

論文95-32A-12-8

# 금속으로 이루어진 원통형 공진기 윗면에 위치한 환형슬롯 복사기에 대한 해석방법

(Analysis method for the annular slot  
radiator in a metal-backed cylindrical cavity)

趙榮基\*, 尹利虎\*, 李鍾益\*, 洪在杓\*\*, 申賢眞\*\*\*

(Y. K. Cho, L. H. Yun, J. I. Lee, J. P. Hong, and H. J. Shin)

## 요 약

동축선로로 급전된 금속으로 이루어진 원통형 공진기 윗면에 위치한 환형슬롯 복사기에 대하여 해석하였다. 해석방법의 타당성을 검증하기 위해서 입력 계환손실과 복사패턴의 이론치와 실험치를 각각 구해 비교하여 잘 일치함을 확인하였다.

## Abstract

A theoretical method has been considered for the analysis of an annular slot radiator in a metal-backed cylindrical cavity with coaxial feed. In order to check the validity of the method theoretical values of the input return loss and radiation pattern are compared with experimental values. There is good agreement between them.

## I. 서 론

동축선로로 급전된 환형슬롯 복사기의 해석은 전자 기학 분야에서 고전적인 문제로서<sup>[1]</sup> 평면형이라는 구조적인 장점때문에 항공기 통신용, 이동통신용 안테나 또는 초고주파 열치료(microwave hyperthermia)용의 탐침(probe)<sup>[2]</sup> 등으로 사용되어 왔다. 따라서 이 구조에 대한 많은 연구가 이루어져 왔는데 특히

Papas<sup>[2]</sup>는 변분법을 사용하여 해석하였고, Chang<sup>[3]</sup>과 Irzinski<sup>[4]</sup>는 고차모드들을 포함한 어드미턴스 행렬방정식을 구하여 근사적으로 해석하였고, Nevels 등<sup>[11]</sup>은 모멘트법을 이용하여 손실매질에서 해석하였다. 그러나 이들의 구조는 복사부(환형슬롯)와 급전부(동축선로)간의 임피던스 정합문제가 매우 어렵다는 단점이 있다. 따라서 이러한 임피던스 정합문제를 개선시키기 위하여 동축선로의 중심도체를 접지평면 위로 약간 돌출시켜서 미소 다이폴을 구성하거나 또는 접지 평면 위로 중심도체 끝부분을 반구로 확장시키는 방법<sup>[5]</sup>이 제시되고 사용되어 왔으며 또 이와는 달리 환형 슬롯의 급전부를 방사형 도파관으로 구성하는 방법이 실험적인 연구결과<sup>[6]</sup>를 토대로 발표된 바가 있다. 또 최근에는 환형슬롯 안테나 자체에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.

본 논문에서는 기존의 구조에서의 임피던스 정합문제를 개선하기 위하여 환형슬롯의 급전부를 방사형 도파관으로 구성하고 이를 동축선로로 급전하는 구조를

\* 正會員, 慶北大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng. Kyungpook Nat'l Univ.)

\*\* 正會員, 慶北産業大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng. Kyungpook Sanup Univ.)

\*\*\* 正會員, 嶺南大學校 醫療센터

(Yeungnam Univ. Medical Center)

※ 본 논문은 1994년도 한국학술진흥재단의 공모과제 연구비에 의하여 연구되었음.

接受日字: 1995年4月28日, 수정완료일: 1995年11月28日

택하여 이러한 구조의 특성을 이론적으로 해석할 수 있는 방법을 제시하고 이의 타당성을 실험적으로 검증하고자 한다. 따라서 동축선로와 방사형 공진기사이의 개구(aperture)와 환형슬롯상에서의 등가 자기전류를 미지수로 하는 결합 적분방정식(coupled integral equation)을 세우고 이의 해를 모멘트 방법을 사용하여 구하고 입력 케환손실과 복사패턴의 이론치를 얻어 실험치와 비교하는 것으로 구성되어진다.

