

論文2000-37TC-12-3

단락종단된 평행평판 도파관의 좁은 슬릿을 통한 근접 도체스트립과의 최대 결합

(Maximum Coupling Through a Narrow Slit in a Short-Ended Parallel-plate Waveguide with a Nearby Conducting Strip)

李 鍾 益 *, 趙 榮 基 **

(Jong-Ig Lee and Young-Ki Cho)

요 약

본 연구에서는 유전체슬랩으로 덮혀 있고 단락 종단된 평행평판 도파관의 좁은 슬릿을 통한 유전체슬랩 위의 도체스트립과의 전자기적인 결합을 평행평판 도파관에 TEM파가 입사되는 경우에 대하여 고려하였다. 슬릿의 전계와 도체스트립에 유기된 전류를 미지수로 하는 결합적분방정식을 유도하고 모멘트방법을 이용하여 풀었다. 그 결과로부터 슬릿의 폭이 매우 좁음에도 불구하고 도체스트립의 폭과 위치를 적절히 택하면 입사전력의 대부분이 도파관 외부로 결합될 수 있음을 관찰하였다. 또한 도체스트립과 도파관의 윗면이 캐비티를 구성하는 경우와 도체스트립이 기생소자 역할을 하는 경우에 있어서 관찰되는 두 가지 복사현상들 간의 차이점에 대하여 논의하였다.

Abstract

In this study, the electromagnetic coupling through a narrow slit in the upper wall of a short-ended parallel-plate waveguide(PPW) covered by a dielectric slab with a nearby conducting strip on the slab is considered for the case that the TEM wave is incident in the PPW. Coupled integral equations whose unknowns are the slit electric field and the induced electric current over the strip are derived and solved numerically by use of the method of moments. From results, it has been observed that most of the incident power can be coupled exterior to the guide by appropriately setting the strip width and position, though the slit is very narrow. In addition, the differences between the radiation phenomena, observed in the cases that the conducting strip and the upper plate of the PPW form a cavity and that strip behaves like a parasitic element, are discussed.

I. 서 론

* 正會員, 東西大學校 情報通信工學部
(Division of Information and Communication Eng., Dongseo Univ.)

** 正會員, 慶北大學校 電子電氣工學部
(School of Electronic and Electrical Eng., Kyungpook Nat'l Univ.)

接受日字:2000年10月2日, 수정완료일:2000年11月9日

평행평판도파관의 슬릿을 통한 전자기적인 결합에 대한 연구는 C. M. Butler 등에 의해서 활발히 진행^[1-3]되어 왔으며, 최근에는 기존의 연구^[1-3]에 비해서 보다 일반적인 구조로서 도파관 외부 도체와 도파관 윗면 사이에 지지체로서 유전체 슬랩이 놓여 있는 경우에 대한 연구가 보고된 바 있다^[4, 5].

최근의 연구^[4, 5]는 슬릿의 폭은 도파관의 파장 및 높

이에 비해 매우 좁고 도체의 단면은 두께가 얇은 스트립^[4]과 두께가 0인 스트립^[5]인 두 가지 경우에 대한 것이었으며, 두 가지 경우에서 관찰되는 현상들이 매우 유사함이 확인^[5]되었다. 이러한 경우들에 있어서 슬릿의 폭이 매우 좁기 때문에 도파관의 슬릿과 그 외부를 합하여 도파관 영역에서 볼 때, 하나의 등가 어드미턴스로서 표현^[6]할 수 있고 도파관이 무한히 긴 것으로 가정하였으므로 슬릿의 등가 어드미턴스에 공급될 수 있는 최대전력은 입사전력의 50%^[5]이다.

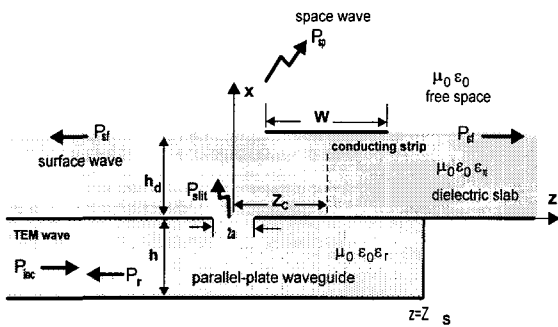


그림 1. 제안된 구조

Fig. 1. Geometry under consideration.

