

# 운동중인 등방성 플라즈마 층으로 덮인 도체 실린더 슬롯 안테나의 복사특성

正會員 김 남 태\*

## Radiation Characteristics of a Slot Antenna in a Conducting Cylinder Covered with a Moving Isotropic Plasma Layer

Nam Tae Kim\* *Regular Member*

### 요 약

본 논문에서는 운동중인 등방성 플라즈마 층으로 덮인 도체 실린더 상의 슬롯 안테나 복사특성을 해석한다.

플라즈마 층을 통하여 복사되는 전자계의 파수영역 적분표현식을 유도하고 안장점 적분을 이용하여 이를 공간 영역에서의 전자계로 변환한다. 복사패턴에 왜곡을 초래하는 영점은 안장점 적분에서 플라즈마 퍼라미터 및 속도 퍼라미터의 함수인 피적분 함수의 영점에 의하여 설명된다.

여러 값의 플라즈마 퍼라미터와 속도 퍼라미터에 대하여 복사패턴의 영점을 고찰한 결과, 본 논문의 결과는 평면도체 구조의 연구결과와 일치한다.

### ABSTRACT

In this paper, the radiation characteristics of a slot antenna in a conducting cylinder covered with a moving isotropic plasma layer are analyzed.

Integral representations of the electromagnetic fields in the spectral domain radiated through the plasma layer are derived and converted into the fields in the spacial domain by saddle-point integration. Radiation null which brings about distortion in the radiation pattern is explained by the zero of integrand in an asymptotic integral as a function of plasma and velocity parameters.

Numerical results for a radiation null calculated from various plasma and velocity parameters correspond to the results of planar structure.

\*인제대학교 전자공학과  
Dept. of Electronic Eng., Inje University  
論文番號: 96259-0824  
接受日字: 1996年 8月 24日

## I. 서 론

운동중인 플라즈마로 덮인 안테나의 복사특성은 상대론적 전자기 이론의 응용분야로써, 위성통신, 전파 천문학, 플라즈마 진단 등에서의 중요성으로 인하여 광범위하게 연구되었다.<sup>[1][6]</sup> 특히, 운동중인 플라즈마 층으로 덮인 평면도체와 도체 실린더 상의 슬랏 안테나 복사특성은 우주선의 지구 대기권 진입시 지구과의 통신을 위한 안테나 복사패턴 해석의 근사모델로써 널리 사용되었다.

플라즈마 층으로 덮인 평면도체 구조의 복사계에 있어서, 운동중인 플라즈마로 인한 복사패턴의 왜곡현상은 Kojima, Higashi 및 Hatt 등에 의하여 연구된 바 있으며<sup>[6][9]</sup> 플라즈마 아래의 도체가 원형 실린더인 경우도 Casey와 Yeh 등에 의하여 해석된 바 있다.<sup>[10][11]</sup> 이들에 의하면 등방성 플라즈마의 경우 신호의 주파수가 플라즈마 주파수와 매우 근접해 있을 때, 플라즈마의 운동은 그 속도가 광속에 비해 매우 작더라도 복사패턴에 큰 왜곡을 초래하며, 이 경우 복사패턴에는 반드시 영점(null)이 존재한다. 이 영점은 플라즈마 파라미터 및 플라즈마의 속도에 따라 일정한 각도범위에서 변화하며 이는 복사 전자계를 구하기 위하여 수행되는 근사적분에서 플라즈마 파라미터 및 속도 파라미터에 따른 피적분 함수의 영점을 고찰함으로써 파악할 수 있다. 평면도체 구조의 경우, 복사패턴의 영점은 Casey<sup>[12]</sup>에 의하여 고찰된 바 있으나 도체 실린더 구조의 경우 이러한 해석은 현재까지 수행된 바 없다.

본 논문에서는 운동중인 플라즈마 층으로 덮인 도체 실린더 구조에 대하여 Casey의 방법을 적용함으로써 플라즈마 파라미터와 속도 파라미터에 따른 복사패턴의 영점을 고찰하고자 한다. 여기서 플라즈마는 균일 저온 등방성 플라즈마(homogeneous cold isotropic plasma)이며 운동으로 인한 플라즈마의 밀도 변화는 무시한다.