## II. 본 론

### 1. 결합 적분방정식의 유도

본 논문에서 다룰 구조인 동축선로로 급전된 금속으로 이루어진 원통형 공진기 윗면에 위치한 환형슬롯 복사기에 대한 구조를 그림 1에 도시하였다. 영역 1 (동축선로 영역)에서 내경과 외경은 각각 a와 b이고, 영역 2(방사형 공진기 영역)에서 내경은 a이며, 외경과 높이는 각각 c와 h로 주어지며 원통형 공진기 윗면에 위치한 환형슬롯의 내경과 외경은 각각 r<sub>1</sub>과 r<sub>2</sub>로 주어진다 하자. 또 영역 1과 2는 상대유전율이 각각 ε<sub>11</sub>과 ε<sub>12</sub>인 유전물질로 채워져 있으며 영역 3은 자유공간이다. 영역 1에서의 외경과 내경의 차이 즉 (b-a)는 파장에 비하여 매우 작다고 하고, 영역 2 즉 원통형 공진기의 높이 h는 충분히 작아서 단지 TEM 모드만 전파한다고 가정한다. 여기에서 동축선로 내부로부터 입사되는 TEM 파의 전류의 크기는 I이라 하고 시간조화함수는 e<sup>jωt</sup>에 따라 변화한다고 하자. 이러한 경우에 각 불연속 구조의 기하학적 대칭성때문에 전자기 성분은 E<sub>ρ</sub>, E<sub>z</sub>, H<sub>φ</sub> 성분만이 존재하게 됨을 알 수 있다.

먼저 동축선로 내부로 입사하는 TEM 파는

$$H_{\phi}^{inc} = \frac{1}{2\pi\rho} e^{-jk_z z} \quad (1)$$

로 주어지고, 여기에서 k<sub>1</sub>(=ω√μ<sub>0</sub>ε<sub>11</sub>)은 전파상수를 의미한다. 이러한 경우 영역 1(동축선로 영역 : a<ρ<b)에서 자장의 φ 성분은<sup>13) 14)</sup>

$$H_{\phi}^i(\rho, z) = \frac{1}{\pi\rho} \cos k_z z - j2\pi\omega\epsilon_1 \int_a^b M_{\phi}(\rho') G_1(\rho, \rho'; z, z'=0) \rho' d\rho' \quad (2)$$

으로 기술되며, 이 표현식에서 그린 함수 G<sub>1</sub>(ρ, ρ'; z, z')

은

$$G_1(\rho, \rho', z, z') = -\frac{j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H_0^{(2)}(k_{\rho a}) J_1(k_{\rho} \rho) - J_0(k_{\rho a}) H_1^{(2)}(k_{\rho} \rho)}{J_1(k_{\rho} b) H_0^{(2)}(k_{\rho} a) - J_0(k_{\rho} a) H_1^{(2)}(k_{\rho} b)} \cdot [H_0^{(2)}(k_{\rho} b) J_1(k_{\rho} \rho) - J_0(k_{\rho} b) H_1^{(2)}(k_{\rho} \rho)] \cos k_z z' e^{-jk_z z} dk_z \quad (3)$$

로 주어지는데 여기에서 k<sub>ρ</sub>=√k<sub>1</sub><sup>2</sup>-k<sub>z</sub><sup>2</sup>을 의미하며, 기호 ρ<sub>a</sub>와 ρ<sub>b</sub>는 ρ와 ρ'을 비교하여 그중 큰 값과 작은 값을 각각 나타내고, J<sub>m</sub>(x)와 H<sub>m</sub><sup>(2)</sup>(x)는 각각 m차의 베셀함수와 2중 한켈함수이다. 식 (2)의 우변의 첫번째 항은 등가정리(equivalence principle)에 의하여 도체로 닫혀진 동축선로와 방사형 공진기사이의 개구면에서의 입사파와 반사파의 합이고, 두번째 항은 동축선로의 도체로 닫혀진 개구면 위에 위치한 미지의 등가자기전류에 의한 산란파 성분이다.

