論文96-33A-11-5

운동중인 등방성 플라즈마 층으로 덮인 평면도체 슬랏 안테나의 복사특성 해석

(Analysis of the radiation characteristics from a slot antenna in a plane conductor covered with a moving isotropic plasma layer)

金 南 泰 *

(Nam Tae Kim)

요 약

운동중인 등방성 플라즈마 층으로 덮인 평면도체 상의 슬랏 안테나 복사특성을 해석한다. 복사패턴에 왜곡을 초래하는 영점은 복사전자계를 구하기 위하여 수행되는 근사적분에서 플라즈마 퍼래미터 및 플라즈마 속도의 함수인 피적분 함수의 영점을 고찰함으로써 파악할 수 있다. 여러 값의 플라즈마 퍼래미터와 속도 퍼래미터에 대하여 복사패턴의 영점을 고찰한 결과, 본 논문의 결과는 2차원 복사문제의 결과와 일치한다.

Abstract

The radiation characteristics of a slot antenna in a plane conductor covered with a moving isotropic plasma layer are analyzed. The radiation null which causes distortion in radiation pattern is explained by the zero of integrand in an asymptotic integral for radiation fields as a function of the plasma parameter and the plasma velocity. Numerical results for a radiation null calculated from various plasma and velocity parameters correspond to the results of two-dimensional problem.

I. 서 론

플라즈마로 덮인 안테나의 복사특성은 위성통신, 전파천문학, 플라즈마 진단 및 우주선의 대기권 진입시 기지국과의 통신 등에 있어서 중요한 문제로써 과거 30여년 동안 광범위하게 연구된 바 있다.[1]-[14]

매우 큰 속도의 우주선이 지구의 대기권으로 진입할 때, 그 주위는 플라즈마 층으로 둘러 싸이게 되며 이로 인하여 우주선과 기지국과의 통신에는 여러 문제가 발생한다. 우주선 주위의 플라즈마 층은 전자파를 심하게 반사시키거나 감쇄시켜 기지국과의 통신이 중지되기도 한다.[5],[6] 특히, 유인 우주선의 경우는 기지국과의 지속적인 통신이 필요하므로 이러한 통신장애는 특별한 관심사가 되고 있다. 우주선 주위의 플라즈마 층은 송수신기와 안테나 간의 임피던스 부정합 및 안테나 복사특성의 변화를 초래하므로 송수신 신호의 전력레벨은 플라즈마 층의 여러 퍼래미터에 의하여 변화하게 된다. 이러한 현상을 고찰하기 위하여 플라즈마 층으로 덮인 도체에 슬랏이 있는 구조가 근사 모델로서 많이 이용되었다.[11]-[14]

플라즈마 층으로 덮인 평면도체 구조의 복사계에 있어서, 플라즈마로 인한 여러 영향 중에서도 안테나 복사패턴의 변화에 대한 연구는 여러 사람에 의하여 수행된 바 있으며 이들은 플라즈마 퍼래미터와 플라즈마 층의 속도가 변화했을 때 이로 인하여 발생하는 패턴상의 변화를 고찰하였다. Hodara와 Cohn[7],[8]은 회전성 플라즈마 층 (gyro-plasma layer)이 무한 평면

* 正會員, 仁濟大學校 電子工學科

(Dept. of Electronic Eng., Inje University)

接受日字: 1996年8月23日, 수정완료일: 1996年10月25日

도체를 덮고 있을 때 도체면 상의 슬랏에 의한 복사패턴을 플라즈마 층의 여러 퍼래미터에 대하여 계산하였다. 그러나 이들의 경우는 플라즈마 층이 정지해 있는 경우였으며 플라즈마와 원천간에 상대 운동이 존재할 때의 복사문제는 Kojima, Higashi 및 Hatt[10]-[12] 등에 의하여 연구된 바 있다. 이들 연구는 주로 평면도체 상의 슬랏이 어느 한 방향으로는 무한 크기인 2차원의 복사문제로 한정되었으나 최근 Weil 등[13],[14]은 이를 도체 상의 슬랏이 유한 크기인 3차원의 복사문제로 확장하여 해석하였다. 이에 의하면 신호의 주파수가 플라즈마 주파수와 매우 근접해 있을 때 플라즈마의 운동은 그 속도가 매우 작더라도 복사패턴에 큰 영향을 초래하며, 이 경우 복사패턴에는 반드시 영점(null)이 존재한다. 이러한 영점은 플라즈마 퍼래미터와 플라즈마의 운동 속도에 따라 광범위한 각도에서 변화하게 되며 이는 복사전자계를 구하기 위하여 수행되는 근사적분에서 플라즈마와 속도 퍼래미터에 따른 피적분 함수의 영점을 고찰함으로써 파악할 수 있다. 평면도체 구조의 2차원 복사문제의 경우, 복사패턴의 영점은 Casey[15]에 의하여 고찰된 바 있으나 3차원 평면도체 구조의 경우 이러한 현상은 아직까지 해석된 바 없다.