## II. 문제의 공식화

그림 1과 같이 면상에 슬랏이 있는 무한히 긴 원주형 도체 실린더를 생각한다. 원주좌표계( $\rho, \phi, z$ )에 있어서 내반경  $\rho = \rho_i$ 의 도체 실린더는  $z$ 방향으로 일정

한 속도  $v = a_z v_z$ 로 운동중인 외반경  $\rho = \rho_o$ 의 플라즈마 층으로 덮여 있다. 여기서 플라즈마층 밖은 투자율과 유전율이 각각 ( $\mu_o, \epsilon_o$ )인 자유공간이며 슬랏에서의 전계는 기지량이라고 가정한다. 또한, 도체의 정지계 및 플라즈마층의 정지계를 각각 K 및 K'계라고 하고 K계에서의 양은 그대로, K'계에서의 양은 프라임을 붙여 표시하기로 한다.

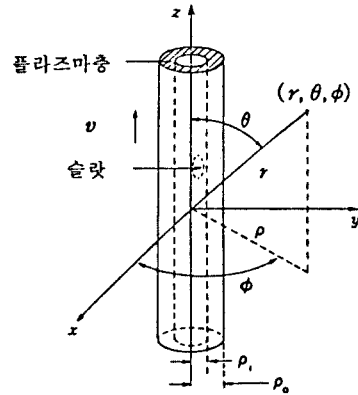


그림 1. 운동중인 등방성 플라즈마층으로 덮인 도체 실린더  
Fig. 1 Conducting cylinder covered with a moving isotropic plasma layer

K'계에 있어서 플라즈마의 유전율은 다음과 같이 주어진다.<sup>[13], [14]</sup>

$$\epsilon'_z = \epsilon_o(1 - \omega_p'^2/\omega'^2) \quad (1)$$

여기서  $\omega_p'$ 과  $\omega'$ 은 각각 K'계에서의 플라즈마 주파수와 신호의 주파수이다. 또한, 플라즈마의 투자율  $\mu'$ 은 자유공간의 투자율  $\mu_o$ 와 같다.<sup>[15]</sup>

K계와 K'계는 Lorentz 변환에 의하여 밀접하게 관련되어 있으므로 4차원 포텐셜(four-potential)에 이를 적용하여 정리하면 다음 식을 얻는다.<sup>[16]</sup>

$$E_z' = (E + v \times B)_z, \quad E_r' = \alpha(E + v \times B)_r, \quad (2)$$

$$B_z' = (B - v \times E/c^2)_z, \quad B_r' = \alpha(B - v \times E/c^2)_r, \quad (3)$$

$$D_z' = (D + v \times H/c^2)_z, \quad D_r' = \alpha(D + v \times H/c^2)_r, \quad (4)$$

$$H_z' = (H - v \times D)_z, \quad H_r' = \alpha(H - v \times D)_r, \quad (5)$$

여기서  $\alpha=(1-\beta^2)^{-1/2}$ ,  $\beta=v_z/c$ 이며  $c$ 는 자유공간에서의 광속, 첨자  $z$  및  $t$ 는 각각  $z$ 방향의 성분 및 이에 수직인 성분을 의미한다.

식 (2)~(5)를 플라즈마 내에서의 보조식  $D^l = \epsilon' E^l$  및  $B^l = \mu_0 H^l$ 에 대입하여 정리하면 다음과 같이 된다.

$$D_z^l = \epsilon' E_z^l \quad (6)$$

$$D_t^l = a\epsilon' E_t^l + \frac{b}{c} a_z \times H_t^l \quad (7)$$

$$B_z^l = \mu_0 H_z^l \quad (8)$$

$$B_t^l = a\mu_0 H_t^l - \frac{b}{c} a_z \times E_t^l \quad (9)$$

여기서  $a=(1-\beta^2)/(1-n^2\beta^2)$ ,  $b=\beta(n^2-1)/(1-n^2\beta^2)$ ,  $n^2=\epsilon'\mu_0c^2$ 이며 첨자  $l$ 은 플라즈마 내에서의 전자계를 표시한다. 식 (6)~(9)를 원천이 없는 영역에서의 Maxwell 방정식에 대입하고 다음의  $z$ 에 대한 Fourier 변환;

$$\Psi(x, y, k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, y, z) e^{jk_z z} dz \quad (10)$$

$$\psi(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x, y, k_z) e^{-jk_z z} dk_z \quad (11)$$

을 적용하면 운동중인 플라즈마 내에서의  $\hat{E}_z, \hat{H}_z$ 에 대한 파동방정식과  $z$ 방향에 수직인 전자계 성분은 다음과 같이 된다.

