2. Measured directivity and gain of the breadboard antenna.

주파수 [GHz]	D_m[dB]	G_m[dB]
29.0	11.2	10.2
29.5	11.0	10.0
30.0	11.1	10.7

자 이득은 $G_m=10\log(4\pi A^2/\lambda^2)$에 의해 계산할 수 있다. 여기서, $A=\sqrt{3}d_x^2/2$는 방사 소자 하나의 기하학적 면적이다. 측정은 수평 평면과 수직 평면에서만 이루어졌으므로 각 평면의 (315° ~45°), (45° ~135°), (135° ~225°), (225° ~315°) 범위내에서 방위각 방향의 패턴 특성은 모두 동일하다고 볼 수 있으므로, 지향성(directivity)은 직교 평면에서 측정된 방사 소자 패턴을 사용하여 다음 식 (3.1)에 의해 근사적으로 계산할 수 있다.

$$D=10\log\frac{4\pi P(0)}{\frac{\pi}{2}\int_0^{\pi/2}\sum_{n=1}^{4}[P_n(\theta)+P_{n\perp}(\theta)]\sin\theta\,d\theta} \quad (3.1)$$

여기서, $P_n(\theta)$과 $P_{n\perp}(\theta)$는 1/4 분면에서의 전력 방사 패턴의 주 편파 및 교차 편파 성분들이며, 이 산적인 적분은 측정된 데이터의 샘플 데이터와 동일한 수로 한다. 시제품의 이득은 기준 안테나를 사용하여 상대적으로 측정하였으며, 원추형 안테나가 기준 안테나로 사용되었다. 표 2는 각 동작 주파수에서 측정된 지향성 D_m 과 이득 G_m 을 각각 보여주고 있다.

각 주파수에서 지향성의 열화는 아주 작으며, 또한 측정 이득과 측정/계산된 지향성간의 성능 차이는 도파관 손실 및 측정 오차에 기인한 것으로 추정된다.

Ⅳ. 결 론

구형 빔 패턴을 효율적으로 형성할 수 있는 새로운 형태의 다층 원형 도체 방사 배열 구조가 제안되었다. 기존의 구형 빔 패턴 형성 방법들과는 달리 다층으로 적층된 원형 도체 소자들간의 자연 발생적인 상호 결합 특성을 이용하여 안테나 개구면에서 구형 빔 소자 패턴에서 필요한 겹쳐진 전류 분포

를 용이하게 얻을 수 있기 때문에 별도의 부피가 크고 무거운 급전 회로가 요구되지 않는다. 그러므로, 안테나의 크기를 훨씬 작고(소형화), 가볍게(경량화) 할 수 있다. 또한, 빔 스캔시 구형 빔 패턴에 의해 그레이팅 로브 레벨을 억압할 수 있으므로 최소한의 위상 천이기들을 사용할 수 있다. 이것은 제안된 구조가 경제적으로 저렴한 위상 배열 안테나 설계에 유용하게 사용할 수 있음을 의미한다.

본 논문에서는 제안된 구조가 무한 주기적으로 배열된 것으로 가정한 후 rigid full-wave 해석 방법을 사용하여 이론적으로 접근하였으며, 모드 정합 방법(mode-matching method)과 경계 조건, 에너지 정리 등을 사용하여 궁극적인 선형 대수 방정식 시스템을 구성하였다. 그리고, 선형 대수 방정식 시스템으로부터 수치 해석 방법을 사용하여 미지의 계수들을 얻었다. 또한, 제안된 구조의 수학적 모델링을 프로그래밍 코드화한 후 설계 경험과 다양한 시뮬레이션 과정을 통하여 최적의 설계 값들을 얻었으며, 그 값들을 임의의 주파수 대역에 적용하여 사용할 수 있도록 정규화하여 제시하였다. 또한, 시뮬레이션 결과를 검증하기 위해 Ka 대역에서 동작하는 실험 시제품을 제작하였다. 시제품은 19개의 원형 도체 방사 배열을 8층으로 적층하여 제작하였으며, 이것는 단일 구형 빔 패턴을 형성하기에는 충분한 규모이다.

제작된 실험 시제품의 측정된 방사 패턴 결과물로부터 교차 편파 레벨은 정 방향에서 −20 dB 이하였으며, 각 주파수에서 측정된 주 편파 레벨들은 각각의 시뮬레이션 결과들과 비교하여 볼 때 ±20°의 빔 스캔 범위내에서는 매우 만족스럽게 일치함을 보여 주었다. 그러나, 빔 스캔 범위 밖에서의 약간의 오차가 생겼으며, 이러한 원인은 실제로 제작된 시제품의 유한 배열 구조, 제작 및 조립 오차, 주변 외곽 지지물 등의 영향에 기인한 것으로 추정된다. 향후 이러한 차이점을 줄일 수 있는 연구 및 층간 서로 다른 원형 도체 크기, 층간 간격 등 보다 일반적인 설계 방법에 대한 연구가 이루어져야 할 것이다.