본 논문에서는 그림 1에서와 같이 단락중단된 평행평판 도파관의 윗면에 좁은 슬릿이 유전체슬랩으로 덮혀 있고 그 위에 도체스트립이 놓여 있는 구조를 택하였으며 평행평판 도파관에 TEM파가 입사되는 경우에 있어서 도파관의 슬릿을 통해 도파관 외부로 결합되는 전력의 최대치가 어느 정도이고 또한 어떠한 경우에 있어서 최대가 되는 지 살펴보고자 한다.

II. 이론

그림 1은 본 논문에서 택한 구조로서 평행평판 도파관, 유전체슬랩, 자유공간의 매질특성을 $\mu_0, \epsilon (= \epsilon_0 \epsilon_r)$, $\mu_0, \epsilon_d (= \epsilon_0 \epsilon_{rd})$ 과 μ_0, ϵ_0 로 각각 표현하였으며 슬릿의 폭 $2a$, 도파관의 높이 h , 슬랩의 두께 h_d , 스트립의 폭 W , 그리고 스트립중앙의 슬릿중앙에 대한 변위 (offset) 좌표 Z_c 이다. 도파관은 $z = Z_s$ 에서 단락되었고 슬릿영역으로 입사되는 평행평판 도파관의 입사파는 TEM파만으로 가정하여

$$\underline{E}^{inc} = \frac{V}{h} e^{-jkz} \hat{x}, \quad (1a)$$

$$\underline{H}^{inc} = \frac{V}{\eta h} e^{-jkz} \hat{y}, \quad (1b)$$

로서 주어지는데 여기에서 h 는 평행평판 도파관의 높이, V/h 는 입사전계의 진폭, $k (= \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon} = k_0 \sqrt{\epsilon_r})$ 는 전파상수, $\eta (\sqrt{\mu_0 / \epsilon} = \eta_0 / \sqrt{\epsilon_r})$ 는 도파관내 매질의 고유 임피던스이다.

등가원리를 이용하여 단락된 슬릿의 양측에 $\underline{M} = M_y \hat{y} = -E_z(0, z) \hat{y}$ 로서 주어지는 등가 자계전류로 대치하면, 도파관 내부에서의 자계 H_y 는

$$H_y = H_y^{sc} + H_y^M \quad (2)$$

와 같이 표현될 수 있으며 여기에서 H_y^{sc} 는 슬릿영역이 단락된 도파관에 TEM파가 입사되었을 때의 총 자계이며 H_y^M 는 슬릿의 등가자계전류(\underline{M})에 의한 도파관 내부에서의 자계이고 각각 아래와 같이 표현된다^[1-3].

$$H_y^{sc} = \frac{2V}{\eta h} e^{-jkz_s} \cos[k(z - Z_s)] \quad (3)$$

$$H_y^M = \int_{\text{slit region}} G(x, z, z') M_y(z') dz' \quad (4)$$

$$G(x, z, z') = a_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(z) \cos(n\pi x/h) \quad (5)$$

$$a_0(z) = -\frac{1}{2\eta h} [e^{-jkz - z'} + e^{-jk(z' - z)}] \quad (6)$$

$$a_n(z) = -\frac{k}{\gamma_n \eta h} [e^{-j\gamma_n z - z'} + e^{-j\gamma_n(z' - z)}] \quad (7)$$

$$\gamma_n = \sqrt{k^2 - (n\pi/h)^2}, \quad z'_i = 2Z_s - z'.$$

유전체슬랩 내부(H_y^d)와 자유공간(H_y^0)에서의 자계는

$$H_y^{d(0)} = H_y^{M_{d(0)}} + H_y^{J_{d(0)}} \quad (8)$$

와 같이 등가자계전류($-\underline{M}$)에 의한 것들 $H_y^{M_{d(0)}}$ 과 도체스트립에 유기된 전류($\underline{J} = J_z \hat{z}$)에 의한 것들 $H_y^{J_{d(0)}}$ 의 합으로서 표현된다^[5].