본 논문에서는 Casey의 연구 결과를 3차원의 복사문제로 확장하여 해석함으로써 플라즈마 퍼래미터와 속도 퍼래미터에 따른 복사패턴의 영점을 고찰하고자 한다. 여기서 플라즈마는 위치에 대하여 전자의 밀도가 균일한 저온 등방성 플라즈마(cold isotropic plasma)로서 운동으로 인한 플라즈마의 밀도 변화는 무시한다.

Ⅱ. 파동방정식

그림 1.과 같이 면상에 유한 슬랏이 놓여 있는 무한 평면도체를 생각한다. 직각좌표계의 $y=0$ 좌표면에 놓여 있는 평면도체는 z 방향으로 일정한 속도 $\boldsymbol{v}=\boldsymbol{a}_z v_z$로 운동중인 두께 t_0의 플라즈마 층으로 덮여 있다. 여기서 플라즈마 층 밖은 투자율과 유전율이 각각 (μ_o, ε_o)인 자유공간이며 슬랏에서의 전계는 기지량이라고 가정한다. 또한, 도체의 정지계 및 플라즈마 층의 정지계를 각각 K 및 K′계라고 하며 K계에서의 양은 그대로, K′계에서의 양은 프라임을 붙여 표시하기로 한다.

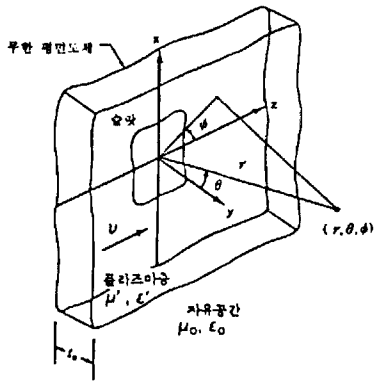

그림 1. 운동중인 등방성 플라즈마 층으로 덮인 평면도체

Fig. 1. Plane conductor covered with a moving isotropic plasma layer.

K′계에 있어서 플라즈마의 유전율은 다음과 같이 주어진다.[16],[17]

$$\varepsilon' = \varepsilon_o(1-\omega_p'^2/\omega'^2) \tag{1}$$

여기서 ω_p'과 ω'은 각각 K′계에서의 플라즈마 주파수와 신호의 주파수이며 플라즈마의 투자율 μ'은 자유공간의 투자율 μ_0와 같다.[18]

K계와 K′계는 Lorentz 변환에 의하여 밀접하게 관련되어 있으므로 각 계에서의 전자계 벡터에 이를 적용하여 정리하면 다음 식을 얻는다.[19]

$$E_z' = (\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})_z,\quad \boldsymbol{E}_t' = \alpha(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})_t \tag{2}$$

$$B_z' = (\boldsymbol{B}-\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{E}/c^2)_z,\quad \boldsymbol{B}_t' = \alpha(\boldsymbol{B}-\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{E}/c^2)_t \tag{3}$$

$$D_z' = (\boldsymbol{D}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{H}/c^2)_z,\quad \boldsymbol{D}_t' = \alpha(\boldsymbol{D}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{H}/c^2)_t \tag{4}$$

$$H_z' = (\boldsymbol{H}-\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{D})_z,\quad \boldsymbol{H}_t' = \alpha(\boldsymbol{H}-\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{D})_t \tag{5}$$

여기서 $\alpha=(1-\beta^2)^{-1/2}$, $\beta=v_z/c$이며 c는 자유공간에서의 광속, 첨자 z와 t는 각각 z방향의 성분 및 이에 수직인 성분을 의미한다.

