

두께가 유한한 도체 스크린 내부 캐비티의 슬릿을 통한 전자파 공진 투과

Electromagnetic Resonant Transmission through Slits in a Cavity inside Conducting Screen of Finite Thickness

이 종 익 · 조 영 기*

Jong-Ig Lee · Young-Ki Cho*

요 약

본 논문에서는 두께가 유한한 도체 스크린 내부 캐비티의 슬릿을 통한 전자파 투과 문제를 슬릿 축에 대해 TE 편파된 평면파가 도체 스크린의 슬릿에 입사되는 경우에 대해 고려하였다. 모멘트 방법을 이용하여 슬릿을 통해 투과된 전력을 구하고, 슬릿의 등가 어드미턴스로부터 구성된 등가 회로 방법을 이용하여 계산된 것과 비교하였다. 공진조건 하에서 좁은 슬릿의 유효 슬릿 폭은 실제 슬릿 폭에 무관하게 $1/\pi$ 파장이 됨이 확인되었다. 제안된 구조에서의 공진 투과 현상을 캐비티 내부 슬릿의 등가 어드미턴스 변화와 관련하여 설명하였다.

Abstract

In this paper, the problem of electromagnetic transmission via slits in a cavity inside conducting screen of finite thickness is considered for the case that the TE(to the slit axis) polarized plane wave is incident on the slit in conducting screen. Using the method of moments the variations of the transmitted power through the slits are obtained and compared with those computed from an equivalent circuit constructed using an equivalent slit admittance. It is found that the effective slit width of a narrow slit, at resonance, becomes $1/\pi$ wavelengths independently of the actual slit width. The transmission resonance phenomena in the proposed geometry are explained in connection with the variations of an equivalent admittance of the slit in the cavity.

Key words : Cavity, Resonance, Maximum Transmission, Equivalent Admittance, Narrow Slit

I. 서 론

소형 개구를 통한 전자파 투과 및 좁은 개구의 공진 문제는 오랫동안 다루어온 전자기 문제이다^{[1]~[9]}. 소형 개구의 공진 현상은 두께가 매우 얇은 도체 판의 좁은 개구에 적절한 변형을 통해 필요한 서셉턴스 성분을 장하함으로써 자체적으로 공진 구조 형태가 되도록 하는 방법^{[1],[2]}, 소형 개구 근처에 적절

한 도체 혹은 유전체 산란체를 위치시켜서 개구를 공진시키는 방법^{[3],[4]}, 두꺼운 도체판 내부에 캐비티를 구성하고 도체판의 두께를 적절히 조절하여 캐비티가 특정주파수에서 공진되어 전력 투과량이 최대화 되도록 하는 방법^{[5]~[9]} 등으로 나누어 볼 수 있다. 공진 유형에 무관하게 좁은 개구가 공진되었을 때, 유효 개구 면적(혹은 유효 투과 단면적)은 $3\lambda^2/(4\pi)$ 이고, 2차원 구조인 경우, 유효 슬릿 폭은 $1/\pi$ 파장

「이 논문은 2010년도 동서대학교 교내연구비의 지원으로 수행된 연구 결과임.」

동서대학교 전자공학과(Department of Electronics Engineering, Dongseo University)

*경북대학교 전자전기컴퓨터학부(School of Electrical Engineering and Computer Science, Kyungpook National University)

· 논문 번호 : 20100525-068

· 교신저자 : 이종익(e-mail : leeji@dongseo.ac.kr)

· 수정완료일자 : 2010년 7월 7일

이 되는 것이 이전 연구들^{[1]~[6],[9]}에서 확인된 바 있다.

본 연구에서는 두께가 유한한 도체판 내부 캐비티의 슬릿을 통한 전자파 투과 문제를 개구 공진(혹은 투과 공진, 최대 전력 투과) 현상의 관점에서 살펴보고자 한다. 기존 연구^[5]에서 도체판의 두께가 반파장의 정수배에 근접할 때 도체판과 수직인 방향의 내부 캐비티가 공진되어 최대 전력 투과 현상이 관찰되었으나, 캐비티의 높이와 동일한 슬릿의 폭이 파장에 비해 매우 좁은 경우로 제한되어 있었다. 본 연구에서 고려된 공진 투과 구조는 그림 1에서 보는 바와 같이 두께가 유한한 도체판 내부 캐비티의 양측에 슬릿을 내어 구성된 것으로 캐비티의 길이는 도체판의 두께와 동일하다.