위에서 구한 각 영역에서의 전자계에 대한 표현식으로부터 슬릿 영역에서의 전자계의 접선성분의 연속조건($H_y = H_y^d$)과 도체스트립에서 접선성분전계가 0이라는 조건($E_z^d + E_z^0 = 0$)을 부과하여 슬릿의 등가자계전류와 스트립의 유기된 전류를 미지수로 하는 결합적분방정식^[5]을

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\epsilon_{rd} k_0 (\epsilon_{rd} \beta_0 - \beta)}{\eta_0 \beta} e^{-j\beta h_d} \bar{M}_y(k_z) + \epsilon_{rd} \beta_0 \tilde{J}_z(k_z) \right] \\
 & \frac{e^{-jk_z z}}{D_{TM}} dk_z + \frac{\epsilon_{rd} k_0}{2\eta_0} \int_{\text{slit region}} H_0^{(2)}(k_0 \sqrt{\epsilon_{rd}} |z - z'|) \\
 & M_y(z') dz' \\
 & = \frac{2V}{\eta h} e^{-jk_z z} \cos[k(z - Z_s)] + \int_{\text{slit region}} \\
 & G(0, z, z') M_y(z') dz', \text{ over the slit} \quad (9) \\
 & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\epsilon_{rd} \beta_0 \bar{M}_y(k_z) + j \frac{\eta_0}{k_0} (k_0^2 + \partial^2 / \partial z^2) \right. \\
 & \left. \frac{\beta \sin \beta h_d}{\beta_0} \tilde{J}_z(k_z) \right] \frac{e^{-jk_z z}}{D_{TM}} dk_z = 0, \text{ over the strip} \quad (10)
 \end{aligned}$$

와 같이 얻을 수 있으며, 여기에서 $H_0^{(2)}$ 는 0차 2종 Hankel 함수이고

$$D_{TM}(k_z) = \epsilon_{rd} \beta_0 \cos \beta h_d + j \beta \sin \beta h_d \quad (11)$$

$$\beta_0(k_z) = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}, \quad \beta(k_z) = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{rd} - k_z^2}$$

$$\tilde{J}_z(k_z) = \int_{\text{strip region}} J_z(z') e^{-jk_z z'} dz' \quad (12)$$

$$\bar{M}_y(k_z) = \int_{\text{slit region}} M_y(z') e^{-jk_z z'} dz' \quad (13)$$

이다.

결합적분방정식 (9)와 (10)을 모멘트 방법으로 풀기 위하여 슬릿영역에서는 펄스기저함수로써 $M_y(z)$ 를 전개하고 점 정합(point-matching)^[1]하였으며, 스트립 영역에서는 구분정현함수(piecewise sinusoidal function)를 $J_z(z)$ 의 기저함수로 하는 Galerkin 방법^[6]을 이용하였다. 모멘트방법으로 구한 슬릿의 전계와 도체스트립의 유기된 전류로부터 도파관 내부에서의 반사전력(P_r)과 투과전력(P_t), 슬릿을 통해 결합된 전력(P_{slit}), 유전체 슬랩을 따라 전파되는 표면파전력(P_s), 자유공간으로 복사되는 공간파전력(P_{sp}), 복사패턴($D(\phi)$), 그리고 도파관 내부에서 단락된 슬릿으로부터의 반사계수(Γ)로부터 계산되는 정규화된 등가 부하 어드미턴스 ($\bar{Y}_L = \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}$) 등을 계산^[1,5,7]할 수 있다.

III. 해석결과 및 고찰

앞 절에서 제시된 해석방법을 이용하여 도파관의 슬릿이 좁은 경우를 택하여 도체스트립이 슬릿을 통한

도파관 외부로의 전자기적 결합에 미치는 영향과 도파관 외부로의 최대결합효율(P_{slit} 의 최대치)이 어느 정도에 이르는지 확인 해 보고자 한다.

이를 위하여 먼저 슬릿영역에서 도파관 외부영역을 보았을 때의 등가 어드미턴스를 도파관의 특성어드미턴스인 $Y_C = 1/(\eta h)$ 로써 정규화한 그림 2의 $\bar{Y}_1 (= \bar{G}_1 + j\bar{B}_1)$ ^[5]이 파라미터 값들에 따라서 어떻게 변화하는 지 살펴보아야 한다.