$$(\nabla_t^2 + K^2) \hat{E}_z^l = 0 \quad (12)$$

$$(\nabla_t^2 + K^2) \hat{H}_z^l = 0 \quad (13)$$

$$\hat{E}_t^l = \frac{jd}{d^2 - k^2 a^2} (\nabla_t \hat{E}_z + \frac{\omega\mu_0 a}{d} \nabla_t \times a_z \hat{H}_z^l) \quad (14)$$

$$\hat{H}_t^l = \frac{jd}{d^2 - k^2 a^2} (\nabla_t \hat{H}_z - \frac{\omega\epsilon' a}{d} \nabla_t \times a_z \hat{E}_z^l) \quad (15)$$

여기서  $K^2=(k^2 a^2 - d^2)/a$ ,  $d=k_z + \omega b/c$ ,  $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon'$ 이다.

한편, 플라즈마층 밖 자유공간의 전자계를 지배하는 K계에서의 파동방정식은 다음과 같이 주어진다.<sup>18)</sup>

$$(\nabla_t^2 + K_o^2) \hat{E}_z = 0 \quad (16)$$

$$(\nabla_t^2 + K_o^2) \hat{H}_z = 0 \quad (17)$$

$$\hat{E}_t = \frac{-jk_z}{K_o^2} (\nabla_t \hat{E}_z + \frac{\omega\mu_o}{k_z} \nabla_t \times a_z \hat{H}_z) \quad (18)$$

$$\hat{H}_t = \frac{-jk_z}{K_o^2} (\nabla_t \hat{H}_z - \frac{\omega\epsilon_o}{k_z} \nabla_t \times a_z \hat{E}_z) \quad (19)$$

여기서  $K_o^2 = k_o^2 - k_z^2$ ,  $k_o^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o$ 이다.

운동중인 플라즈마 내의 파동방정식 (12), (13)을 원주좌표계로 전개하고 변수분리법<sup>17)</sup>을 적용하면  $\hat{E}_z^l, \hat{H}_z^l$ 은 다음과 같이 된다.

$$\hat{E}_z^l(\rho, \phi, k_z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jn\phi} [A_n(k_z) J_n(K\rho) + B_n Y_n(K\rho)] \quad (20)$$

$$\hat{H}_z^l(\rho, \phi, k_z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jn\phi} [C_n(k_z) J_n(K\rho) + D_n Y_n(K\rho)] \quad (21)$$

여기서  $J_n(x)$ 와  $Y_n(x)$ 는 각각  $n$ 차 제 1종 Bessel 함수 및 제 2종 Bessel 함수이며  $A_n \sim D_n$ 은 경계조건에 의하여 결정되는 미지계수이다.

그림 1의 구조에 대하여 자유공간에서 반사파는 존재치 않을 것이므로 자유공간에서의 파동방정식 (16), (17)의 해는 다음과 같이 된다.

$$\hat{E}_z(\rho, \phi, k_z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jn\phi} F_n(k_z) H_n^{(2)}(K_o\rho) \quad (22)$$

$$\hat{H}_z(\rho, \phi, k_z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jn\phi} G_n(k_z) H_n^{(2)}(K_o\rho) \quad (23)$$

여기서  $H_n^{(2)}(x)$ 는  $n$ 차 제 2종 Hankel 함수이며  $F_n, G_n$ 은 경계조건에 의하여 결정되는 미지계수이다.

### III. 복사전자계

운동중인 플라즈마와 자유공간의 경계면에서  $E + v \times B$  및  $H - v \times D$ 의 접선성분은 연속이어야 하므로<sup>18)</sup>  $\rho = \rho_o$ 에서는 다음의 관계식이 성립한다.

$$\hat{E}_z^l = \hat{E}_z \quad (24)$$

$$\hat{H}_z^l = \hat{H}_z \quad (25)$$

$$\hat{E}_\phi^l(1 + \beta b) + a\mu_o v_z \hat{H}_\rho^l = \hat{E}_\phi + \mu_o v_z \hat{H}_\rho \quad (26)$$

$$\hat{H}_\phi^l(1 + \beta b) - a\epsilon' v_z \hat{E}_\rho^l = \hat{H}_\phi - \epsilon_o v_z \hat{E}_\rho \quad (27)$$

또한, 도체표면에서 전계의 접선성분은 0이어야 하므로  $\rho = \rho_0$ 에서는 다음의 관계식이 성립한다.