제안된 구조에(슬릿 축에 대해) TE 편파된 평면파가 입사되는 경우, 경계 조건으로부터 슬릿의 전개 분포를 미지수로 하는 결합 적분 방정식을 얻고 모멘트 방법으로 해석^[10]하여 슬릿을 통해 결합된 전력을 계산할 수 있다. 도체판의 두께, 슬릿 폭, 캐비티의 높이 등이 투과 전력에 미치는 영향을 관찰하여 제안된 구조에서의 공진 투과(최대 전력 투과) 현상을 조사해 보고자 한다. 모멘트 방법으로 계산된 투과 전력과 슬릿의 등가 어드미턴스로부터 얻은 결과를 비교하고 차이점을 분석하여 해석 결과의 타당성을 검증하고 제안된 구조에서의 공진 투과 현상을 설명하고자 한다.

II. 이론

그림 1은 본 연구에서 고려된 구조로서 두께가 d 인 도체 스크린의 내부에 높이 h 인 캐비티가 있고, 폭 w_s 인 슬릿 S_1 과 S_2 는 캐비티의 중심($x=0$)에 위치한다(참고로 기존 연구 참고문헌 [5]에서는 그림 1과 동일한 구조에서 슬릿 폭과 캐비티의 높이가 동일한 $w_s = h$ 경우를 고려하였다). 슬릿 S_1 에 입사되는 TE 편파($E_y=0$)된 평면파의 입사 각도는 z 축에 대해 θ_0 이고, y 축에 대해 변화가 없는 2차원 문제이며, 각 영역의 특성은 자유공간(μ_0, ϵ_0)과 동일하다고 가정하였다.

슬릿 S_1 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

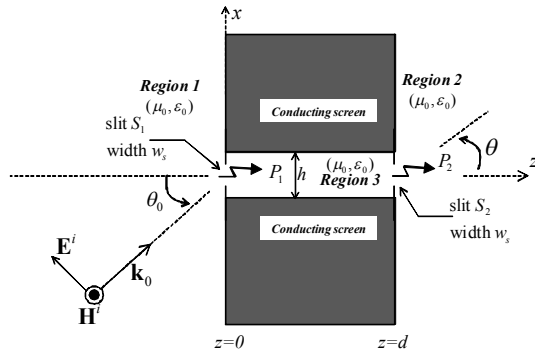


그림 1. 제안된 구조
Fig. 1. Geometry under consideration.

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 등가자류 $M_1(x) = E_x(x,0)$ 및 $M_2(x) = E_x(x,d)$ 에 의한 전자계의 합으로 나타낼 수 있다^{[10]~[12]}. 각 영역에서의 자계는 각각

$$H_{y1} = H_{y1}^{sc} + H_{y1}^{M_1} \quad (2-1)$$

$$H_{y2} = H_{y2}^{M_2} \quad (2-2)$$

$$H_{y3} = H_{y3}^{M_1} + H_{y3}^{M_2} \quad (2-3)$$

와 같이 나타낼 수 있으며, 여기에서 아래 첨자는 y 방향 성분 및 영역 1, 2, 3을 의미하고 위첨자는 전자계의 원천(source)을 나타낸다. 식 (2-1)~(2-3)에 대한 표현식은 식 (3-1)~(3-9)와 같다.