참 고 문 헌

[1] R. J. Mailloux, *Phased array antenna handbook*. Artech House, Boston, 1993.

[2] S. P. Skobelev, "Methods of Constructing Optimum Phased-Array Antennas for Limited Field of View", *IEEE Antennas and Propagat. Magazine*, vol. 40, no. 2, pp. 39-50, April 1998.

[3] S. P. Skobelev and L. L. Mukhamedov, "Analysis of Waveguide Antenna Arrays with Protruding Dielectric Elements", *IEEE Transactions on Antennas and Propagat.*, vol. 41, no. 5, pp. 574-581, May 1993.

[4] A. A. Tolkachev, *et al.* "High Gain Antenna Systems for Millimeter Wave Radars with Combined Electronical and Mechanical Beam Steering.", *1996 IEEE Internat. Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Boston, MA, pp. 266-271. 15-18 Oct. 1996.

[5] S. P. Skobelev, *et al.* "Optimized Phased Array Antenna Element Based on Multidisk Slowing Structure for Limited-Field-of-View Applications", *Proc. XXVIII Moscow Internat. Conf. Antenna Theory and Techn.*, Moscow, Russia, pp. 266-269, 22-24 Sept. 1998.

[6] S. P. Skobelev and A. V. Shishlov, "On the Use of Yagi-Uda Elements in Array Antennas for Limited Scan Applications", *2000 IEEE Internat. Conf. Phased Array Systems and Technology*, Dana Point, CA, pp. 299-302, 21-25, May 2000.

[7] S. P. Skobelev, "Shaping of Flat-Topped Element Patterns in an Array of Slow-Wave Strip Structures Excited by Parallel Plate Waveguides", *IEEE Transactions on Antennas and Propagat.*, vol. 49, no. 12, pp. 1763-1768, Dec. 2001.

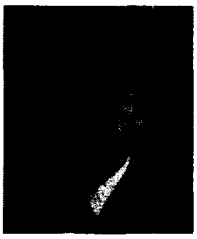
[8] N. Amitay, V. Galindo and C. P. Wu, *Theory and Analysis of Phased Array Antennas*. New York: Wiley, 1972.

[9] C. C. Chen, "Scattering by a Two-Dimensional Periodic Array of Conducting Plates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-18, no. 5, pp. 660-665, Sep. 1970.

[10] P. J. B. Clarricoats and K. R. Slinn, "Numerical solution of waveguide-discontinuity problems", *IEE Proc.*, vol. 114, pp. 878-886, 1967.

[11] G. L. James, "Analysis and design of TE_{11}-to-HE_{11} corrugated cylindrical waveguide mode converters", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-29, pp. 1059-1066, Oct. 1981.

엄 순 영



1988년 2월: 연세대학교 전자공학과 (공학사)
1990년 2월: 연세대학교 대학원 전자공학과 (공학석사)
1990년 2월~현재: 한국전자통신연구원 선임연구원
1997년 3월~현재: 연세대학교 전기전자공학부 박사과정
[주 관심분야] 초고주파 수동/능동 부품 설계, 위성통신 RF 시스템 설계, 위상 배열 안테나 시스템 설계 등

Sergei P Skobelev

1977년: Moscow Institute of Physics and technology(MIPT) (공학석사)
1984년: Moscow Institute of Physics and technology(MIPT) (공학박사)
1977년~현재: Leading Research Associate, Joint-Stock Company(JSC) Radiophyzika
[주 관심분야] Electromagnectics of periodic structures, array antenna theory and technology, horn antennas, as well as analytical and numerical methods in electromagnetics

전 순 익

1984년 2월: 고려대학교 전자공학과 (공학사)
1996년 2월: 고려대학교 대학원 전자공학과 (공학석사)
1990년 9월~현재: 한국전자통신연구원 책임연구원
[주 관심분야] 초고주파 수동/능동 부품 설계, 위성통신 RF 시스템 설계, 위상 배열 안테나 시스템 설계 등

최 재 익

1981년 2월: 고려대학교 전자공학과 (공학사)
1983년 2월: 고려대학교 대학원 전자공학과 (공학석사)
1995년 2월: 고려대학교 대학원 전자공학과 (공학박사)
1983년 2월~현재: 한국전자통신연구원 책임연구원
[주 관심분야] 위성통신/이동통신 안테나 및 RF 기술 등

박 한 규

1964년 2월: 연세대학교 전기공학과 (공학사)
1968년 2월: 연세대학교 대학원 전기공학과 (공학석사)
1975년 2월: 불란서 파리 6대학 (공학박사)
1976년~현재: 연세대학교 전기전자공학부 교수
1979년~1980년: 스탠포드 대학교 전자공학과 교환교수
1989년~1994년: 대통령 자문 21세기 위원회 위원
1995년~1997년: 정보통신부 전파위원회 위원장
1997년~현재: 한국과학재단 이사
[주 관심분야] 마이크로파 소자, 스마트 안테나, 전파전파, SAR 등