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

$$D_z^l = \varepsilon' E_z^l \tag{6}$$

$$\boldsymbol{D}_t^l = a\varepsilon' \boldsymbol{E}_t^l + \frac{b}{c}\boldsymbol{a}_z\times \boldsymbol{H}_t^l \tag{7}$$

$$B_z^{\,l} = \mu_o H_z^{\,l} \tag{8}$$

$$\boldsymbol{B}_t^{\,l} = a\mu_o \ \boldsymbol{H}_t^{\,l} - \frac{b}{c}\,\boldsymbol{a_z}\times \ \boldsymbol{E}_t^{\,l} \tag{9}$$

여기서 $a=(1-\beta^2)/(1-n^2\beta^2)$, $b=\beta(n^2-1)/(1-n^2\beta^2)$, $n^2=\varepsilon'\mu_o c^2$이며 첨자 l은 플라즈마 층에서의 전자계를 의미한다. 식 (6)~(9)를 원천이 없는 영역에서의 Maxwell 방정식에 대입하고 다음의 Fourier변환 ;

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

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

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

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

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

$$\hat{\boldsymbol{E}}_t^{\,l} = \frac{jd}{d^2-k^2a^2}\left(\ \nabla_t\ \hat{E}_z + \frac{\omega\mu_0 a}{d}\ \ \nabla_t\times\ \boldsymbol{a}_z\ \ \hat{H}_z^{\,l}\right) \tag{14}$$

$$\hat{\boldsymbol{H}}_t^{\,l} = \frac{jd}{d^2-k^2a^2}\left(\ \nabla_t\ \hat{H}_z - \frac{\omega\varepsilon' a}{d}\ \ \nabla_t\times\ \boldsymbol{a}_z\ \ \hat{E}_z^{\,l}\right) \tag{15}$$

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

한편, 플라즈마층 밖 자유공간의 전자계를 지배하는 K계에서의 파동방정식은 다음과 같이 주어진다.[12]

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

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

$$\hat{\boldsymbol{E}}_t = \frac{-jk_z}{K_o^2}\left(\nabla_t\ \hat{E}_z + \frac{\omega\mu_o}{k_z}\nabla_t\times\ \boldsymbol{a}_z\ \hat{H}_z\right) \tag{18}$$

$$\hat{\boldsymbol{H}}_t = \frac{-jk_z}{K_o^2}\left(\nabla_t\ \hat{H}_z - \frac{\omega\varepsilon_0}{k_z}\nabla_t\times\ \boldsymbol{a}_z\ \hat{E}_z\right) \tag{19}$$

여기서 $K_o^2=k_o^2-k_z^2$, $k_o^2=\omega^2\mu_o\varepsilon_o$ 이다. 식 (16), (17) 및 경계조건으로부터 $\hat{E}_z$, $\hat{H}_z$가 결정되면 z방향에 수직인 전자계 성분은 식 (18), (19)로 구할 수 있다.

운동중인 플라즈마 내의 파동방정식 (12), (13)에 x에 대한 Fourier 변환 ;

$$\tilde{\Psi}(k_x,y,k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}(x,y,k_z)e^{jk_x}dx \tag{20}$$

$$\hat{\Psi}(x,y,k_z) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Psi}(k_x,y,k_z)e^{-jk_x}dk_x \tag{21}$$

을 한번 더 적용하면 다음 식을 얻는다.

$$\left(\frac{d^2}{dy^2}+K_y^2\right)\ \tilde{E}_z^{\,l}=0 \tag{22}$$

$$\left(\frac{d^2}{dy^2}+K_y^2\right)\ \tilde{H}_z^{\,l}=0 \tag{23}$$

여기서 $K_y^2=K^2-k_x^2$이며 z의 파수영역에서 식 (22), (23)의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$\tilde{E}_z^{\,l} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left(A(k_x,k_z)e^{-jK_y y}+B(k_x,k_z)e^{jK_y y}\right)e^{-jk_x x}dk_x \tag{24}$$

$$\tilde{H}_z^{\,l} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left(C(k_x,k_z)e^{-jK_y y}+D(k_x,k_z)e^{jK_y y}\right)e^{-jk_x x}dk_x \tag{25}$$

여기서 A~D는 경계조건에 의하여 결정되는 미지계수이다.