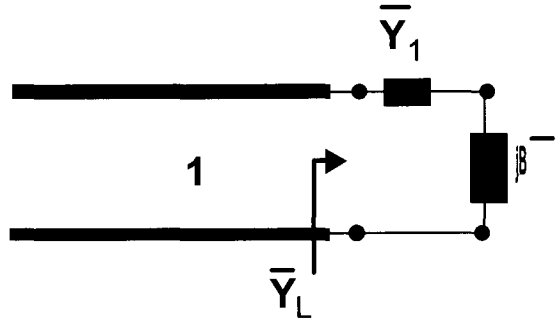


그림 2. 등가회로
Fig. 2. Equivalent circuit.

그림 3은 그림 1에서의 구조적인 파라미터들을 $\epsilon_r = \epsilon_{rd} = 2.2$, $h = 0.015 \lambda$ ($\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r}$, λ_0 ; 자유공간파장), $2a = 0.002 \lambda$, $h_d = 0.01 \lambda_d$ ($\lambda_d = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{rd}}$), $W = 0.482 \lambda_d$, 그리고 $Z_s = \infty$ 로써 택한 경우에서의 스트립중앙의 변위(Z_c)에 대한 슬릿의 등가 어드미턴스 \bar{Y}_1 의 변화를 살펴본 것이며 $Z_c = \pm 0.226 \lambda_d$ 근처에서 실수치(\bar{G}_1)가 약 1정도이고 허수치(\bar{B}_1)가 매우 작음을 확인하였다. 이는 그림 2에서 보는 바와 같이 등가회로적으로 $z < -a/2$ 인 영역의 급전도파관의 어드미턴스 1과 좁은 슬릿의 등가 어드미턴스(\bar{Y}_1 : 슬릿의 폭이 매우 좁은 경우에 한하여 타당하고 슬릿의 폭이 넓은 경우에는 등가 π -회로망으로 구성됨^[7]) 그리고 슬릿을 지나서 $z > a/2$ 영역의 단락된 도파관의 등가어드미턴스($j\bar{B}$)가 직렬로 연결된 것으로 볼 수 있다.

그림 3과 같이 $Z_s = \infty$ 인 경우에는 $j\bar{B} = 1$ 이므로 P_{slit} 의 최대치는 슬릿의 어드미턴스 \bar{Y}_1 이 0.5인 경우에서 입사전력의 50%^[5]이며 만약 \bar{Y}_1 이 1이 된다면 동일한 상황에서 도파관의 단락중단의 위치를 $Z_s = 0.5 \lambda$ (혹은 정수배; 이는 개구결합 마이크로스트립 안테나에서 급전 마이크로스트립선로의 개방중단 위치를 결

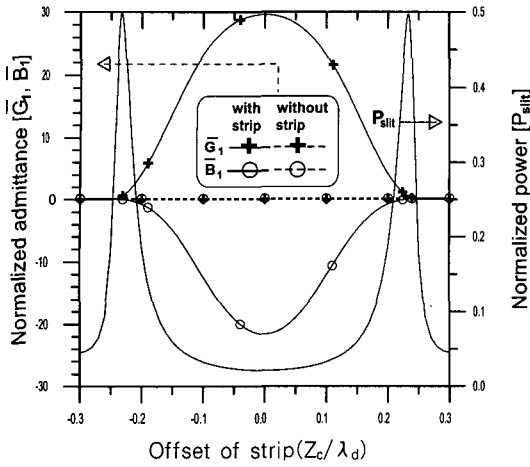


그림 3. 스트립의 변위 Z_c/λ_d 에 대한 슬릿을 통해 결합된 전력 P_{slit} 과 슬릿의 정규화된 등가 어드미턴스 $\bar{Y}_1 (= \bar{G}_1 + j\bar{B}_1)$

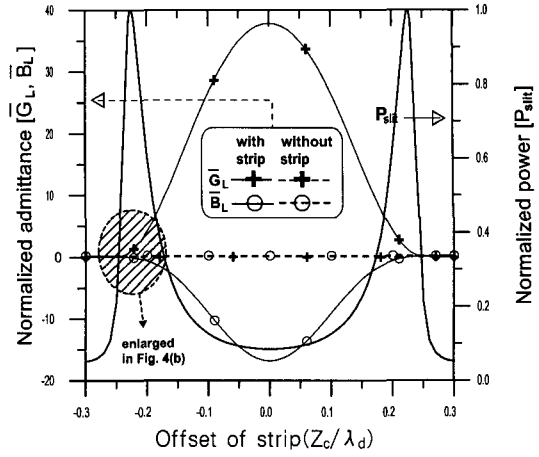
Fig. 3. Coupled power P_{slit} through the slit and normalized slit admittance $\bar{Y}_1 (= \bar{G}_1 + j\bar{B}_1)$ versus strip offset Z_c/λ_d .