$$\hat{E}_z^i = \begin{cases} \hat{E}_z^a, & \text{슬랏에서} \\ 0, & \text{이외의 영역에서} \end{cases} \quad (28)$$

$$\hat{E}_\phi^i = \begin{cases} \hat{E}_\phi^a, & \text{슬랏에서} \\ 0, & \text{이외의 영역에서} \end{cases} \quad (29)$$

여기서  $\hat{E}_z^a, \hat{E}_\phi^a$ 는 슬랏에서의 전계이며 각각 다음과 같이 주어진다.

$$\hat{E}_z^a = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n e^{-jn\phi} \quad (30)$$

$$\hat{E}_\phi^a = \sum_{n=-\infty}^{\infty} W_n e^{-jn\phi} \quad (31)$$

$$U_n = \int \int_{slot} E_z^a e^{jn\phi'} e^{jk_z z'} d\phi' dz' \quad (32)$$

$$W_n = \int \int_{slot} E_\phi^a e^{jn\phi'} e^{jk_z z'} d\phi' dz' \quad (33)$$

식 (14), (15), (20), (21) 및 식 (18), (19), (22), (23)을 경계조건의 식 (24)~(29)에 대입하고 식 (30)~(33)을 이용하면 미지계수에 대한 다음의 행렬방정식을 얻는다.

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 & a_{15} & 0 \\ 0 & 0 & a_{23} & a_{24} & 0 & a_{26} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & a_{45} & a_{46} \\ a_{51} & a_{52} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_{61} & a_{62} & a_{63} & a_{64} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \\ C_n \\ D_n \\ F_n \\ G_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ U_n \\ W_n \end{pmatrix} \quad (34)$$

여기서

$$a_{11} = a_{23} = J_n(K\rho_0)$$

$$a_{12} = a_{24} = Y_n(K\rho_0)$$

$$a_{15} = a_{26} = -H_n^{(2)}(K_0\rho_0)$$

$$a_{31} = a_{43} = -\frac{j\eta}{K^2\rho_0} J_n(K\rho_0)(k_0\beta - k_z)$$

$$a_{32} = a_{44} = -\frac{j\eta}{K^2\rho_0} Y_n(K\rho_0)(k_0\beta - k_z)$$

$$a_{33} = \frac{\mu_0}{K} J_n'(K\rho_0)(\omega - k_z v_z)$$

$$a_{34} = \frac{\mu_0}{K} Y_n'(K\rho_0)(\omega - k_z v_z)$$

$$a_{35} = \frac{j\eta}{K_0^2\rho_0} H_n^{(2)}(K_0\rho_0)(\beta k_0 - k_z)$$

$$a_{36} = -\frac{\mu_0}{K_0} H_n^{(2)}(K_0\rho_0)\mu_0(\omega - k_z v_z)$$

$$a_{41} = -\frac{\epsilon'}{K} J_n'(K\rho_0)(\omega - k_z v_z)$$

$$a_{42} = -\frac{\epsilon'}{K} Y_n'(K\rho_0)(\omega - k_z v_z)$$

$$a_{43} = -\frac{j\eta}{K^2\rho_0} J_n(K\rho_0)(\beta k_0 - k_z)$$

$$a_{44} = -\frac{j\eta}{K^2\rho_0} Y_n(K\rho_0)(\beta k_0 - k_z)$$

$$a_{45} = \frac{\epsilon_0}{K_0} H_n^{(2)'}(K_0\rho_0)(\omega - k_z v_z)$$

$$a_{46} = \frac{j\eta}{K_0^2\rho_0} H_n^{(2)}(K_0\rho_0)(\beta k_0 - k_z)$$

$$a_{51} = J_n(K\rho_0)$$

$$a_{52} = Y_n(K\rho_0)$$

$$a_{61} = -\frac{\eta d}{K^2\rho_0 a} J_n(K\rho_0)$$

$$a_{62} = -\frac{\eta d}{K^2\rho_0 a} Y_n(K\rho_0)$$

$$a_{63} = \frac{j\omega\mu_0}{K} J_n'(K\rho_0)$$

$$a_{64} = \frac{j\omega\mu_0}{K} Y_n'(K\rho_0)$$

이며 프라임은 인수(argument)에 대한 미분을 표시한다.