그 다음, 자유공간에서의 파동방정식 (16), (17)에 식 (20), (21)을 적용하면 다음과 같이 된다.

$$\left(\frac{d^2}{dy^2}+K_{oy}^2\right)\tilde{E}_z=0 \tag{26}$$

$$\left(\frac{d^2}{dy^2}+K_{oy}^2\right)\tilde{H}_z=0 \tag{27}$$

여기서 $K_{oy}^2=K_o^2-k_x^2$이다. 그림 1.의 복사계에 대하여 자유공간에서 반사파는 존재치 않을 것이므로 z의 파수영역에서 식 (26), (27)의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$\tilde{E}_z = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F(k_x,k_z)e^{-jK_{oy}y}e^{-jk_x x}dk_x \tag{28}$$

$$\tilde{H}_z = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} G(k_x,k_z)e^{-jK_{oy}y}e^{-jk_x x}dk_x \tag{29}$$

여기서 F, G 역시 경계조건에 의하여 결정되는 미지계수이다.

Ⅲ. 복사 전자계

운동중인 플라즈마와 자유공간의 경계에서 $\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}$ 및 $\boldsymbol{H}-\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{D}$의 접선성분은 연속이어야 하므로[20] $y=t_o$에서는 다음의 관계식이 성립한다.

$$\hat{E}_z^{\,l} = \hat{E}_z \tag{30}$$

$$\hat{H}_z^{\,l} = \hat{H}_z \tag{31}$$

$$\hat{E}_x^{\,l}(1+\beta b) - a\mu_o v_z \;\; \hat{H}_y^{\,l} = \hat{E}_x - \mu_o v_z \hat{H}_y \tag{32}$$

$$\hat{H}_x^{\,l}(1+\beta b) + a\varepsilon' v_z \;\; \hat{E}_y^{\,l} = \hat{H}_x + \varepsilon_o v_z \hat{E}_y \tag{33}$$

또한, 도체표면에서 전계의 접선성분은 0이어야 하므로 $y=0$에서는 다음의 관계식이 성립한다.

$$\hat{E}_x^{\,l} = \begin{cases} \hat{E}_x^{\,a}, & \text{슬랏에서} \\ 0, & \text{이외의 영역에서} \end{cases} \tag{34}$$

$$\hat{E}_z^{\,l} = \begin{cases} \hat{E}_z^{\,a}, & \text{슬랏에서} \\ 0, & \text{이외의 영역에서} \end{cases} \tag{35}$$

여기서 $\hat{E}_x^{\,a}$ 및 $\hat{E}_z^{\,a}$는 슬랏에서의 전계로서 각각 다음과 같이 주어진다.

$$\hat{E}_x^{\,a} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} W(k_x, k_z) e^{-jk_x x} dk_x \tag{36}$$

$$\hat{E}_z^{\,a} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} U(k_x, k_z) e^{-jk_x x} dk_x \tag{37}$$

$$U(k_x, k_z) = \int\int_{slot} E_z^{\,a} e^{jk_x x} e^{jk_z z} dxdz \tag{38}$$

$$W(k_x, k_z) = \int\int_{slot} E_x^{\,a} e^{jk_x x} e^{jk_z z} dxdz \tag{39}$$

식 (14), (15), (24), (25) 및 식 (18), (19), (28), (29)를 경계조건의 식 (30)~(35)에 대입하고 식 (36)~(39)를 이용하면 미지계수에 대한 다음의 행렬방정식을 얻는다.

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 & a_{15} & 0 \\ 0 & 0 & a_{23} & a_{24} & 0 & a_{26} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & a_{45} & a_{46} \\ a_{51} & a_{52} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_{61} & a_{62} & a_{63} & a_{64} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ F \\ G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ U \\ W \end{pmatrix} \tag{40}$$

여기서

$$a_{11} = a_{23} = e^{-jK_y t_o}$$

$$a_{12} = a_{24} = e^{jK_y t_o}$$

$$a_{15} = a_{26} = -e^{-jK_{oy} t_o}$$

$$a_{31} = a_{43} = -k_x dm e^{-jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{32} = a_{44} = -k_x dm e^{jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{33} = -K_y \mu_o(\omega - k_z v_z) e^{-jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{34} = K_y \mu_o(\omega - k_z v_z) e^{jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{35} = -k_x(\beta k_o - k_z) e^{-jK_{oy} t_o}/K_o^{\,2}$$

