

근접하는 도체 평행 평판의 슬릿을 통한 전자파 투과

Electromagnetic Transmission through Slits in Two Adjacent Conducting Parallel-Plates

이 종 익 · 고 지 환* · 조 영 기**

Jong-Ig Lee · Ji-Hwan Ko* · Young-Ki Cho**

요 약

본 논문에서는 상호 평행하는 두 개의 도체 평판의 슬릿을 통한 전자파 투과 문제를 고려하였다. TM 편파된 평면파가 슬릿에 입사되었을 때 각 슬릿의 등가 자류를 미지수로 하는 결합 적분방정식을 유도하고 모멘트 방법으로 풀어 수치해석하였다. 슬릿의 폭, 도체 평행 평판의 간격, 평면파의 입사각, 슬릿간 변위 등에 따른 슬릿을 통해 투과된 전력의 변화를 계산하였다. 두 슬릿간 변위가 반 파장의 정수배에 근접할 때 투과 공진(최대 전력 투과)현상이 관찰되었다. 슬릿의 폭과 도체판 간격이 파장에 비해 매우 좁은 경우 투과 전력의 최대치는 슬릿 폭과 입사각도에 무관하게 일정함을 확인하였다. 또한, 제안된 구조에서 일어나는 투과 공진 현상의 원리를 단순화된 구조와 등가회로를 통해 설명하였다.

Abstract

In this paper, the problem of electromagnetic transmission through slits in two parallel conducting plates which separate two half spaces is considered. The coupled integral equations for the electric field distributions over the slits are developed for the case that the TM polarized plane wave is incident on the slit and solved by the method of moments. The transmitted power beyond the slit-perforated conducting parallel plates is computed in order to check the variations of the coupled power through slits against some parameters such as the incident angle of the TM polarized wave, slit width, lateral distance between two slits, and distance between the conducting plates. When the lateral distance between two slits approaches near the multiples of half wavelengths, the transmission resonance (maximum power transmission) is observed. If the slit width in the incident side is narrow and the distance between conducting plates is small compared to the wavelength, the maximum of transmitted power is observed to be nearly independent of the incident angle and slit width. In addition, the mechanism of the transmission resonance in the present geometry is explained using a simplified geometry and its equivalent circuit.

Key words : Coupling, Narrow Slit, Resonance, Electromagnetic Coupling

I. 서 론

상호 평행하는 두 개의 도체 평판의 슬릿을 통한 전자기적인 결합 현상은 단순화된 근접주사현미경

(Near-Field Scanning Microscope: NSM)의 관점에서 문제를 바라볼 때 하나의 슬릿은 현미경의 probe로서 다른 하나의 슬릿은 object로 간주될 수 있다^{[1],[2]}. Probe로부터 object의 상대적인 위치 변화에 대해

동서대학교 전자공학과(Department of Electronics Engineering, Dongseo University)

*금오공과대학교 전자공학부(School of Electronics Eng., Kumoh National University of Technology)

**경북대학교 전자전기컴퓨터학부(School of Electronic and Electrical Eng. and Computer Science, Kyungpook National University)

· 논문 번호 : 20081104-137

· 수정완료일자 : 2009년 1월 12일

결합된 전력이 민감하게 변화될수록 고해상도의 영상을 얻을 수 있다. 기존의 연구^{[1],[2]}에서 probe와 object에 해당되는 슬릿이 각각 존재하는 도체 평판 간의 거리가 작아서 상호 근접할수록 고해상도의 영상을 얻을 수 있음이 확인되었다. 또한, 도체판 사이의 거리를 고정하고 슬릿간 거리를 변화시켰을 때 두 개의 슬릿이 서로 겹쳐져 슬릿 중앙간 거리가 0 인 경우보다 반파장의 정수배에 근접하는 경우의 투과 전력이 더욱 큰 피크값이 됨이 관찰되었다^[2].

본 연구에서는 기존의 연구^[2]에서 고려된 것과 동일한 구조에 도체 단락벽이 추가된 그림 1과 같은 구조를 택하고, 제안된 구조를 단순화된 근접주사현미경의 관점에서 다룬 기존 연구와는 달리 슬릿 간격이 반 파장에 근접하는 경우 투과 전력이 피크값이 되는 공진 투과(resonance transmission)현상^[3]에 관해 중점적으로 다루어 보고자 한다. 슬릿에 입사되는 평면파의 입사 각도에 의한 투과 전력의 변화, 슬릿의 폭과 슬릿 간격이 투과 전력에 미치는 영향 등에 대해 살펴보고자 한다. 또한, 슬릿이 넓은 경우에 대해 제안된 구조를 단순화하고 그에 대한 등가회로로부터 슬릿을 통해 결합되는 전력의 최대값을 구하여, 이 값이 제안된 구조에서 최대 투과 전력과 일치함을 점검해 보고자 한다.