$\epsilon_r = \epsilon_{rd} = 2.2$, $h = 0.015\lambda$, $2a = 0.002\lambda$, $h_d = 0.01\lambda_d$, $W = 0.482\lambda_d$, $Z_s = \infty$.

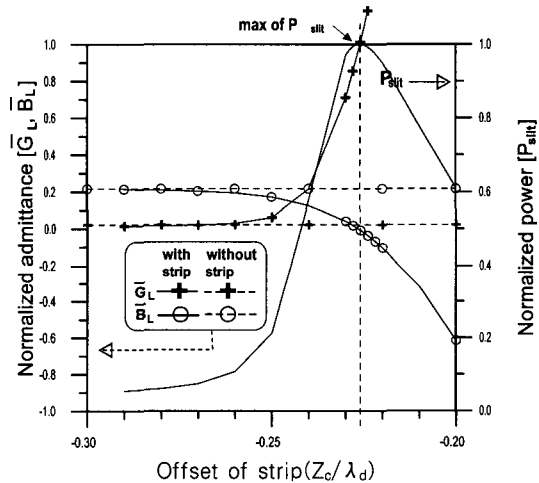
합 슬릿영역을 지나서 약 4분 파장의 위치에 두는 것과 유사한 효과임)로 택하면 도파관의 급전부에서 바라본 부하어드미턴스 \bar{Y}_L (\bar{Y}_1 과 $j\bar{B}$ 가 직렬로 연결된 것)이 1이 되므로 임피던스가 정합되어서 슬릿을 통해 도파관 외부로 결합된 전력 P_{slit} 이 입사전력의 대부분에 해당될 것으로 기대된다.

그림 4는 $Z_s (= 0.5\lambda)$ 를 제외한 나머지 파라미터들을 그림 3에서와 동일하게 택한 상황에서 스트립중앙의 변위(Z_c)에 대한 슬릿을 통해 결합된 전력 P_{slit} 과 부하어드미턴스 \bar{Y}_L 의 변화를 각각 계산한 것으로서 스트립의 변위에 대한 P_{slit} 의 변화가 매우 민감함을 볼 수 있다. 이는 참고문헌 [5]에서 기술된 바와 같이 스트립과 도파관의 윗면의 간격이 $h_d = 0.01\lambda_d$ 로서 매우 얇아서 마이크로스트립 안테나의 cavity 모델에서와 같이 cavity를 구성하게 되고 이를 슬릿을 통해 급전시키는 형태이므로 스트립의 변위에 따라 상대적으로 cavity의 급전점이 변화됨에 기인한다고 볼 수 있다. 또한 P_{slit} 의 최대치는 $Z_c = \pm 0.226\lambda_d$ 근처에서 99%이상이 되며 이 때, \bar{Y}_L 은 그림 4(b)에서와 같이 실수부(허수부)인 \bar{G}_L (\bar{B}_L)이 1(0)에 근접하여 급전 도파관과 임피던

스 정합특성이 매우 양호함을 관찰 할 수 있다.



(a)



(b)

그림 4. 스트립의 변위 Z_c/λ_d 에 대한 슬릿을 통해 결합된 전력 P_{slit} 과 슬릿의 정규화된 부하 어드미턴스 $\bar{Y}_L (= \bar{G}_L + j\bar{B}_L)$

Fig. 4. Coupled power P_{slit} through the slit and normalized load admittance $\bar{Y}_L (= \bar{G}_L + j\bar{B}_L)$ versus strip offset Z_c/λ_d . $\epsilon_r = \epsilon_{rd} = 2.2$, $h = 0.015\lambda$, $2a = 0.002\lambda$, $h_d = 0.01\lambda_d$, $W = 0.482\lambda_d$, $Z_s = 0.5\lambda$.