$$a_{36} = K_{oy}\mu_o(\omega - k_z v_z) e^{-jK_{oy} t_o}/K_o^{\,2}$$

$$m = 1 - v_z \omega \mu_o \varepsilon' a/d$$

$$a_{41} = K_y \varepsilon'(\omega - k_z v_z) e^{-jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{42} = -K_y \varepsilon'(\omega - k_z v_z) e^{jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{43} = -k_x dm e^{-jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{44} = -k_x dm e^{jK_y t_o}/K^2$$

$$a_{45} = -K_{oy}\varepsilon_o(\omega - k_z v_z) e^{-jK_{oy} t_o}/K_o^{\,2}$$

$$a_{46} = -k_x(\beta k_o - k_z) e^{-jK_{oy} t_o}/K^2$$

$$a_{51} = a_{52} = 1$$

$$a_{61} = a_{62} = -k_x d/(K^2 a)$$

$$a_{63} = -a_{64} = -\omega \mu_o K_y/K^2$$

이다. U, W가 기지량인 경우, 자유공간에서의 복사전자계는 F, G만 알면 구할 수 있다. 식 (40)으로부터 F, G는 다음과 같이 계산된다.

$$F(k_x, k_z) = \left\{ \frac{k_x}{\omega}(\omega - k_z v_z)\left(\frac{dm}{K^2} + \frac{\beta k_o - k_z}{K_o^{\,2}}\right)\left(W + \frac{dk_x}{K^2 a} U\right)\sec(K_y t_o) e^{jK_{oy} t_o} - \frac{j\varepsilon' K_y}{K^2}(\omega - k_z v_z)^2\left(\frac{j\mu_o K_y}{K^2}\tan(K_y t_o) + \frac{K_{oy}\mu_o}{K_o^{\,2}}\right)\csc(K_y t_o) e^{jK_{oy} t_o} U \right\} \frac{1}{D} \tag{41}$$

$$G(k_x, k_z) = \left\{ (\omega - k_z v_z)^2\left(\frac{j\varepsilon' K_y}{\omega K^2}\cot(K_y t_o) - \frac{K_{oy}\varepsilon_o}{\omega K_o^{\,2}}\right)\left(W + \frac{dk_x}{K^2 a} U\right)\sec(K_y t_o) e^{jK_{oy} t_o} - \frac{jk_x \varepsilon' K_y}{K^2}(\omega - k_z v_z)\left(\frac{dm}{K^2} + \frac{\beta k_o - k_z}{K_o^{\,2}}\right)\csc(K_y t_o) e^{jK_{oy} t_o} U \right\} \frac{1}{D} \tag{42}$$

$$D(k_x, k_z) = k_x^{\,2}\left(\frac{dm}{K^2} + \frac{\beta k_o - k_z}{K_o^{\,2}}\right)^2 - (\omega - k_z v_z)^2\left(\frac{j\mu_o K_y}{K^2}\tan(K_y t_o) + \frac{K_{oy}\mu_o}{K_o^{\,2}}\right)\left(\frac{j\varepsilon' K_y}{K^2}\cot(K_y t_o) - \frac{K_{oy}\varepsilon_o}{K_o^{\,2}}\right) \tag{43}$$

식 (41)~(43)을 식 (18), (19), (28), (29)에 대입함으로써 파수영역에서의 복사전자계를 구할 수 있다.

플라즈마 층 밖 자유공간에서의 복사전자계는 식 (18), (19), (28), (29)의 Fourier 역변환을 취함으로써 구할 수 있으나 이러한 형태의 적분은 대부분의 경우 정확한 해를 구할 수 없다[21]. 그러나 복사문제에서 전자계는 안정위상법(stationary phase method)과 같은 근사적분[22], [23]에 의하여 구할 수 있다. 식 (28), (29)로부터 복사전자계의 z성분은 공간영역에서 다음과 같이 주어진다.

$$E_z(x,y,z)=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}F(k_x,k_z)e^{-jK_\infty}e^{-jk_xx-jk_zz}dk_xdk_z \tag{44}$$

$$H_z(x,y,z)=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}G(k_x,k_z)e^{-jK_\infty}e^{-jk_xx-jk_zz}dk_xdk_z \tag{45}$$

식 (44), (45)에 안정위상법을 두 번 적용하면[7] 복사영역에서의 전자계는 다음과 같이 된다.

$$E_z\approx\frac{1}{\lambda_o r}\cos\theta\ F(k_{xs},k_{zs})e^{-j(k_o r-\frac{\pi}{2})} \tag{46}$$

$$H_z\approx\frac{1}{\lambda_o r}\cos\theta\ G(k_{xs},k_{zs})e^{-j(k_o r-\frac{\pi}{2})} \tag{47}$$

여기서 k_{xs} 및 k_{zs}는 안정점에서의 k_x와 k_z 값으로써 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases}k_{xs}=k_o\sin\theta\ \sin\phi\\ k_{zs}=k_o\sin\theta\ \cos\phi\end{cases} \tag{48}$$

한편, F, G의 극(pole)으로 인한 적분값은 플라즈마 층 근처에서만 유효하고 복사영역에서는 무시할 수 있으므로[24] 식 (46)과 (47)에는 포함되지 않았다.