자유공간에서의 복사전자계를 구하기 위하여 식 (34)로부터  $F_n, G_n$ 을 계산하면 다음과 같이 된다.

$$F_n = \left\{ \frac{-2\eta}{\pi\omega K \rho_0^2} (\omega - k_z v_z)(\beta k_0 - k_z) H_n^{(2)}(K_0\rho_0) F_a \left( 1 - \frac{K_0^2}{K^2} \right) \right. \\ \left. \left( W_n + \frac{\eta d}{K^2\rho_0 a} U_n \right) - \frac{2\epsilon'\mu_0 K_0}{\pi K^2\rho_0} (\omega - k_z v_z)^2 \left( H_n^{(2)'}(K_0\rho_0) F_b \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{K_0}{K} H_n^{(2)}(K_0\rho_0) F_c \right) U_n \right\} \frac{1}{D_n} \quad (35)$$

$$G_n = \left\{ \frac{-\beta\eta\epsilon'}{\pi K^2 \rho_0^2} (\omega - k_z v_z)(\beta k_0 - k_z) H_n^{(2)}(K_0\rho_0) F_b U_n \left( 1 - \frac{K_0^2}{K^2} \right) \right. \\ \left. - \frac{\beta K_0}{\pi\omega K \rho_0} (\omega - k_z v_z)^2 \left( W_n + \frac{\eta d}{K^2\rho_0 a} U_n \right) \left( \epsilon_0 H_n^{(2)'}(K_0\rho_0) F_a \right. \right. \\ \left. \left. - \epsilon' \frac{K_0}{K} H_n^{(2)}(K_0\rho_0) F_d \right) \right\} \frac{1}{D_n} \quad (36)$$

여기서

$$D_n = \mu_0(\omega - k_z v_z)^2 \left( H_n^{(2)'}(K_0\rho_0) F_b + \frac{K_0}{K} H_n^{(2)}(K_0\rho_0) F_c \right) \\ \left( \epsilon_0 H_n^{(2)'}(K_0\rho_0) F_a - \epsilon' \frac{K_0}{K} H_n^{(2)}(K_0\rho_0) F_d \right)$$

$$-\left(\frac{n}{K_0\rho_0}\right)^2(\beta k_0 - k_z)^2\left(1 - \frac{K_0^2}{K^2}\right)^2 F_n F_n^{(2)}(K_0\rho_0)^2$$

$$F_a = J_n(K\rho_0)Y_n(K\rho_0) - J_n(K\rho_0)Y_n(K\rho_0)$$

$$F_b = J_n(K\rho_0)Y_n'(K\rho_0) - J_n'(K\rho_0)Y_n(K\rho_0)$$

$$F_c = J_n'(K\rho_0)Y_n'(K\rho_0) - J_n''(K\rho_0)Y_n'(K\rho_0)$$

$$F_d = J_n(K\rho_0)Y_n'(K\rho_0) - J_n'(K\rho_0)Y_n(K\rho_0)$$

이며 식 (35), (36)을 식 (18), (19), (22), (23)에 대입함으로써 파수영역에서의 복사전자계를 구할 수 있다.

플라즈마 층 밖 자유공간에서의 복사전자계는 식 (18), (19), (22), (23)의 Fourier 역변환을 취함으로써 구할 수 있으나 이러한 형태의 적분은 대부분의 경우 정확한 해를 구할 수 없다<sup>[9]</sup>. 그러나 복사영역에서의 전자계는 안장점 적분(saddle-point integration)과 같은 근사적분<sup>[20], [21]</sup>에 의하여 구할 수 있다. 식 (22), (23)로부터 z방향 복사전자계는 공간영역에서 다음과 같이 주어진다.

$$E_z(\rho, \phi, z) = \frac{j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n(k_z) H_n^{(2)}(K_0\rho) e^{-jk_z z} dk_z \quad (37)$$

$$H_z(\rho, \phi, z) = \frac{j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(k_z) H_n^{(2)}(K_0\rho) e^{-jk_z z} dk_z \quad (38)$$

식 (37), (38)에 안장점 적분을 적용하면<sup>[22]</sup> 그림 1의 구면좌표계에서는 다음과 같이 된다.

$$E_z \approx \frac{j}{\pi r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n(k_{zs}) e^{-j(k_z r - \frac{\pi n}{2})} \quad (39)$$

$$H_z \approx \frac{j}{\pi r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(k_{zs}) e^{-j(k_z r - \frac{\pi n}{2})} \quad (40)$$

여기서  $k_{zs}$ 는 안장점에서의  $k_z$  값으로써  $k_{zs} = k_0 \cos\theta$ 이다.  $F_n$ 과  $G_n$ 의 극(pole)으로 인한 적분값은 플라즈마 층 근처에서만 유효하고 이로부터 멀리 떨어진 복사영역에서는 무시할 수 있으므로<sup>[23]</sup> 식 (39), (40)에는 포함되지 않았다.