II. 이 론

제안된 그림 1의 구조는 y방향으로 변화가 없는 2차원 구조이고, 상호 평행하는 두 도체판($z=0$ and $z=d$) 사이의 거리는 d , 폭이 a 인 슬릿 S_a , 폭이 A 인 슬릿 S_A 이다. 영역은 3개로 구분되며 편의상 자유공간(μ_0, ϵ_0)과 특성이 동일하다고 가정하였다. 영역 1로부터 슬릿 S_a 로 입사되는 TM($E_y=0$) 편파된 평면파의 입사각은 θ_0 , L 은 두 슬릿의 에지간의 거리이며, 슬릿 S_a 의 에지 $x=-a/2$ 로부터 L_s 의 거리에 두 도체판을 단락시키는 도체벽이 위치하고 있다. 참고로 기존 연구^[2]에서 다룬 구조는 도체 단락벽이 제거된 구조이다(즉, $L_s = \infty$).

슬릿 S_a 에 입사되는 TM파의 자계는

$$H_y^i = H_0 \exp[-jk_0(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)] \quad (1)$$

와 같이 표현될 수 있고, 여기에서 H_0 는 입사 자계

의 진폭, $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ 이다. 등가 원리를 적용하면 각 영역에서의 전자계는 슬릿이 단락된 경우의 입사 TM파에 의한 전자계(H_{y1}^{sc})와 두 슬릿의 등가 자류 $M_a(x) = E_x(x, 0)$ 및 $M_A(x) = E_x(x, d)$ 에 의한 전자계의 합으로 나타낼 수 있다^[2]. 각 영역에서의 자계는 각각

$$H_{y1} = H_{y1}^{sc} + H_{y1}^{M_a} \quad (2-1)$$

$$H_{y2} = H_{y2}^{M_a} + H_{y2}^{M_A} \quad (2-2)$$

$$H_{y3} = H_{y3}^{M_A} \quad (2-3)$$

와 같이 나타낼 수 있으며, 여기에서 아래 첨자는 y방향 성분 및 영역 1, 2, 3을 의미하고 위 첨자는 전자계의 원천(source)을 나타내며, $H_{y1}^{sc} = H_y^i(x, z) + H_y^r(x, -z)$ 이다.

슬릿 영역 S_a 및 S_A 에서 전자계 접선 성분의 연속조건

$$H_{y1} = H_{y2}, \text{ over } S_a \quad (3-1)$$

$$H_{y2} = H_{y3}, \text{ over } S_A \quad (3-2)$$

으로부터 두 슬릿의 전계 분포 [$M_a(x) = E_x(x, 0)$ 및 $M_A(x) = E_x(x, d)$]를 미지수로 하는 결합 적분 방정

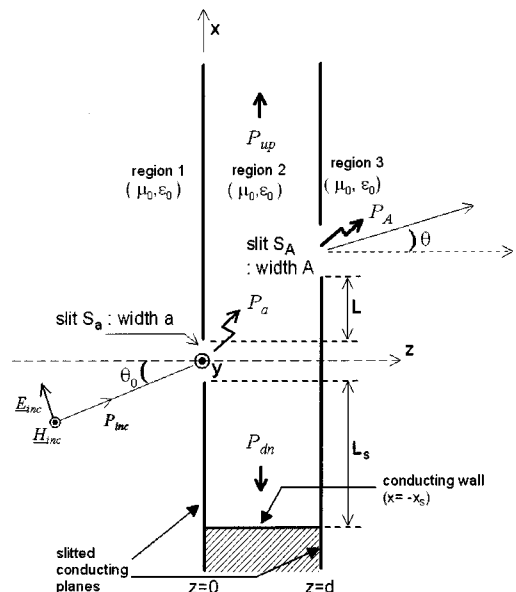


그림 1. 제안된 구조

Fig. 1. Geometry under consideration.

식(coupled integral equations)을 얻을 수 있다^[2]. 적분 방정식을 모멘트 방법(method of moments)으로 풀기 위해 슬릿의 전계 분포를 펄스 기저 함수(piecewise constant pulse function)로 전개하고 점 정합(point matching)방법으로 테스트하여 수치해석하였다(참고문헌 5의 방법을 적용하였으며 자세한 과정과 결과식은 지면관계상 생략하였다).

슬릿 영역에 입사된 전력 중 슬릿 S_a 를 통해 영역 2,3으로 결합된 전력을 P_a , 슬릿 S_A 를 통해 영역 3으로 결합된 전력을 P_A , 영역 2에서 도체 평판을 따라 +x 방향으로 도파되는 전력을 P_{up} , -x 방향으로 도파되는 전력을 P_{dn} 으로 표기하였는데, 이는 임의의 단면 S 를 통과하는 평균전력 P_{av} 에 관한 포인팅 정리(Poynting theorem)

$$P_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} \right\} \quad (4)$$

를 이용하여 각각 계산할 수 있다. 슬릿 S_A 로부터 영역 3으로 복사되는 전자파의 정규화된 복사 패턴은 far-field 전력밀도 $D(\theta)$ [W/rad/m]를 최대치 D_{\max} 로 정규화하여 계산할 수 있다.