그림 5는 그림 4에서 P_{slit} 이 최대치가 되는 $Z_c = 0.226\lambda_d$ 인 경우일 때의 스트립의 전류분포와 자유공간에서의 상대전력패턴[등방성 안테나의 전력밀도 $1/(2\pi)$ 로써 정규화 한 것. 참고로, 도체스트립이 없이 슬릿만 있는 경우에서의 최대치는 0.135이하임을 계산한 것이며 P_{slit} 의 대부분이 자유공간으로 복사되고 표면파전력

은 입사전력의 2%미만임을 확인하였다.

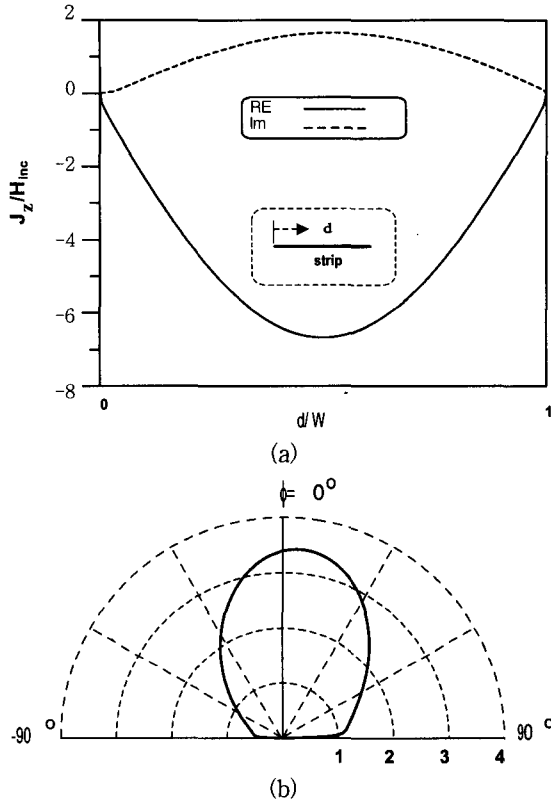


그림 5. (a) 도체스트립의 전류분포. (b) 복사패턴
 Fig. 5. (a) Current distribution over the conducting strip
 (b) Radiation pattern.
 $\epsilon_r = \epsilon_{rd} = 2.2$, $h = 0.015 \lambda$, $2a = 0.002 \lambda$, $h_d = 0.01 \lambda_d$, $W = 0.482 \lambda_d$, $Z_C = 0.226 \lambda_d$, $Z_S = 0.5 \lambda$.

전송된 바와 같이 슬릿의 등가 어드미턴스 \bar{Y}_1 이 1에 근접하는 경우의 파라미터 값들을 찾으면 도파관의 단락중단의 위치를 $Z_S = 0.5\lambda$ 와 같이 선택함으로써 급전 도파관으로부터 임피던스 정합을 이룰 수 있으며, $\bar{Y}_1 \approx 1$ 의 현상은 스트립과 도파관의 윗면의 거리인 h_d 가 증가할수록 스트립의 폭 W 는 점차 좁아지고 스트립의 변위 Z_C 는 0으로 접근해 감에 따라 관찰되었다. 그러나 이 때 h_d 의 증가에 따른 표면파 전력의 증가가 관찰[참고로 $h_d = 0.066 \lambda_d$, $W = 0.415 \lambda_d$, $Z_C = 0$ 인 경우에 있어서 P_{slit} 은 99%이상이나 표면파 전력은 입사전력의 약 12%정도임]되었으며 이는 자유공간으로의 복사를 최대화하려는 관점에서는 바람직하지 않은 것이므로 유전체슬랩의 상대 유전율을 작은 값으로 택할 필요가

있다.

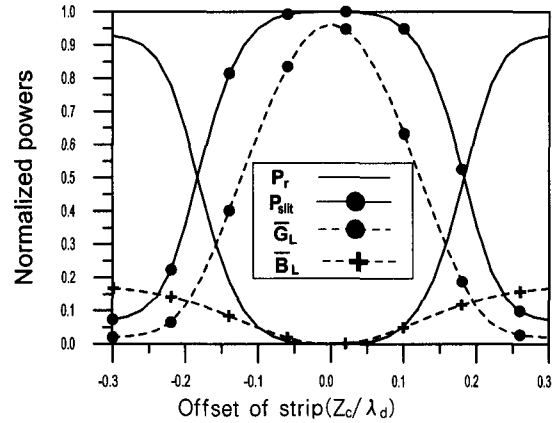


그림 6. 스트립의 변위 Z_C/λ_d 에 대한 슬릿을 통해 결합된 전력 P_{slit} 과 슬릿의 정규화된 부하 어드미턴스 $\bar{Y}_L (= \bar{G}_L + j\bar{B}_L)$.