$$\begin{aligned} H_{y1}^{sc} &= H_y^i(x,z) + H_y^i(x,-z) \\ &= 2H_0 \cos(k_0 z \cos \theta_0) e^{-jk_0 x \sin \theta_0} \end{aligned} \quad (3-1)$$

$$H_{y1}^{M_1} = -\frac{k_0}{2\eta_0} \int_{S_1} M_{y1}(x') H_0^{(2)}(k_0 |\rho - \rho'|) dx' \quad (3-2)$$

$$H_{y2}^{M_2} = \frac{k_0}{2\eta_0} \int_{S_2} M_{y2}(x') H_0^{(2)}(k_0 |\rho - \rho'|) dx' \quad (3-3)$$

$$H_{y3}^{M_1} = -\int_{S_1} M_{y1}(x') g(x,z;x',z') \Big|_{z'=0_+} dx' \quad (3-4)$$

$$H_{y3}^{M_2} = -\int_{S_2} M_{y2}(x') g(x,z;x',z') \Big|_{z'=d_-} dx' \quad (3-5)$$

$$g(x, z; x', z')|_{z'=0_+} = \begin{cases} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{jS \cot \kappa_i d}{\eta_0 h \kappa_i / k_0} \cos(i\pi x/h) \cdot \cos(i\pi x'/h), & z=0 \\ \sum_{i=0}^{\infty} \frac{jS \csc \kappa_i d}{\eta_0 h \kappa_i / k_0} \cos[\kappa_i(d-z)] \cos(i\pi x/h) \cdot \cos(i\pi x'/h), & 0 < z < d \end{cases} \quad (3-6)$$

$$g(x, z; x', z')|_{z'=d_-} = \begin{cases} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{jS \cot \kappa_i d}{\eta_0 h \kappa_i / k_0} \cos(i\pi x/h) \cdot \cos(i\pi x'/h), & z=d \\ \sum_{i=0}^{\infty} \frac{jS \csc \kappa_i d}{\eta_0 h \kappa_i / k_0} \cos(\kappa_i z) \cos(i\pi x/h) \cdot \cos(i\pi x'/h), & 0 < z < d \end{cases} \quad (3-7)$$

$$\kappa_i = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - (i\pi/h)^2}, & k_0 \geq i\pi/h \\ -j\sqrt{(i\pi/h)^2 - k_0^2}, & k_0 < i\pi/h \end{cases} \quad (3-8)$$

$$S = \begin{cases} 1, & i=0 \\ 2, & i \geq 1 \end{cases} \quad (3-9)$$

여기에서 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, $\rho = x\hat{x} + z\hat{z}$, $\rho' = x'\hat{x} + z'\hat{z}$, $H_0^{(2)}$ 는 0차 2종 Hankel 함수이다.

슬릿 영역 S_1 및 S_2 에서 전자계 접선 성분의 연속 조건 $H_{y1} = H_{y3}$, over S_1 과 $H_{y2} = H_{y3}$, over S_2 으로부터 두 슬릿의 전개 분포 [$M_1(x) = E_x(x, 0)$ 및 $M_2(x) = E_x(x, d)$]를 미지수로 하는 결합 적분 방정식(coupled integral equations)을

$$2H_0 e^{-jk_0 x \sin \theta_0} - \frac{k_0}{2\eta_0} \int_{S_1} M_{y1}(x') H_0^{(2)}(k_0|x-x'|) dx' = - \int_{S_1} M_{y1}(x') g(x, 0; x', 0_+) dx' + \int_{S_2} M_{y2}(x') g(x, 0; x', d_-) dx' \quad (4-1)$$

$$\frac{k_0}{2\eta_0} \int_{S_2} M_{y2}(x') H_0^{(2)}(k_0|x-x'|) dx' = - \int_{S_1} M_{y1}(x') g(x, d; x', 0_+) dx' + \int_{S_2} M_{y2}(x') g(x, d; x', d_-) dx' \quad (4-2)$$

와 같이 얻을 수 있으며^[10], $g(x, 0; x', 0_+) = g(x, d; x', d_-)$, $g(x, 0; x', d_-) = g(x, d; x', 0_+)$ 이다. 적분방정식을 모멘트 방법(method of moments)으로 풀기 위해 슬릿의 전개 분포를 펄스 기저 함수(piecewise constant pulse function)로 전개하고, 동일한 함수로 테스트하여 수치해석하였다(참고문헌 10의 방법을 적용하였으며, 자세한 과정과 결과는 지면 관계상 생략하였다).