영역 1로부터 슬릿 S_a 에 입사된 평면파의 진행방향(z축에 대한 θ_0 방향)으로 입사 전력 밀도는 $P_0 = 0.5 \eta_0 |H_0|^2$ [W/m²]이다(여기에서 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$). 슬릿 S_a 및 S_A 를 통해 결합된 전력들 간에는

$$P_a = P_A + P_{up} + P_{dn} \quad [W/m] \quad (5-1)$$

$$P_A = P_A^{\circ} \quad [W/m] \quad (5-2)$$

의 전력 보존 관계가 성립하며, 여기에서 $P_A^{\circ} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} D(\theta) d\theta$ 이다. 참고문헌 [2]의 연구에서는 입사파의 영역 3으로의 투과계수(T)를 슬릿 S_a 에 도달된 전력 $P_0 a$ 와 투과전력 P_A 의 비

$$T = P_A / (P_0 a) = p_A / a, \quad p_A = P_A / P_0 [m] \quad (6)$$

로 정의하였다. 입사측 슬릿 S_a 의 유효 슬릿 폭(effective slit width)은 슬릿을 통해 투과된 전력 P_A 를 입사 전력 밀도 P_0 로 정규화하여

$$a_{\text{eff}} = P_A / P_0 = p_A [m] \quad (7)$$

와 같이 정의할 수 있다^[6].

III. 해석 결과

그림 1과 같이 각 영역의 매질 특성은 편의상 자유공간과 동일하다고 가정하였으며, 전력 $p_a, p_A, p_{up}, p_{dn}[m]$ 등은 영역 1의 입사 평면파의 포인팅 전력 밀도 P_0 로 정규화된 값들이다. 수치 해석 결과의 타당성은 전력 보존 관계식 (5-1) 및 (5-2)를 점검하여 오차가 0.1 % 이내로 만족함을 확인하였다.

제안된 그림 1의 구조를 NSM 관점에서 다른 기존의 연구^[2]에서 두 슬릿 사이의 거리 L 이 반 파장의 정수배에 근접할 때 영역 3으로 결합된 전력이 피크값이 됨이 관찰되었다. 이는 그림 2에서 보는 바와 같이 두 도체판 사이의 영역 2는 평행 평판 도파관(Parallel-Plate Waveguide: PPW)으로서 슬릿의 폭(a, A)이 거리 d 에 비해 충분히 크면 두 슬릿 사이의 길이 L 인 영역은 개방 중단된 공진기(resonator)로 간주될 수 있고, 두 슬릿의 에지간의 거리 L 이 반 파장에 근접할 때 공진에 의해 투과전력이 피크값이 될 수 있기 때문이다^[7].

그러나 기존의 연구^[2]에서는 평면파가 슬릿에 수직으로 입사되는 경우($\theta_0=0$)로 제한되어 있었고, 슬릿을 통해 영역 3으로 결합되는 전력 p_A 의 최대값이 어느 정도이며 어떤 조건하에서 최대값에 이르게 되는가에 대한 연구 결과는 제시된 바가 없다. 따라서 본 연구에서는 입사각도 θ_0 , 슬릿폭 a , 도체판 간격 d 에 따른 결합 전력의 변화를 살펴보고 그 결과를 분석해 보고자 한다.

그림 3은 도체판 사이의 거리 d 가 0.001 파장으로 매우 근접하고 슬릿 S_a 의 폭은 파장에 비해 충분히 작은 $a=4d=0.004$ 파장, 슬릿 S_A 의 폭 A 는 도체판 간격 d 에 비해 충분히 큰 값인 $A=40d$ 인 경우이다. 캐비티의 길이 $L=0.4954 \lambda_0, 0.4945 \lambda_0$ 는 주어진 조건하에 시뮬레이션을 통해 P_A 가 최대가 되는 길이를 구

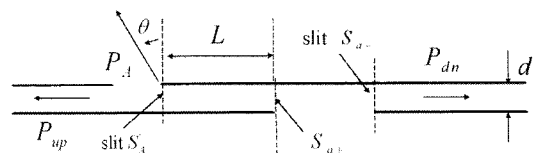


그림 2. 슬릿 사이에 형성된 캐비티 영역(L)
Fig. 2. Cavity region(L) formed between the slits.

한 것으로 반 파장에 근접하는 값이다. 이와 같이 도체판 사이의 거리가 매우 근접한 경우 비록 좁은 슬릿일지라도 평행 평판 도파관(전송선로)에서 바라본 슬릿의 등가 임피던스는 매우 큰 값이므로 이 때, 슬릿의 양측 에지는 거의 개방회로로 간주될 수 있으며, 등가 콘덕턴스는 $1/120 \lambda_0$ 이 된다^[8].