식 (18), (19), (22), (23)으로부터 r방향의 시평균 Poynting 벡터를 계산한 다음, 안장점적분을 적용하면 다음 식이 구해진다.

$$\langle P_r \rangle \approx \frac{1}{\pi r^2 \sin^2 \theta} \left( \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n F_n(k_0 \cos \theta) e^{-jn\phi} \right|^2 / \eta_0 + \eta_0 \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n G_n(k_0 \cos \theta) e^{-jn\phi} \right|^2 \right) \quad (41)$$

여기서  $\eta_0$ 는 자유공간의 고유임피던스이다.

#### IV. 복사패턴

본 논문의 결과식은 3차원 복사문제가 되는 임의의 형태의 슬랏에 대하여 적용할 수 있다 그러나 Casey와 Yeh<sup>[10]</sup>에 의하면 축방향의 슬랏에 대하여 식 (41)의 E-면 복사패턴에는 영점이 나타나지 않고 원주방향의 슬랏에 대해서만 영점이 나타나므로, 복사패턴의 영점을 고찰하기 위하여 여기서는 원주방향의 슬랏을 생각하기로 한다.

원주방향의 슬랏에 대하여 슬랏의 전계는 다음과 같이 가정한다.

$$\begin{cases} E_z^a = \delta(z) \\ E_\phi^a = 0 \end{cases} \quad (42)$$

가정된 슬랏의 전계 및  $k_0\rho_0 = 1.0$ ,  $k_0\rho_0 = 2.0$ 에 대하여 E-면 복사패턴의 영점을 계산하였다. 식 (1)에서  $\omega'$ 은  $\omega' = (\omega - k_z v_2)(1 - \beta)^{-1/2}$ 의 Doppler 편이된 주파수가 사용되었다. 그림 2는 원주방향 슬랏의 경우, 플라즈마 파라미터와 속도 파라미터에 대한 복사패턴의 영점 계산 결과이다.

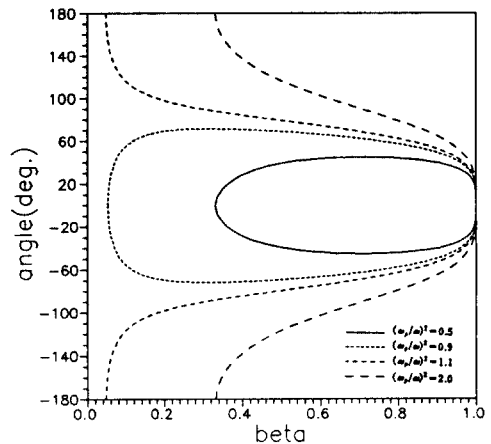


그림 2.  $\beta$  및  $(\omega_p/\omega)^2$ 에 대한 영점의 각도  $\theta_0$   
Fig. 2 Null angle  $\theta_0$  as function of  $\beta$  and  $(\omega_p/\omega)^2$

그림 2에서 볼 수 있듯이  $(\omega_p/\omega)^2 < 1$ 인 경우, 복사 패턴의 영점은 플라즈마층의 속도가 증가함에 따라  $\theta = 0^\circ$ 에서 나타나서  $\theta = 180^\circ$ 의 방향으로 접근하다가 다시  $\theta = 0^\circ$  방향으로 이동한다. 그러나  $(\omega_p/\omega)^2 > 1$ 인 경우에는 이러한 경향을 따르지 않고  $\theta = 180^\circ$ 에서 영점이 나타나서  $\beta$ 가 증가함에 따라  $\theta = 0^\circ$  방향으로 연속적으로 이동함을 알 수 있다. 원주방향의 슬랫에 대하여  $\theta = 0 \sim -180^\circ$  영역과  $\theta = 0 \sim 180^\circ$  영역은 실린더 축에 대하여 대칭이므로  $\theta = 0 \sim -180^\circ$  영역에서도 동일한 현상이 나타난다. 그림 2는 2차원 평면도체

구조에 대한 Casey의 연구결과<sup>12)</sup>와 일치한다. 따라서 영점이 위치하는 각도는 플라즈마 층의 두께 및 도체의 기하학적인 형태에는 아무런 관계가 없으며 오직 플라즈마 퍼라미터와 속도 퍼라미터에 의하여 결정됨을 알 수 있다. 그림 2에서 볼 수 있듯이  $(\omega_p/\omega)^2$ 이 1에 매우 근접해 있는 경우, 플라즈마 넓은 속도범위에서 영점이 나타남을 알 수 있다.