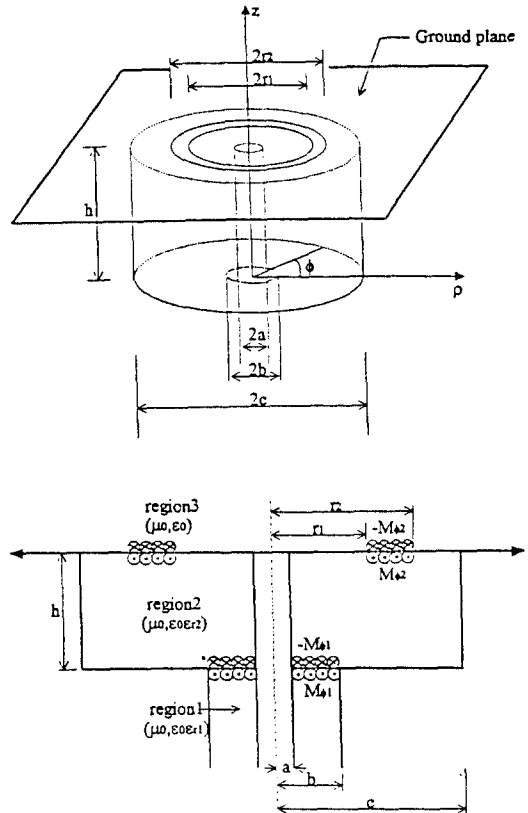


그림 1. 환형슬롯 복사기의 구조와 등가모델  
Fig. 1. Geometry and equivalent model.

마찬가지로 영역 2(공진기 영역 : a<ρ<c)에서 자장의 φ 성분은<sup>16) 17)</sup>

$$H_{\phi}^{II}(\rho, z) = -j2\pi\omega\epsilon_2 \int_a^b \{-M_{\phi 1}(\rho')\} G_2(\rho, \rho'; z, z'=0) \rho' d\rho' \\ - j2\pi\omega\epsilon_2 \int_a^b M_{\phi 2}(\rho') G_2(\rho, \rho'; z, z'=h) \rho' d\rho' \quad (4)$$

로서 기술되고, 이 식에서 그린 함수  $G_2(\rho, \rho'; z, z')$ 은

$$G_2(\rho, \rho'; z, z') = \frac{j}{8h} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \frac{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho_c) - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho_c)}{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} c) - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} c)} \\ \cdot [H_o^{(2)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho_c) - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho_c)] \\ \cos \frac{m\pi}{h} z' \cos \frac{m\pi}{h} z \quad (5)$$

로 주어지며 여기에서

$$k_{\rho 2} = \sqrt{k_2^2 - (m\pi/c)^2}, \quad k_2 = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_o \epsilon_2}$$

이고,  $\epsilon_m$ 은 Neumann 상수( $m=0$ 일 때  $\epsilon_m=1$ 이고,  $m \neq 0$ 일 때  $\epsilon_m=2$ 이다.)이며  $H_m^{(1)}(x)$ 는  $m$ 차 1종 한켈 함수이다.

또 영역 3(자유공간 영역)에서 자장의  $\phi$  성분은<sup>[14]</sup>

$$H_{\phi}^{III}(\rho, z) = -j2\pi\omega\epsilon_o \int_a^b \{-2M_{\phi 2}(\rho')\} G_3(\rho, \rho'; z, z'=h) \rho' d\rho' \quad (6)$$

로 기술되며 이 경우의 그린 함수  $G_3(\rho, \rho'; z, z')$ 은

$$G_3(\rho, \rho'; z, z') = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk_3 \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi')} + (z - z')^2}}{\sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi')} + (z - z')^2} \cos \phi d\phi \quad (7)$$

로 주어지며 여기에서  $k_3 = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_o}$ 를 의미한다.