그림 3에서 슬릿을 통해 영역 3으로 투과된 전력

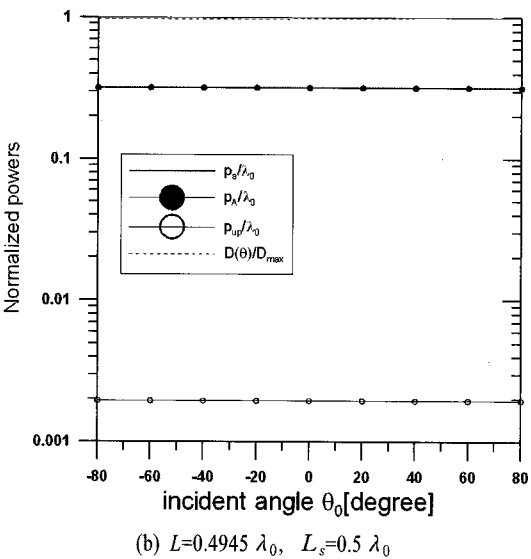
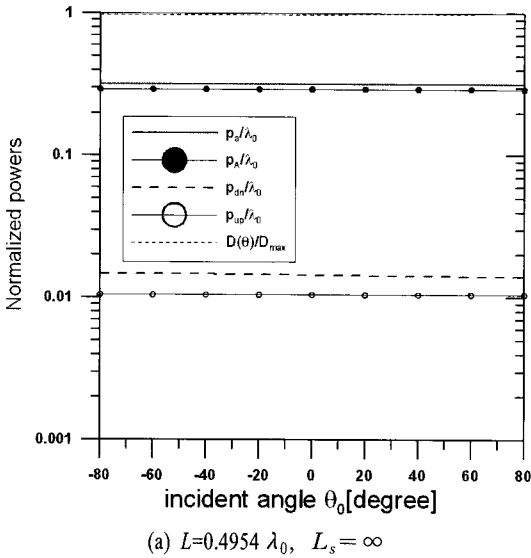


그림 3. 입사각도에 따른 결합전력의 변화($A=40d, a=4d, d=0.001 \lambda_0$)

Fig. 3. Variation of coupled powers against incident angle($A=40d, a=4d, d=0.001 \lambda_0$).

p_A 는 슬릿폭($a=4d=0.004 \lambda_0$)이 파장에 비해 매우 좁아서 입사각도에 거의 무관하게 일정한 값을 갖고, 그 값이 $\lambda_0/\pi=0.3183 \lambda_0$ 에 근접한 수치인 것은 매우 흥미로운 결과이다. 슬릿을 통해 결합된 전력 p_a 중에서 도파관 영역 2를 따라 도파되는 전력(p_{up} and p_{dn})은 매우 작은 값이고 대부분의 전력이 영역 3으로 투과되며, 그 중에서 슬릿 S_a 를 지나 도파되는 전력 p_{up} 은 슬릿폭 A 를 증가시키면 슬릿 S_a 를 통해 $-x$ 방향으로 도파되는 p_{dn} 에 비해 훨씬 작은 값이 된다. 단락벽이 제거된 그림 3(a)에 비해 단락벽의 위치가 $L_s=0.5 \lambda_0$ 인 그림 3(b)에서는 $p_{dn}=0$ 이 되므로 p_A 의 최대치가 $1/\pi=0.3183$ 에 매우 근접한 값이 된다. 좁은 슬릿의 공진현상에 대해 다른 기존의 연구^{[3],[6]}에서 폭이 좁은 슬릿이 공진이 되었을 때 유효 슬릿 폭은 $\lambda_0/\pi=0.3183 \lambda_0$ 이 됨이 확인되는 것이다. 주의할 것은 이 경우 영역 3으로의 전자파 투과현상에 기여하는 결합 슬릿은 S_a 및 S_A 로 보는 것보다 그림 2의 S_{a+} 및 $S_{A'}$ 으로 보아야 한다는 것이다(즉, 슬릿 폭 a 가 작아서 좁은 슬릿이 아니라 도체판 사이의 거리 d 가 파장에 비해 매우 작아서 좁은 슬릿을 통한 결합문제가 되는 것이다).

따라서 제안된 구조에서 도파관 사이의 거리 d 가 매우 작고 슬릿의 폭(a 및 A)이 그에 비해 매우 크면 제안된 구조는 근사적으로 그림 4(a)와 같이 단순화될 수 있고, 그에 대한 등가회로는 그림 4(b)와 같다. 이 때, 슬릿의 등가 어드미턴스 $Y_s=G+jB$ 중 콘덕턴스는 $G=1/120 \lambda_0$ ^[8]이며, 캐비티 영역(L)의 공진 길이^[3]는 근사적으로

$$L = \frac{\lambda_0}{2} \left[1 - \frac{2}{\pi} \frac{B}{Y_c} \right] \quad (8)$$

이고, 여기에서, $Y_c=1/(\eta_0 d)$ 는 평행 평판 도파관의 특성 어드미턴스이다. 캐비티 공진시 입력 어드미턴스 $Y_{in}=2G$ 가 되고, 포트 b-b'로 투과된 전력 P_A 는

$$P_A = \frac{\eta_0}{k_0} |H_0|^2 = \frac{\lambda_0}{\pi} P_0 \quad [W/m] \quad (9)$$

와 같이 입사 전력 밀도 P_0 의 λ_0/π 배로 최대치가 되므로 그림 3에서 유효 슬릿 폭의 최대치 $p_A \approx 0.3183 \lambda_0$