Fig. 6. Coupled power P_{slit} through the slit and normalized load admittance $\bar{Y}_L (= \bar{G}_L + j\bar{B}_L)$ versus strip offset Z_C/λ_d . $\epsilon_r = 2.2$, $\epsilon_{rd} = 1.2$, $h = 0.015 \lambda$, $2a = 0.002 \lambda$, $h_d = 0.044 \lambda_d$, $W = 0.425 \lambda_d$, $Z_S = 0.5 \lambda$.

그림 6은 $\epsilon_r = 2.2$, $\epsilon_{rd} = 1.2$, $h = 0.015 \lambda$, $2a = 0.002 \lambda$, $h_d = 0.044 \lambda_d$, $W = 0.425 \lambda_d$, $Z_S = 0.5 \lambda$ 일 때의 스트립중앙의 변위 (Z_C)에 대한 슬릿을 통해 결합된 전력 P_{slit} 과 부하어드미턴스 \bar{Y}_L 의 변화를 각각 계산한 것으로서 그림 4에서와는 달리 스트립의 변위에 대한 P_{slit} 의 변화가 최대치가 관찰되는 $Z_C = 0$ 근처에서 완만함을 관찰할 수 있다. 이는 스트립과 도파관의 윗면을 cavity를 이루는 그림 4의 경우와는 달리 그림 6의 경우에는 스트립이 Yagi-Uda 안테나에서의 director와 같이 기생소자로서의 역할을 하기 때문이다.

그림 7은 그림 6에서 P_{slit} 의 최대치가 관찰되는 $Z_C = 0$ 인 경우에 대한 스트립의 전류분포와 자유공간에서의 상대전력패턴을 계산한 것으로서 스트립이 기생소자의 역할을 하는 그림 7의 전류분포에서 전류의 크기는 그림 5의 경우에 비해 상대적으로 작은 값을 갖으나 복사패턴에 있어서 그림 5의 경우에 비해 상대적 이익의 개선을 관찰할 수 있으며 이 때, P_{slit} 은 99% 이상이고 표면파 전력은 입사전력의 1% 미만으로서 매우 작은 값이었다. 복사패턴에 있어서 그림 5의 복사패턴이 스트립에 상대적으로 강한 전류가 유기됨에도 불구하고 이득이 그림 7의 경우에 비해 낮은 것은 스트립

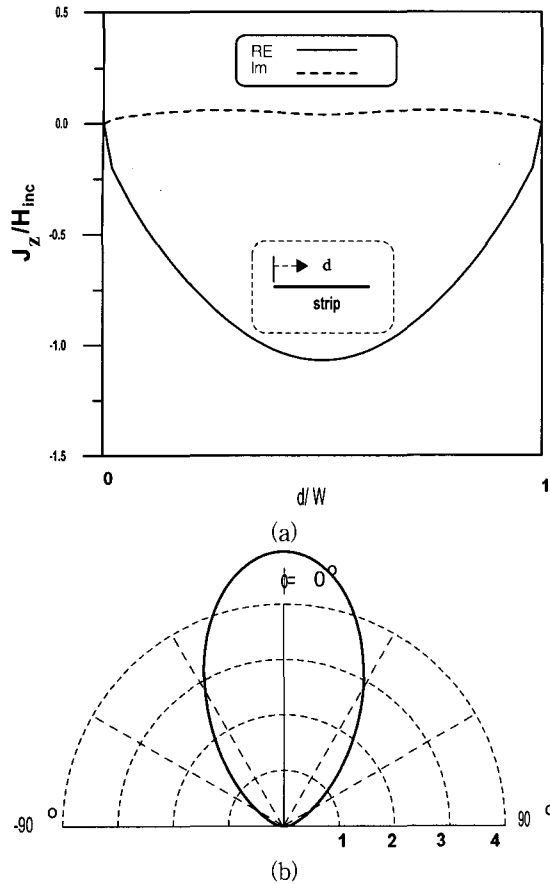


그림 7. (a) 도체스트립의 전류분포 (b) 복사패턴
Fig. 7. (a) Current distribution over the conducting strip