복사패턴의 왜곡은 패턴 상의 영점에 의하여 큰 영향을 받으므로 이를 고찰하기 위하여 시평균 Poynting 벡터를 계산한다. 식 (18), (19), (28), (29)로부터 z의 파수영역에서 시평균 Poynting 벡터는 다음과 같이 된다.

$$\langle\hat{\boldsymbol{P}}\rangle=\frac{k_o}{2K_o^2}\left(\frac{|F|^2}{\eta_o}+\eta_o|G|^2\right)^2(\boldsymbol{a}_xk_x+\boldsymbol{a}_yk_y+\boldsymbol{a}_zk_z) \tag{49}$$

식 (49)를 그림 1.의 좌표계로 변환하여 r 방향의 시평균 Poynting 벡터를 구한 다음, 여기에 안정위상법을 적용하면 다음 식이 구해진다.

$$\langle P_r\rangle\approx\frac{1}{2\lambda_o^2r^2}\left(\frac{\cos^2\theta}{1-\sin^2\theta\cos^2\phi}\right)^2\left(\frac{|F_s|^2}{\eta_o}+\eta_o|G_s|^2\right) \tag{50}$$

여기서 η_o는 자유공간의 고유임피던스로서 $\eta_o=\sqrt{\mu_o/\varepsilon_o}$ 이다.

Ⅳ. 복사특성

본 논문의 결과식은 임의의 형태의 슬랏에 대하여 적용할 수 있다. Weil[13]에 의하면 복사패턴의 영점은 슬랏의 E-면 축이 운동방향에 평행인 경우에만 발생하므로 여기서는 그림 2.와 같이 슬랏의 E-면 축이 플라즈마의 운동방향에 평행인 경우에 대하여 살펴보기로 한다.

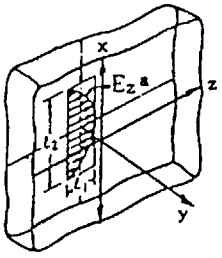

그림 2. E-면축이 플라즈마 운동방향에 평행인 슬랏
Fig. 2. Slot of E-plane axis parallel to the plasma motion.

슬랏의 전계로써 구형도파관 모드를 가정하면 슬랏에서의 전계 및 그 Fourier 변환은 각각 다음과 같이 된다.

$$\begin{cases}E_z^a=\frac{1}{l_1}\cos\frac{\pi x}{l_2}\\ E_x^a=0\end{cases} \tag{51}$$

$$\begin{cases}U=2\pi l_2\frac{\sin(k_zl_1/2)}{(k_zl_1/2)}\ \frac{\cos(k_xl_2/2)}{\pi^2-k_xl_2^2}\\ W=0\end{cases} \tag{52}$$

여기서 l_1, l_2는 각각 슬랏의 폭과 길이를 나타낸다.

가정된 슬랏의 전계에 대하여 $l_1=0.4\lambda_o$, $l_2=0.8\lambda_o$, $k_ol_o=\pi$의 값을 사용하여 E-면 복사패턴의 영점을 계산하였다. 식 (1)에서 ω'은 Doppler 편이된 주파수 $\omega'=(\omega-k_zv_z)(1-\beta)^{-1/2}$을 사용하였다. 그림 3.은 슬랏의 E-면축이 운동방향에 평행인 경우, 플라즈마 퍼래미터와 속도 퍼래미터에 대한 영점의 계산 결과이다.