근접하는 도체 평행 평판의 슬릿을 통한 전자파 투과

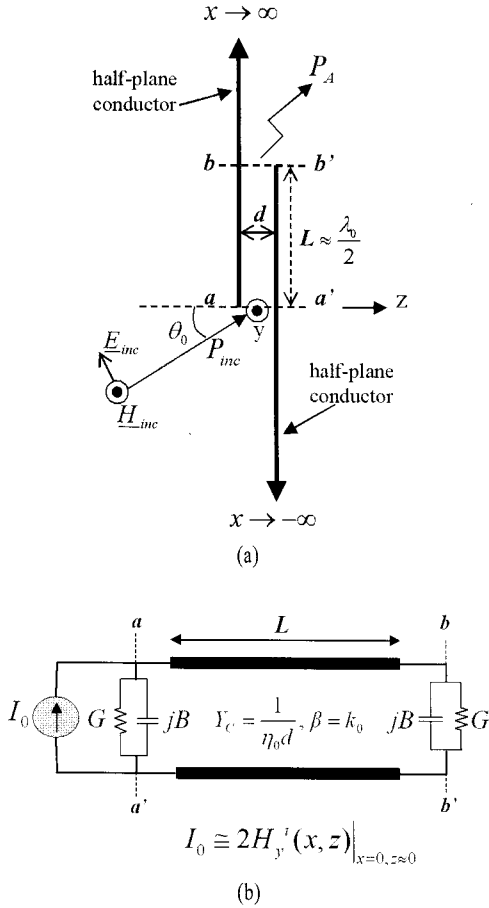
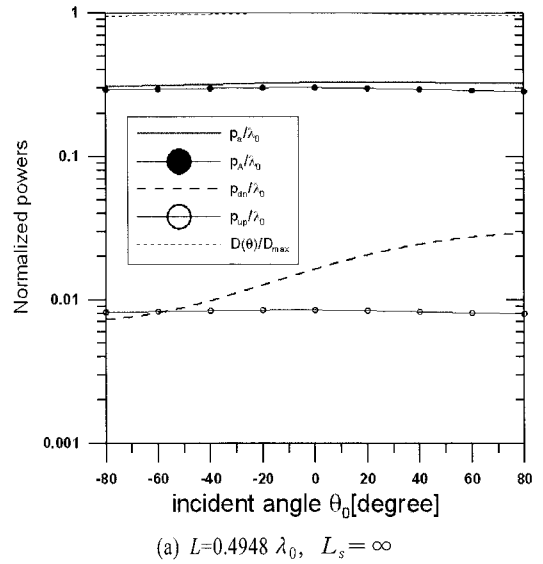


그림 4. (a) 단순화된 구조, (b) 등가회로, Fig. 4. (a) Reduced geometry, (b) Equivalent circuit.

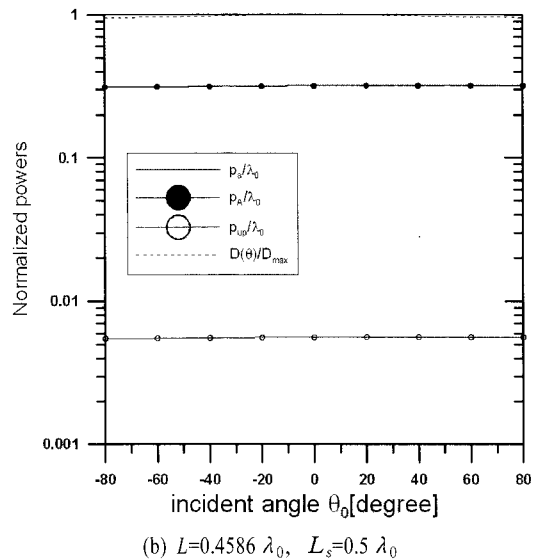
인 것이 타당하다고 볼 수 있다.

한 가지 유의할 것은 기존의 연구^[2]에서 입사파가 슬릿 S_d 에 수직으로 입사하는 경우에 대한 전력 투과 계수 T 를 식 (6)과 같이 정의하고 일부 결과를 제시하였는데, 그림 3의 결과에서 나타나는 바와 같이 입사각에 거의 무관하게 영역 3으로 투과된 전력이 일정하므로 실제로 투과계수는 식 (6)과 같이 정의된 값의 $1/\cos \theta_0$ 배가 되는 것이다. 즉, 입사각도가 변화하여 x 방향으로 단위길이 당 입사되는 전력이 $\cos \theta_0$ 배로 감소되지만, 결합되는 전력(P_A)은 변함 없이 일정한 것이다. 결합(투과)전력 P_A 가 일정한 이유를 유추해 내기 위해 먼저 $d \ll \lambda_0$ 인 경우를 가정해 보면 슬릿 근처에만 필드가 존재하므로 슬릿을 통한 복사문제를 생각해 보면, 슬릿 근처의 등가 자류 분

포는 선 전원(line source: x 방향으로는 delta이며, y 방향으로는 uniform)으로 근사화될 수 있으므로 슬릿으로부터 복사되는 TM 편파된 전자파의 지향성 패턴(그림 3의 $D(\theta)$)은 거의 무지향성에 가깝다. 따라서 가역문제로서 좁은 슬릿으로 입사되는 TM파의 입사각도에 무관하게 슬릿을 통해 결합된 전력은 일정하게 되는 것이다.