(b) Radiation pattern.

$$\epsilon_r = 2.2, \quad \epsilon_{rd} = 1.2, \quad h = 0.015 \lambda, \quad 2a = 0.002 \lambda, \quad h_d = 0.044 \lambda_d, \quad W = 0.425 \lambda_d, \quad Z_c = 0, \quad Z_s = 0.5 \lambda.$$

이 도파관의 윗면 도체에 매우 근접한 경우에 있어서 는 스트립에 유기된 전류가 복사패턴에 미치는 영향이 약해지는 것에 기인하는 것^[8]으로 볼 수 있다. 그림 5의 복사패턴과는 달리 그림 7의 복사패턴은 도체스트립에 유기된 전류에 의한 것이 대부분이고 슬릿의 등가전류에 의한 것은 거의 무시될 수 있음이 확인되었다.

IV. 결론

유전체슬랩으로 덮혀 있고 단락중단된 평행평판 도파관의 좁은 슬릿을 통한 유전체슬랩 윗면에 놓여 있는 도체스트립과의 전자기적인 결합문제를 도체스트립에 유기되는 전류와 슬릿의 전계를 미지수로 하는 결

합적분방정식을 유도하고 모멘트방법을 이용하여 해석하였다. 도파관의 특성어드미턴스로 정규화된 슬릿의 어드미턴스가 1에 근접할 때 입사전력의 대부분(99% 이상)이 슬릿을 통해 도파관 외부로 결합됨과 유전체층의 두께가 증가됨에 따라 스트립과 도파관의 윗면이 캐비티를 구성하는 형태의 복사현상으로부터 스트립이 기생소자 역할을 하는 형태로 복사현상이 변화됨을 관찰하였다.

참고 문헌

- [1] R. D. Nevels and C. M. Butler, "Coupling through a slot in a parallel-plate waveguide covered by a dielectric slab," *AEU*, pp. 46-53, 1988.
- [2] C. M. Butler, C. C. Courtney, P. D. Mannikko and J. W. Silvestro, "Flanged parallel - plate waveguide coupled to a conducting cylinder," *IEE Proc. H*, vol. 138, no. 6, pp. 549-559, Dec. 1991.
- [3] P. D. Mannikko, C. C. Courtney, and C. M. Butler, "Slotted parallel-plate waveguide coupled to a conducting cylinder," *IEE Proc. H*, vol. 139, no. 2, pp. 193-201, April 1992.
- [4] C. H. Lee, J. I. Lee, and Y. K. Cho, "Coupling mechanism through a slit in a parallel-plate waveguide covered by a dielectric slab with an embedded conducting strip of a finite thickness," *PIERS 1999*, vol. 1, p. 215, Taipei, Taiwan, March 1999.
- [5] 이종익, 홍재표, 조영기, "유전체 슬랩으로 덮힌 평행평판 도파관의 슬릿을 통한 슬랩 위의 도체 스트립과의 결합," 전자공학회 논문지, TC-02, pp. 68-74, 2000년 2월
- [6] 이종익, 이철훈, 조영기, "접지된 유전체층 위에 위치한 유한한 도체스트립 배열구조로 구성된 비균일 형태의 누설파안테나 구조," 전자공학회 논문지, 36D-8, pp. 45-53, 1999년 8월
- [7] Y. K. Cho, "On the equivalent circuit representation of the slitted parallel-plate waveguide filled with a dielectric," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-37, no. 9, pp. 1193-1200, Sept. 1989.

- [8] R. E. Collin, *Foundation for microwave engineering*, ch. 2, p. 63, McGraw-Hill, 1966

저 자 소 개

李 鍾 益(正會員) 第 36卷 D編 第 4號 參照

현재 동서대학교 정보통신공학부 전임
강사

趙 榮 基(正會員) 第 33卷 A編 第 8號 參照

현재 경북대학교 전자전기공학부 교
수