그림 3은 원주방향 슬랫에 대한 E-면 복사패턴의 계산결과이다. 실린더 및 슬랫의 크기, 플라즈마 층의 두께는 그림 2의 값과 같으며 0dB 레벨은  $\theta = 90^\circ, \phi = 0^\circ$  및  $\beta = 0$ 인 경우의  $\langle P_r \rangle$ 로 정규화되었다.

그림 3은 Casey와 Yeh의 결과<sup>10)</sup>로써, 그림 2에 의하여 이에 대한 영점의 위치를 확인하기로 한다.  $(\omega_p/\omega)^2 = 0.9$ 에 대하여,  $\beta = 0.1$ 인 경우 영점의 위치는  $\theta = \pm 55.9^\circ$ 이며  $\beta = 0.2$ 인 경우 영점의 위치는  $\theta = \pm 69.4^\circ$ 이다. 또한  $(\omega_p/\omega)^2 = 1.1$ 에 대해서는  $\beta = 0.1$ 인 경우  $\theta = \pm 115.8^\circ$ 이며  $\beta = 0.2$ 인 경우는  $\theta = \pm 98.0^\circ$ 로써 본 논문에서 계산된 영점 발생 각도는 Casey와 Yeh의 결과와 일치한다.

### V. 결 론

본 논문에서는 도체 실린더가 운동중인 등방성 플라즈마 층으로 덮여 있을 때 플라즈마로 인한 복사패턴의 왜곡현상을 해석하였다.

원주방향 슬랫의 경우, 복사패턴의 영점은 플라즈마 퍼라미터 및 속도 퍼라미터에 대하여 평면도체 구조와 동일한 특성을 가지며 도체의 기하학적인 모양 및 플라즈마 층의 두께와는 무관한 특성을 보였다. 따라서 평면도체 구조에 대한 Casey의 연구결과는 도체 실린더 구조에 대해서도 그대로 적용할 수 있음을 확인하였다.

플라즈마 주파수가 신호의 주파수보다 작을 때, 복사패턴의 영점은 플라즈마 운동방향에서 나타나서 플라즈마의 속도가 증가함에 따라 운동의 반대방향으로 접근하다가 다시 운동의 방향으로 이동한다. 그러나 플라즈마 주파수가 신호의 주파수보다 큰 경우, 영점은 플라즈마 운동의 반대방향에서 나타나서 플라즈마의 속도가 증가함에 따라 운동의 방향으로 연속적으로 이동한다. 두 경우에 있어서 신호의 주파수가 플라즈마 주파수에 매우 근접해 있을 때, 복사패

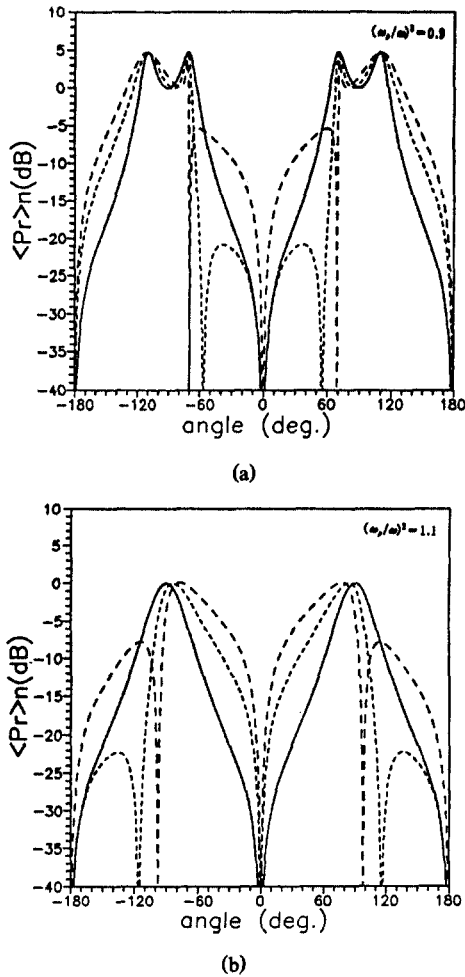


그림 3. 원주방향의 슬랫에 의한 복사패턴  
 (—:  $\beta = 0$ , .....:  $\beta = 0.1$ , - - - -:  $\beta = 0.2$ )  
 Fig. 3 Radiation Patterns for the circumferential slot  
 (—:  $\beta = 0$ , .....:  $\beta = 0.1$ , - - - -:  $\beta = 0.2$ )

턴의 영점은 플라즈마의 넓은 속도범위에서 나타나 패턴에 심각한 왜곡을 초래한다.