(a) $L=0.4948 \lambda_0, L_s = \infty$



(b) $L=0.4586 \lambda_0, L_s=0.5 \lambda_0$

그림 5. 입사각도에 따른 결합 전력의 변화($A=20d, a=10d, d=0.01 \lambda_0$)
Fig. 5. Variation of coupled powers against incident angle ($A=20d, a=10d, d=0.01 \lambda_0$).

그러나 간격 d 가 증가되면 그림 5와 같이 입사각도에 따른 결합전력(투과전력)의 변화가 점차 증가하게 된다. 이것은 영역 2를 도파관으로 보았을 때 도파관의 높이 d 가 증가됨에 따라 슬릿을 통한 복사 문제의 관점에서 슬릿 에지 부분의 선 전원 형태로 근사하는 것이 어렵게 되고, 에지 근처에 분포되면 전원(surface source: x 방향으로서는 line source이며, y 방향으로서는 uniform)형태가 되기 때문이다. 따라서 슬릿을 통한 복사 패턴[$D(\theta)$]은 약간의 지향성을 가지게 되고, 이와 가역문제로 슬릿으로 입사되는 평면파의 입사각에 따른 결합전력은 변화하게 된다. 또한, 슬릿 S_a 의 에지 $x = -a/2$ 로부터의 회절파에 의한 영향도 d 의 증가에 따라 점차 증가됨에 유의해야 한다. 슬릿 S_a 의 양측 에지인 $x = \pm a/2$ 를 그림 2와 같이 평행 평판 도파관 영역(영역 2)으로 연결되는 2개의 $\pm x$ 방향 슬릿($0 < z < d$, S_{a+} and S_{a-})으로 구분하여 다루면 여러 가지 파라미터에 따른 결합 전력 변화의 원리를 이해하는데 도움이 된다.

$L_s = \infty$ 인 그림 3(a) 및 그림 5(a)에서 유효 슬릿 폭(p_A)이 최대치 λ_0/π 에 약간 모자라는 것은 슬릿 S_a 를 통해 결합된 전력 중 일부가 작은 양이지만 P_{dn} 및 P_{up} 이 되기 때문이다. P_{up} 은 슬릿 S_a 의 폭을 증가시킴에 따라 점차 감소되며, P_{dn} 은 그림 1과 같이 적절한 위치에 단락벽을 두게 되면 제거되어 그림 3(b) 및 그림 5(b)에서 보는 바와 같이 유효 슬릿 폭이 더욱 λ_0/π 에 근접한 값이 된다. 그림 3(b) 및 그림 5(b)에서 $L_s = \infty$ 인 경우에 비해 슬릿 폭에 의한 변화와 입사각도에 의한 투과 전력의 변화가 감소됨을 관찰할 수 있는데, 이것은 $L_s = 0.5 \lambda_0$ 로 두게 되면 슬릿 에지 $x = -a/2$ (그림 2의 S_{a-})는 효과적으로 단락될 수 있고, 슬릿 에지 S_{a-} 로부터 회절파에 의한 영향도 감소되는 것에 따른 것으로 생각된다.

그림 6은 최대 결합 전력이 관찰되는 그림 3(b) 및 그림 5(b)와 각각 동일한 상태에서 도체벽까지의 거리 L_s 에 따른 변화를 계산한 것이다. $L_s = 0$, $L_s = 0.5 \lambda_0$ 부근에서는 슬릿 에지 S_{a-} 가 효과적으로 단락되어 결합 전력이 최대가 되지만 $L_s = 0.25 \lambda_0$ 근처에서는 결합 전력이 0에 근접하는 것을 관찰할 수 있다. 이로부터 도체판 사이의 거리 d 가 매우 작을 때, 슬릿 에지 S_{a-} 에서 단락 도체벽 방향으로 바라보면 근

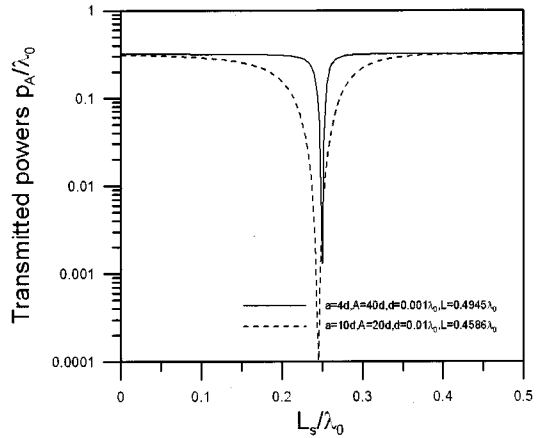
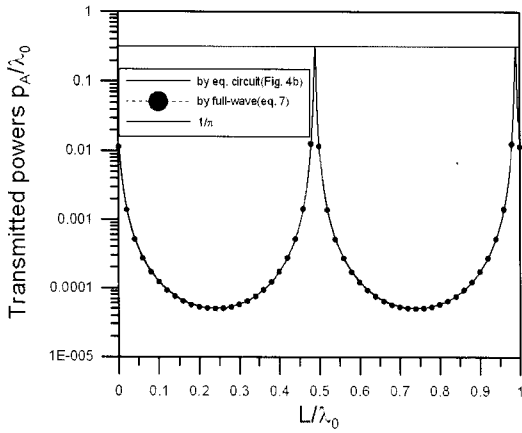