영역 1(동축선로 영역)에서 동축선로의 외경과 내경의 차가 매우 작으므로( $b-a \ll \lambda$ )  $z=z'=0$ 에서의 그린 함수  $G_1(\rho, \rho')$ 은 TEM 항과 고차항들을 분리하여 정리하면 아래와 같이 근사화할 수 있다<sup>[3]</sup>.

$$G_1(\rho, \rho') \approx \frac{j}{2\pi} \frac{1}{k_1 \rho \rho' \ln(b/a)} \\ + \frac{j}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos \left[ \frac{m\pi}{b-a} (\rho_c + \rho_s - a - b) \right] + \cos \left[ \frac{m\pi}{b-a} (\rho_c - \rho_s - a + b) \right]}{\sqrt{\rho_c \rho_s m}} \\ \approx -\frac{j}{2\pi} \frac{1}{k_1 a(b-a)} - \frac{j}{2\pi a^2} \ln \left[ \cos \frac{\rho_c - a}{b-a} \pi - \cos \frac{\rho_s - a}{b-a} \pi \right] \quad (8)$$

윗 식들을 사용하여  $z=0$ 에 위치한 동축선로의 개구와  $z=h$ 에 위치한 환형슬롯상에서 자장의 접선성분이 연속이라는 두개의 경계조건을 부과하여 정리하면 다음과 같은 등가자기전류 즉  $M_{\phi 1}$ 과  $M_{\phi 2}$ 를 미지수로 하는 결합 적분방정식(coupled integral equation)을 얻게 된다.

### ● 동축선로의 개구( $a < \rho < b, z=0$ )

$$\frac{1}{\pi\rho} = \frac{\omega\epsilon_1}{k_1(b-a)} \int_a^b M_{\phi 1}(\rho') d\rho' \\ - \frac{\omega\epsilon_1}{\pi} \int_a^b M_{\phi 1}(\rho') \ln \left[ 2 \left| \cos \frac{\rho_c - a}{b-a} \pi - \cos \frac{\rho_s - a}{b-a} \pi \right| \right] d\rho' \\ - \frac{\pi\omega\epsilon_2}{4h} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \int_a^b M_{\phi 1}(\rho') \frac{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')}{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} c) - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} c)} \\ \cdot [H_o^{(2)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')] \rho' d\rho' \\ + \frac{\pi\omega\epsilon_2}{4h} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \epsilon_m \int_a^b M_{\phi 2}(\rho') \frac{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')}{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} c) - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} c)} \\ \cdot [H_o^{(2)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')] \rho' d\rho' \quad (9)$$

### ● 환형슬롯( $r_1 < \rho < r_2, z=h$ )

$$-\frac{\omega\epsilon_2}{8h} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \epsilon_m \int_a^b M_{\phi 1}(\rho') \frac{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')}{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} c) - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} c)} \\ \cdot [H_o^{(2)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')] \rho' d\rho' \\ + \frac{\omega\epsilon_2}{8h} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \int_a^b M_{\phi 2}(\rho') \frac{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} \rho) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')}{H_o^{(2)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} c) - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} a) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} c)} \\ \cdot [H_o^{(2)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(1)}(k_{\rho 2} \rho') - H_o^{(1)}(k_{\rho 2} c) H_1^{(2)}(k_{\rho 2} \rho')] \rho' d\rho' \\ - j \frac{\omega\epsilon_o}{2\pi^2} \int_a^b M_{\phi 2}(\rho') \left[ \int_0^{2\pi} \frac{e^{-j\sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos \phi}}}{\sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos \phi}} \cos \phi d\phi \right] \rho' d\rho' = 0 \quad (10)$$

### 2. 모멘트 방법에 의한 해석

식 (9)와 (10)으로 주어진 결합 적분방정식의 미지의 등가자기전류인  $M_{\phi 1}$ 과  $M_{\phi 2}$ 를 구하기 위하여 펄스 함수의 기저함수를 사용하고 점정합법을 이용하여 선형방정식을 얻고자 한다. 먼저 동축선로 개구를  $N$ 개의 구간으로 나누면 한 구간의 길이는  $\Delta_i = (b-a)/N$ 이 되며 각 구간의 중심의 위치는  $\rho_i = a + (i-1/2)\Delta_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ )로 주어진다. 다음으로 환형슬롯을  $M$ 개의 구간으로 나누면 한 구간의 길이는  $\Delta_o = (r_2 - r_1)/M$ 이 되고 각 구간의 중심의 위치는  $\rho_r = a + (\ell - 1/2)\Delta_o$  ( $\ell=1, 2, \dots, M$ )로서 주어지게 된다. 그리고 미지의 등가자기전류들은 아래와 같이 펄스함수로서 근사화하면