그림 3.에서 $(\omega_p/\omega)^2<1$ 인 경우, 복사패턴의 영점은 플라즈마층의 속도가 증가함에 따라 $\theta=\pi/2$에서 나타나서 $\theta=0$의 방향으로 접근하다가 다시 $\theta=\pi/2$ 방향으로 이동한다. 그러나 $(\omega_p/\omega)^2>1$인 경우에는 이러한 경향을 따르지 않고 $\theta=-\pi/2$에서 영점이 나타나서 β가 증가함에 따라 $\theta=\pi/2$ 방향으로 연속적으로 이동함을 알 수 있다. 또한 $(\omega_p/\omega)^2$이 1에 매우 근접해 있을 때, 광속에 비해 상대적으로 작은 플라즈마의 속도에서도 영점이 발생한다. 그림 3.은 2차원 평면도체 구조에 대한 Casey의 연구결과[15]와 일치한다. 따라서

복사패턴의 영점은 신호의 주파수와 플라즈마 주파수의 비 및 플라즈마의 운동속도에 따라 그 위치가 변화하며 플라즈마층의 두께 및 슬랏의 크기에는 무관함을 알 수 있다.

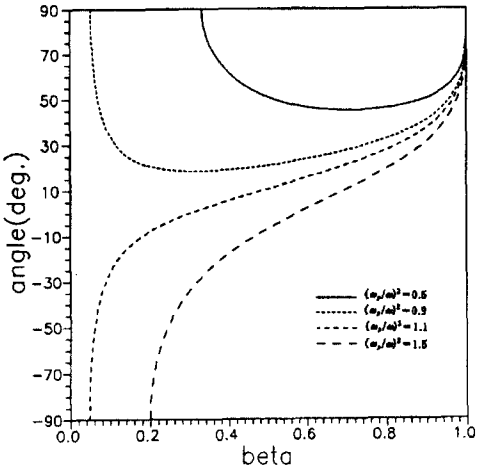

그림 3. β 및 $(\omega_p/\omega)^2$에 대한 영점의 각도 θ

Fig. 3. Null angle θ as function of β and $(\omega_p/\omega)^2$.

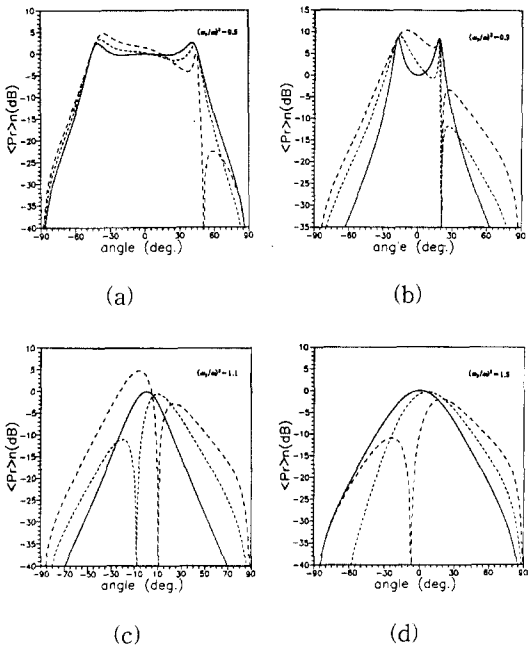

그림 4. 슬랏의 E-면축이 운동방향에 평행인 경우의 복사패턴 (—— : $\beta=0$, ····· : $\beta=0.2$, --- : $\beta=0.5$)

Fig. 4. Radiation Patterns for the slot of E-plane axis parallel to the plasma motion. (—— : $\beta=0$, ····· : $\beta=0.2$, --- : $\beta=0.5$)

그림 4.는 슬랏의 E-면 축이 플라즈마의 운동 방향에 평행인 경우, E-면 복사패턴의 계산결과이다. 슬랏의 크기 및 플라즈마 층의 두께는 그림 3.의 경우와 같으며 0dB 레벨은 $\theta=\phi=0°$, $\beta=0$인 경우의 $\langle P_r \rangle$로 정규화된 값이다.