그림 6. 슬릿 에지로부터 도체벽까지의 거리 L_s 에 따른 정규화된 투과전력 p_A 의 변화($\theta_0 = 0$)
 Fig. 6. Variation of normalized transmitted power p_A against distance L_s between slit edge and conducting wall($\theta_0 = 0$).

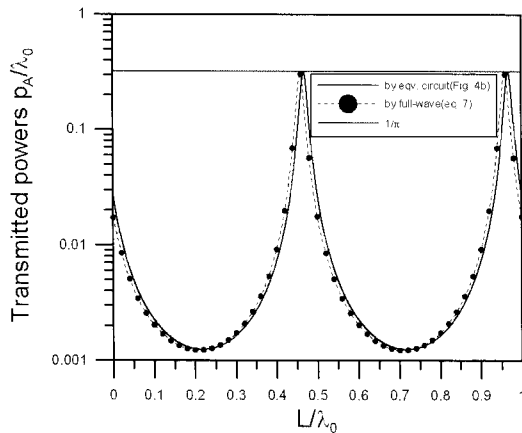
사적으로 단락 스티브와 유사한 역할을 하는 것으로 생각할 수 있다.

그림 7은 $a=2d$, $A=10d$, $\theta_0 = 0$, $L_s = 0.5 \lambda_0$ 로 고정하고 캐비티 길이 L 에 따른 변화를 관찰한 것이다. 도체판 간격 d 가 감소됨에 따라 L 에 대해 민감하게 변화하고 반 파장의 정수배에 보다 근접할 때 공진이 관찰된다. 도체판 간격 d 가 매우 작은 경우인 그림 7(a)에서 full-wave 방법에 의해 식 (7)로부터 계산된 투과 전력 p_A 와 그림 4(b)의 등가회로에 의해 계산된 결과가 잘 일치함을 관찰할 수 있다. 이와는 달리 d 가 증가됨에 따라 그림 7(b)와 같이 두 결과들간의 차이가 커지는데, 이것은 등가회로 그림 4(b)가 매우 작은 경우에 대한 근사 회로이기 때문이다.

위의 결과들로부터 제안된 구조에서 d 가 매우 작고, $L_s = 0.5 \lambda_0$ 일 때 슬릿 S_{a-} 는 효과적으로 단락됨을 알 수 있고, 슬릿 S_a 의 폭 A 가 충분히 크면 그림 4(a)와 같은 공진기 구조로 단순화될 수 있다. 따라서 등가회로 그림 4(b)와 같이 근사 해석이 가능하므로, 슬릿 S_{a+} 를 통해 영역 2로 결합되어 길이 L 인 도파관 영역을 거쳐 슬릿 S_{a-} 를 통해 영역 3으로 결합되는 전자파의 결합 메커니즘은 등가회로가 그림 4(b)와 동일한 두꺼운 도체 스크린의 슬릿을 통한 결합 메커니즘^[3]과 본질적으로 동일한 것임을 알 수 있다.



(a) $d=0.002 \lambda_0$

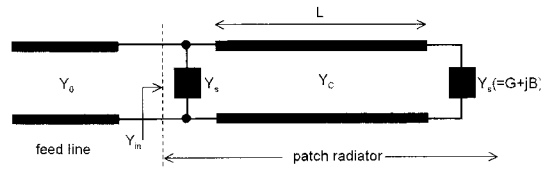


(b) $d=0.01 \lambda_0$

그림 7. 캐비티 길이에 따른 정규화된 투과 전력 p_A 의 변화($a=2d$, $A=10d$, $L_s=0.5 \lambda_0$, $\theta_0=0$)
 Fig. 7. Variation of normalized transmitted power p_A against cavity length($a=2d$, $A=10d$, $L_s=0.5 \lambda_0$, $\theta_0=0$).

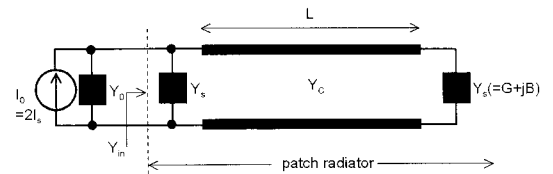
그림 8(a)는 구형 마이크로스트립 복사 소자의 전송선 모델로 구성된 등가회로^[9]로서 $Y_s (= G + jB)$ 는 복사 슬릿의 어드미턴스, L 은 복사 패치의 길이, Y_0 는 급전 마이크로스트립 선로의 특성 어드미턴스이다. 그림 8(b)는 그림 8(a)의 급전부를 Norton 등가회로로 바꾼 것이며, I_s 는 마이크로스트립 급전선로로부터 부하인 구형 패치로의 입사 전류이다. 패치를 통한 최대 복사는 $Y_{in} = 2G = Y_0$ 로 캐비티가 공진되고 급전 선로와 정합이 되었을 때 관찰될 수 있으며, 이것은 그림 4(b)에서의 최대 전력 투과 현상과 비교하여

근접하는 도체 평행 평판의 슬릿을 통한 전자파 투과



(a) 등가회로 1

(b) Equivalent circuit 1



(a) 등가회로 2

(b) Equivalent circuit 2

그림 8. 구형 마이크로스트립 패치 복사 소자의 등가회로(전송선 모델)

Fig. 8. Equivalent circuit of a rectangular microstrip patch radiator(transmission line model).