$$M_{\phi 1} = \sum_{i=1}^N M f_i(\rho'), \quad (11)$$

$$M_{\phi 2} = \sum_{\ell=1}^M M f_{\ell}(\rho') \quad (12)$$

로서 표현되며 여기에서  $f_i$ 와  $f_{\ell}$ 은 각각

$$f_i = \begin{cases} 1, & (i-1)\Delta_i < \rho' < i\Delta_i \\ 0, & \text{그외의구간} \end{cases} \quad (13)$$

$$f_{\ell} = \begin{cases} 1, & (\ell-1)\Delta_o < \rho' < \ell\Delta_o \\ 0, & \text{그외의구간} \end{cases} \quad (14)$$

로서 주어진다.

식 (11)과 (12)를 식 (9)와 (10)에 대입하여 정리 하면 다음과 같은 선형방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{i=1}^N M_i [ Y_{ki}^{11} ] + \sum_{\ell=1}^M M_{\ell} [ Y_{k\ell}^{12} ] = H^{TEM} \quad (15)$$

$$\sum_{i=1}^N M_i [ Y_{ki}^{21} ] + \sum_{\ell=1}^M M_{\ell} [ Y_{k\ell}^{22} ] = 0 \quad (16)$$

여기에서 k는 관찰점을 나타내는 첨자이고 i와 l은 각각 동축선로의 개구와 환형슬롯에서의 전원점을 나타내는 첨자이며 H<sup>TEM</sup>은

$$H^{TEM} = \frac{1}{\pi \rho_k} \quad (17)$$

로서 주어지고 어드미턴스 행렬요소인 Y<sub>ki(ℓ)</sub>은 각각

$$Y_{ki}^{11} = \frac{\omega \epsilon_1}{k_i(b-a)} \Delta_i - \frac{\omega \epsilon_1}{\pi} \ln \left[ 2 \left| \cos \frac{\rho_i - a}{b-a} \pi - \cos \frac{\rho_i - a}{b-a} \pi \right| \right] \Delta_i - \frac{\pi \omega \epsilon_2}{4h} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m}{k_{i2}} \frac{H_o^{(2)}(k_{i2}c)H_1^{(1)}(k_{i2}\rho_k) - H_o^{(1)}(k_{i2}c)H_1^{(2)}(k_{i2}\rho_k)}{H_o^{(2)}(k_{i2}a)H_1^{(1)}(k_{i2}c) - H_o^{(1)}(k_{i2}a)H_1^{(2)}(k_{i2}c)} \cdot [ H_o^{(2)}(k_{i2}a) \{ -a_1 H_o^{(1)}(k_{i2}a_1) + a_2 H_o^{(1)}(k_{i2}a_2) + H_o^{(1)}(k_{i2}a_3) \Delta_i \} - H_o^{(1)}(k_{i2}a) \{ -a_1 H_o^{(2)}(k_{i2}a_1) + a_2 H_o^{(2)}(k_{i2}a_2) + H_o^{(2)}(k_{i2}a_3) \Delta_i \} ] \quad (18)$$

$$Y_{k\ell}^{12} = \frac{\pi \omega \epsilon_2}{4h} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{\epsilon_m}{k_{i2}} \frac{H_o^{(2)}(k_{i2}c)H_1^{(1)}(k_{i2}\rho_k) - H_o^{(1)}(k_{i2}c)H_1^{(2)}(k_{i2}\rho_k)}{H_o^{(2)}(k_{i2}a)H_1^{(1)}(k_{i2}c) - H_o^{(1)}(k_{i2}a)H_1^{(2)}(k_{i2}c)} \cdot [ H_o^{(2)}(k_{i2}a) \{ -b_1 H_o^{(1)}(k_{i2}b_1) + b_2 H_o^{(1)}(k_{i2}b_2) + H_o^{(1)}(k_{i2}b_3) \Delta_o \} - H_o^{(1)}(k_{i2}a) \{ -b_1 H_o^{(2)}(k_{i2}b_1) + b_2 H_o^{(2)}(k_{i2}b_2) + H_o^{(2)}(k_{i2}b_3) \Delta_o \} ] \quad (19)$$