그림 4.의 (a), (b)는 Weil의 계산결과[13]로써, 본 논문의 이론을 이용하여 이에 대한 영점의 위치를 확인하기로 한다. 그림 3.에서 $(\omega_p/\omega)^2=0.9$, $\beta=0.2$의 경우 영점의 위치는 $\theta=20.6°$이고 $(\omega_p/\omega)^2=0.9$, $\beta=0.5$의 경우는 $\theta=20.9°$이다. 또한 $(\omega_p/\omega)^2=0.5$, $\beta=0.2$인 경우 영점은 존재치 않으며, $(\omega_p/\omega)^2=0.5$, $\beta=0.5$인 경우 영점의 위치는 $\theta=50.8°$이다. 이상의 값은 Weil의 결과와 일치한다. 그림 4.의 (c), (d)는 $(\omega_p/\omega)^2=1.1$, $(\omega_p/\omega)^2=1.5$에 대한 계산 결과로써, 그림 3.에서 예측한 바와 같이 β가 증가함에 따라 영점의 위치는 $\theta=-\pi/2$의 방향에서 $\theta=\pi/2$ 방향으로 이동함을 알 수 있다. $(\omega_p/\omega)^2=1.1$, $\beta=0.2$일 때 영점의 위치는 $\theta=-8.0°$이며 $(\omega_p/\omega)^2=1.1$, $\beta=0.5$일 때는 $\theta=10.5°$, $(\omega_p/\omega)^2=1.5$, $\beta=0.5$일 때는 $\theta=-7.0°$이다.

V. 결 론

본 논문에서는 평면도체가 운동중인 등방성 플라즈마 층으로 덮여 있을 때 도체 상의 슬랏에 의한 복사패턴의 영점을 3차원의 문제로 확장하여 해석하였다.

슬랏의 E-면축이 운동방향에 평행인 경우, 패턴의 영점은 2차원의 복사문제와 마찬가지로 신호와 플라즈마 주파수의 비 및 플라즈마 층의 운동속도에 의하여 결정되며 슬랏의 크기 및 플라즈마층의 두께와는 무관함을 확인하였다.

플라즈마 주파수가 신호의 주파수보다 작을 때, 패턴상의 영점은 플라즈마 운동방향에서 나타나서 플라즈마의 속도가 증가함에 따라 운동의 반대방향으로 이동하다가 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 주파수와 플라즈마 주파수가 매우 근접해 있을 때, 복사패턴의 영점은 플라즈

마의 광범위한 속도범위에서 나타나 패턴에 심각한 왜곡을 초래한다.

참 고 문 헌

[1] P. K. Mukerjee, "Electromagnetic radiation from line sources embeded 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] 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.

[4] T. Kojima, "Radiation characteristics of a slotted cylinderical antenna surrounded by a moving magneto-plasma layer," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-22, no. 3, pp. 449-456, May. 1974.

[5] 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.

[6] E. F. Dirsa, "The telemetry and communication problem of re-entrant space vehicles," *Proc. IRE*, vol. 38, pp. 703-713, April 1960.

[7] H. Hodara, "Radiation from a gyro-plasma sheathed aperture," *IEEE Antennas and propagat.*, vol. AP-11, no. 1, pp. 2-12, Jan. 1963.

[8] 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.

[9] 김 영조, "이방성 Plasma 내에서 운동중인 Source에 의한 전자계," 전자공학회논문지, 제 23권 제 2호, pp. 19-39, 1986년 3월

[10] 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.

[11] 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.

[12] 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.

[13] 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.

[14] 김 남태, 이 상설,"운동중인 플라즈마층으로 덮인 평면도체 상의 개구면에 의한 복사전자계 해석," 전자공학회 논문지, 제 28권 제 9호, pp. 54~59, 1991년 9월

[15] 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.

[16] S. Ramo, J. R. Whinnery and T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley & Sons, pp. 338-341, 1965.

[17] J. A. Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, John Wiley & Sons, New York, p. 597, 1986.

[18] A. Sommerfeld, *Electrodynamics*, Academic Press, New York, pp. 280-290, 1952.

[19] A. Sommerfeld, ibid., pp. 212-241.

[20] D. S. Jones, *The Theory of Electromagnetism*, Pergamon Press, New York, p. 135, 1964.

[21] R. Mittra and S. W. Lee, *Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves*, Macmillan Co., London, pp. 20-29, 1971.

[22] C. A. Balanis, *Advanced Engineering*

Electromagnetics, John Wiley & Sons, New York, pp. 963-967, 1989.

[23] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press, Oxford, pp. 752-754, 1980.

[24] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill Book Co., New York, pp. 495-506, 1960.

저 자 소 개

金 南 泰(正會員)

1964년 9월 18일생. 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 위성통신기술연구단 선임연구원. 1995년 10월 ~ 현재 인제대학교 전자공학과 전임강사. 주관심분야는 각종 도파계와 복사계의 전자계 해석 및 위성중계기용 마이크로파 회로설계, 제작 등임