### 참 고 문 헌

1. P. K. Mukerjee, "Electromagnetic radiation from line sources embedded in a moving magneto-plasma sheath," *J. Plasma Phys.*, vol. 17, part 2, pp. 171-184, Apr. 1977.
2. A. T. Villeneuve, "Admittance of waveguide radiating into a plasma environment," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-13, pp. 115-121, Jan. 1965.
3. H. Hodara, "The use of magnetic fields in the elimination of the re-entry radio blackout," *Proc. IRE*, vol. 49, pp. 1825-1830, Dec. 1961.
4. E. F. Dirs, "The telemetry and communication problem of re-entrant space vehicles," *Proc. IRE*, vol. 38, pp. 703-713, April 1960.
5. H. Hodara and G. I. Cohn, "Radiation from a gyro-plasma coated magnetic line source," *IRE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-10, no. 5, pp. 581-593, 1962.
6. T. Kojima, K. Itakura and T. Higashi, "Radiation from magnetic line source covered with a moving sheath," *Radio Science*, vol. 6, no. 12, pp. 1099-1107, Dec. 1971.
7. T. Kojima and T. Higashi, "Electromagnetic radiation from a slot antenna surrounded by a moving magneto-plasma sheath," *Radio Science*, vol. 8, no. 12, pp. 1149-1155, Dec. 1973.
8. W. L. Hatt, "Radiation from an aperture in a conducting plane coated with a moving plasma layer," Master's Thesis, School Eng., Air Force Inst. Tech., Wright-Patterson AFB, OH, Rep. GE/EE/70-10, Mar. 1970.
9. C. M. Weil, "Radiation characteristics of planner rectangular apertures covered by a layer of moving cold plasma," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-37, no. 9, pp. 41130-1139, Sept. 1989.
10. K. F. Casey and C. Yeh., "Radiation from an aperture in a conducting cylinder coated with a moving plasma sheath," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-17, no. 6, pp. 757-762, Nov. 1969.
11. T. Kojima, "Radiation characteristics of a slotted cylindrical antenna surrounded by a moving magneto-plasma layer," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-22, no. 3, pp. 449-456, May. 1974.
12. K. F. Casey, "Radiation from a slot antenna in a ground plane coated with a moving plasma sheath," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-19, no. 3, pp. 401-405, May 1971.
13. S. Ramo, J. R. Whinnery and T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley & Sons, pp. 338-341, 1965.
14. J. A. Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, John Wiley & Sons, New York, p. 597, 1986.
15. A. Sommerfeld, *Electrodynamics*, Academic Press, New York, pp. 280-290, 1952.
16. A. Sommerfeld, *ibid.*, pp. 212-241.
17. R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill Book Co., New York, pp. 198~204, 1961.
18. D. S. Jones, *The Theory of Electromagnetism*, Pergamon Press, New York, p. 135, 1964.
19. R. Mittra and S. W. Lee, *Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves*, Macmillan Co., London, pp. 20-29, 1971.
20. C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley & Sons, New York, pp. 963-967, 1989.
21. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press, Oxford, pp. 752-754, 1980.
22. J. R. Wait, *Electromagnetic Radiation from Cylindrical Structures*, Peter Peregrinus, London, pp. 125~133, 1988.
23. R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill Book Co., New York, pp. 495-506, 1960.



金 南 泰(Nam Tae Kim) 정희원

1986년 2월:한양대학교 전자공학과 졸업(공학사)

1988년 2월:한양대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)

1992년 2월:한양대학교 대학원 전자통신공학과 졸업(공학박사)

1992년 6월~1995년 9월:한국전자통신연구소 탑재장치 연구실 선임연구원

1995년 10월~현재:인제대학교 전자공학과 전임강사  
※주관심분야: 각종 도파계와 복사계의 전자계 해석, 위성중계기용 마이크로파 회로 설계 및 제작