$$Y_{ki}^{21} = -\frac{\omega \epsilon_2}{8h} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{\epsilon_m}{k_{i2}} \frac{H_o^{(2)}(k_{i2}c)H_1^{(1)}(k_{i2}\rho_k) - H_o^{(1)}(k_{i2}c)H_1^{(2)}(k_{i2}\rho_k)}{H_o^{(2)}(k_{i2}a)H_1^{(1)}(k_{i2}c) - H_o^{(1)}(k_{i2}a)H_1^{(2)}(k_{i2}c)} \cdot [ H_o^{(2)}(k_{i2}a) \{ -a_1 H_o^{(1)}(k_{i2}a_1) + a_2 H_o^{(1)}(k_{i2}a_2) + H_o^{(1)}(k_{i2}a_3) \Delta_i \} - H_o^{(1)}(k_{i2}a) \{ -a_1 H_o^{(2)}(k_{i2}a_1) + a_2 H_o^{(2)}(k_{i2}a_2) + H_o^{(2)}(k_{i2}a_3) \Delta_i \} ] \quad (20a)$$

$$Y_{k\ell}^{22} = \frac{\omega \epsilon_2}{8h} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m}{k_{i2}} \frac{H_o^{(2)}(k_{i2}c)H_1^{(1)}(k_{i2}\rho_k) - H_o^{(1)}(k_{i2}c)H_1^{(2)}(k_{i2}\rho_k)}{H_o^{(2)}(k_{i2}a)H_1^{(1)}(k_{i2}c) - H_o^{(1)}(k_{i2}a)H_1^{(2)}(k_{i2}c)} \cdot [ H_o^{(2)}(k_{i2}a) \{ -b_1 H_o^{(1)}(k_{i2}b_1) + b_2 H_o^{(1)}(k_{i2}b_2) + H_o^{(1)}(k_{i2}b_3) \Delta_o \} - H_o^{(1)}(k_{i2}a) \{ -b_1 H_o^{(2)}(k_{i2}b_1) + b_2 H_o^{(2)}(k_{i2}b_2) + H_o^{(2)}(k_{i2}b_3) \Delta_o \} ] - j \frac{\omega \epsilon_3}{2\pi^2} \int_{r_1 - \ell \Delta_o}^{r_1 + \ell \Delta_o} \frac{e^{-k \sqrt{\rho_k^2 - \rho'^2} - 2i\ell \rho' \cos \phi}}{\sqrt{\rho_k^2 + \rho'^2 - 2\rho_k \rho' \cos \phi}} \cos \phi d\phi \rho' d\rho' \quad (20b)$$

로서 주어지는데 윗식에서 a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, a<sub>3</sub> 와 b<sub>1</sub>, b<sub>2</sub>, b<sub>3</sub>는 각각

$$\begin{aligned} a_1 &= a + i\Delta_i & b_1 &= r_1 + \ell \Delta_o \\ a_2 &= a + (i-1)\Delta_i & b_2 &= r_1 + (\ell - 1)\Delta_o \\ a_3 &= a + \left(i - \frac{1}{2}\right)\Delta_i & b_3 &= r_1 + \left(\ell - \frac{1}{2}\right)\Delta_o \end{aligned} \quad (21)$$

을 의미한다.

이렇게 하여 구한 선형방정식 즉, 식 (15)와 (16)에서 역행렬을 계산하여 미지의 계수 M<sub>i</sub> 와 M<sub>ℓ</sub>을 구하면 식 (11)과 (12)로부터 미지의 등가자기전류를 얻게 되어 이를 이용하여 동축선로의 개구면인 z=0에서 반사계수 Γ<sub>in</sub>을 표현하면 다음과 같이

$$\Gamma_{in} = - \left( 1 - \frac{\sqrt{\epsilon_1}}{60 \ln(b/a)} \int_a^b M_{\phi_1}(\rho') d\rho' \right) \quad (22)$$

로서 기술된다.