등가회로가 동일한 형태이고 공진일 때 최대 전력 전달(복사)이 이루어지므로 유사한 현상으로 볼 수 있다.

IV. 결 론

상호 평행하는 두 도체판의 슬릿을 통한 전자파 투과 현상을 TM 편파된 평면파가 슬릿에 입사되는 경우를 고려하여 해석하였다. 입사각, 도체판 사이의 거리, 슬릿 폭 등에 따른 투과 전력의 변화를 관찰하여 도체판 사이의 거리가 파장에 비해 매우 작은 경우 슬릿의 폭과 입사각에 무관하게 슬릿을 통해 투과된 전력의 최대치는 일정한 값(입사파 전력 밀도로 정규화했을 때 λ_0/π 배)으로 유지됨을 확인하였다. 도체판 사이의 거리가 매우 작고 슬릿 간격이 반 파장에 근접할 때 제안된 구조에서 관찰되는 최대 전력 투과 현상을 단순화된 구조와 등가회로를 이용하여 설명하였다. 또한, 등가회로가 이와 동일한 두꺼운 도체판의 좁은 슬릿을 통한 전자파 최대 투과 현상 및 마이크로스트립 전송선 모델의 최대 복사 현상과의 유사성에 대해 논의하였다.

참 고 문 헌

[1] J. M. Vigoureux, F. Depasse, and C. Girard, "Super

- resolution of near-field optical microscopy defined from properties of confined electromagnetic waves", *Appl. Optics*, vol. 31, pp. 3036-3045, 1992.
- [2] Y. Leviatan, "Electromagnetic coupling between two half-space regions separated by two slot-perforated parallel conducting screens", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, no. 1, pp. 44-52, Jan. 1988.
- [3] R. F. Harrington, D. T. Auckland, "Electromagnetic transmission through narrow slots in thick conducting screens", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 28, no. 5, pp. 616-622, Sep. 1980.
- [4] Y. Leviatan, R. F. Harrington, and J. R. Mautz, "Electromagnetic transmission through apertures in a cavity in a thick conductor", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 30, pp. 1153-1165, 1982.
- [5] P. D. Mannikko, C. C. Courtney, and C. M. Butler, "Slotted parallel-plate waveguide coupled to a conducting cylinder", *Proc. Inst. Elect. Eng., Microwaves Antennas Propagat.*, vol. 139, pp. 193-201, 1992.
- [6] J.I. Lee, Y. K. Cho, "Electromagnetic transmission through a narrow slit backed by a nearby conducting strip", *Proc. ISAP05*, vol. 3, pp. 1089-1092, Aug. 2005.
- [7] J. I. Lee, H. Y. Jung, Y. S. Lee, and Y. K. Cho, "Maximum transmission through slits in adjacent parallel conducting plates", *Proc. ISAP06*, 2006.
- [8] J. I. Lee, J. H. Ko, and Y. K. Cho, "A note on the diffraction and equivalent admittance properties of a transverse slit in a parallel-plate waveguide filled with a homogeneous dielectric", *IEICE Trans. Commun.*, vol. E86-B, no. 12, pp. 3600-3605, Dec. 2003.
- [9] A. G. Derneryd, "Linearly polarized microstrip antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 24, no. 6, pp. 846-851, Nov. 1976.

이 종 익



1992년: 경북대학교 전자공학과 (공학사)
 1994년: 경북대학교 전자공학과 (공학석사)
 1998년: 경북대학교 전자공학과 (공학박사)
 1998년: 금오공과대학교 연구교수

1999년~현재: 동서대학교 전자공학과 부교수
 [주 관심분야] 전자기산란, 평면안테나

조 영 기



1978년: 서울대학교 전자공학과 (공학사)
 1981년: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학석사)
 1998년: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학박사)
 2008년: 한국전자파학회 회장

1981년~현재: 경북대학교 전자전기공학부 교수
 [주 관심분야] 전자기 산란 및 복사, 주기구조, 안테나 이론

고 지 환



1982년: 경북대학교 전자공학과 (공학사)
 1985년: 경북대학교 전자공학과 (공학석사)
 1998년: 경북대학교 전자공학과 (공학박사)
 1985년~2000년: 한국전자통신연구원 연구원

2000년~현재: 금오공과대학교 전자공학부 교수
 [주 관심분야] 안테나 설계, 전자파 산란, 위성통신