### III. 해석결과 및 고찰

본 논문에서 제시한 동축선로로 급전된 금속으로 이루어진 원통형 공진기 윗면에 위치한 환형슬롯 복사기에 대한 해석방법의 타당성을 살펴보기 위해서 실제로 중심주파수가 대략 3 GHz인 환형슬롯 복사기를 제작 하였는데 그 기하학적인 치수는 다음과 같다:

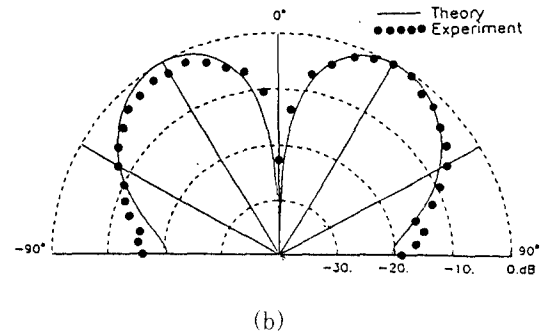
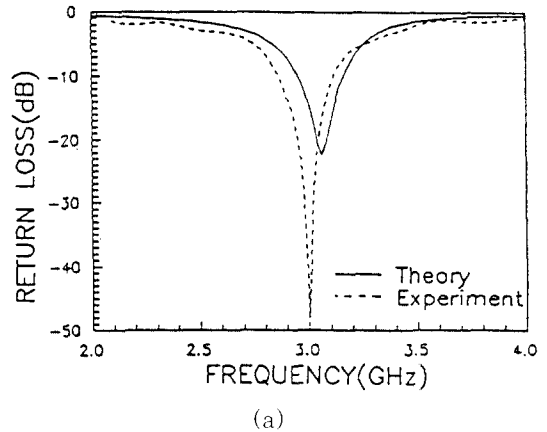


그림 2. 이론치 및 실험치  
(a) 입력 계환손실 (b) 복사패턴  
Fig. 2. Theoretical and experimental results.  
(a) Input return loss (b) Radiation pattern

동축선로의 내경  $a$ 와 외경  $b$ 는 각각  $a=0.456$  [mm],  $b=1.492$  [mm]이고, 원통형 공진기의 외경은  $c=60$  [mm], 높이는  $h=8$  [mm]이며 환형슬롯의 내경은  $r_1=54.5$  [mm], 외경은  $r_2=56.5$  [mm]이다. 상대유전율은 각각  $\epsilon_{r1}=2.2$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ 이며 환형슬롯 복사기의 유한한 접지평면은 넓이가  $200 \times 200$  [mm]이고 두께가  $0.5$  [mm]인 얇은 정사각형의 알루미늄판을 사용하였다. 제작한 안테나에 대한 입력 계환손실과 복사패턴의 실험치를 구해 이론치와 각각 비교하여 그림 2에 도시하였다. 이론치와 실험치가 비교적 일치하는 양호한 결과를 얻을 수 있었다. 공진주파수의 이론치와 실험치는 각각  $3.06$  GHz,  $2.998$  GHz로 약 2%의 오차가 있으며 공진기의 높이가 커질수록 공진주파수가 증가함을 관찰하였고, 복사패턴은 부엽이 약간 큰 것을 제외하면 거의 일치하였다. 이론치와 실험치간의 오차는 유한한 접지평면의 효과(finite ground effect)에서 기인된다고 생각된다.

#### IV. 결 론

동축선로로 급전한 금속으로 이루어진 원통형 공진기 윗면에 위치한 환형슬롯 복사기에 대해서 동축선로 개구와 환형슬롯상에서의 개구전장을 등가원리(equivalence principle)를 사용하여 등가자기전류로 대체하여 이를 미지수로 하는 결합 적분방정식을 세운 다음 일반적인 모멘트 방법을 이용하여 해를 구하고 이로부터 환형슬롯 복사기의 입력 계환손실과 복사패턴의 이론치를 각각 계산하였으며, 해석방법의 타당성을 검증하기 위해서 실제 환형슬롯 복사기를 제작하여 입력 계환손실과 복사패턴의 측정치를 구하여 이론치와 비교하였다.

본 논문의 구조는 환형슬롯안테나의 일종으로 볼 수 있는데 그림 2b의 복사패턴에서 볼 수 있듯이 낮은 각으로 복사할 수 있고 또 필요에 따라 본 논문에서의 방법을 사용하여 복사각이 보다 낮은 양각을 갖는 복사기의 구조를 찾을 수 있으므로 도심에서의 이동통신용 안테나 특히 rooftop 환형슬롯 안테나의 연구에 유용하고 동시에 초고주파 대역의 열치료용(microwave hyperthermia)의 탐침으로 응용될 수도 있다고 생각된다. 또한 유전율 측정용으로 사용되는 기존의 동축선로 센서<sup>[9], [10]</sup>에 비하여 임피던스 정합에서 매우 유리하기 때문에 측정의 정확도도 높일 수 있을 것으로

사료된다. 끝으로 본 논문에서의 연구방법과 결과들은 최근에 발표된 환형슬롯 안테나의 연구<sup>[11], [12]</sup>에 물리적인 의미를 주는 데 유용할 것이다.

#### 참 고 문 헌

- [1] H. Levine and C. H. Papas, "Theory of the circular diffraction antennas", *J. Appl. Phys.*, vol. 22, pp. 29-43, Jan. 1951.
- [2] R. D. Nevels, C. M. Butler, and W. Yablon, "The annular slot antenna in a lossy biological medium," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-33, no. 4, pp. 314-349, 1985.
- [3] D. C. Chang, "Input admittance and complete near-field distribution of an annular aperture antenna driven by a coaxial line," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-18, no. 5, pp. 610-616, Sept. 1970.
- [4] E. P. Irzinski, "The input admittance of a TEM excited annular slot antenna", *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-23, pp. 829-834, Nov. 1975.
- [5] R. D. Nevels, "The annular antenna with hemispherical center conductor extension," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-35, no. 1, pp. 41-45, Jan. 1987.
- [6] W. A. Cumming and M. Cormier, "Design data for small annular slot antennas," *IRE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-6, pp. 210-211, 1958.
- [7] Y. K. Cho, *et al.*, "Analysis of cylindrical edge-slot antenna with coaxial feed," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 11, pp. 1033-1034, 1993.
- [8] J. R. James and P. S. Hall, *Handbook of microstrip antennas*, vol. 2, IEE Electromagnetic wave series 28 Chap. 19, pp. 1086-1090, 1989.

- [9] S. Jenkins, *et al*, "Comparison of three numerical treatments for the open-ended coaxial-line sensor, " *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 4, pp. 234-236, 1990.
- [10] S. S. Stuchly, C. L. Sibbald, and J. M. Anderson, "A new aperture admittance model for open-ended waveguides, " *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-42, no. 2, pp. 192-198, Feb. 1985.
- [11] C. Y. Edward Tong and R. Blundell, "An annular slot antenna on a dielectric half-space, " *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. 42, no. 7, pp. 967-974, July 1994.
- [12] J. Gong, J. L. Volakis, A. C. Woo, and H. T. G. Wang, "A hybrid finite element-boundary integral method for analysis of cavity-backed antennas of arbitrary shape, " *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. 42, no. 9, pp. 1233-1242, Sept. 1994.

---

 저 자 소 개
 

---

趙 榮 基(正會員) 第 28卷 A編 1號 參照  
 현재 경북대학교 전자공학과  
 부교수

尹 利 虎(正會員) 第 32卷 A編 1號 參照  
 현재 경북대학교 전자공학과  
 박사과정

李 鍾 益(正會員) 第 32卷 A編 1號 參照  
 현재 경북대학교 전자공학과  
 박사과정

洪 在 杓(正會員) 第 28卷 A編 1號 參照  
 현재 경북산업대학교 전자공학과  
 조교수

申 賢 眞(正會員) 현재 영남대학교 의료센터  
 근무중