슬릿 영역에 입사된 전력 중 슬릿 S_1 을 통해 영역 3으로 결합된 전력 P_1 , 슬릿 S_2 를 통해 영역 2로 결합된 전력 P_2 는 임의의 단면 S 를 통과하는 평균 전력 P_{av} 에 관한 포인팅 정리(Poynting theorem)

$$P_{av} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_S \underline{E} \times \underline{H}^* \cdot d\mathbf{s} \right\} \quad (5)$$

를 이용하여 각각 계산할 수 있다. 슬릿 S_2 로부터 영역 2로 복사되는 전자파의 정규화된 복사 패턴은 far-field 전력 밀도 $D(\theta)$ [W/rad/m]를 적분하여 계산할 수 있다.

영역 1로부터 슬릿 S_1 에 입사된 평면파의 진행 방향(z축에 대한 θ_0 방향)으로 입사 전력 밀도는, y 방향으로 단위길이당, $P_0 = 0.5 \eta_0 |H_0|^2$ [W/m²]이다 (여기에서 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$). 입사측 슬릿 S_1 의 유효 슬릿 폭(effective slit width) w_{eff} 는 슬릿을 통과된 전력 P_2 [W/m](전력 보존 관계에 의해 P_1 과 동일함)와 입사 전력 밀도 P_0 [W/m²]의 비로

$$w_{eff} = P_1/P_0 \text{ [m]} \quad (6)$$

와 같이 정의할 수 있다^{[11],[12]}.

그림 1에 도시된 전자파 투과 문제는 그림 2에 제시된 바와 같이 등가회로화 될 수 있다^{[5],[13]}. 전송 선로의 길이는 도체판의 두께 d 에 해당되며, 선로의 특

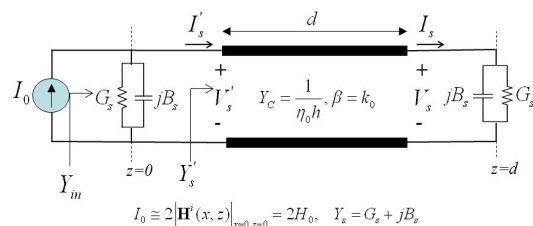


그림 2. 등가회로
Fig. 2. Equivalent circuit.

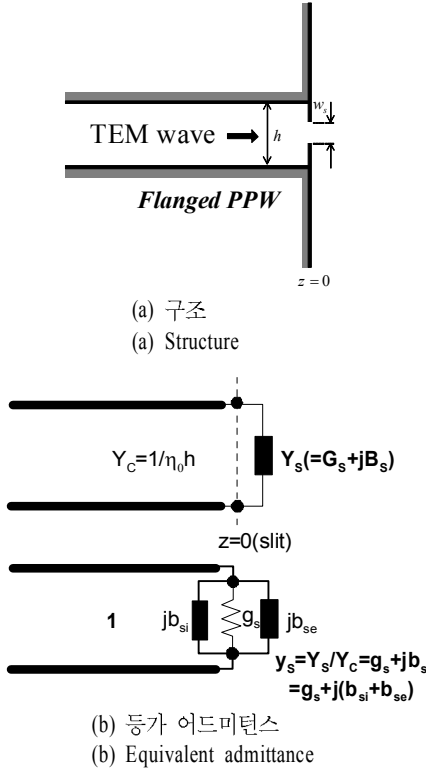


그림 3. 플랜지된 평행 평판 도파관으로 급전된 슬릿의 등가 어드미턴스^[14]
 Fig. 3. Equivalent admittance of a slit fed by flanged parallel-plate waveguide^[14].

성 임피던스 $Y_c (= 1/\eta_0 h)$ 는 평행 평판 도파관 TEM 파의 특성 임피던스이다.

그림 2에서 슬릿의 등가 어드미턴스 $Y_s (= G_s + jB_s)$ 는 그림 3과 같이 플랜지된 평행 평판 도파관의 등가 슬릿 어드미턴스를 계산하여 얻을 수 있다^[14]. 슬릿의 폭이 파장에 비해 매우 좁은 경우, 콘덕턴스 G_s 는 서셉턴스 B_s 에 비해 매우 작으며, 그림 2에서 $d=0$ 인 경우 $Y_s' = Y_s$ 이므로 $Y_{in} = 2Y_s$ 가 되어 슬릿 영역으로 급전된 대부분의 전력이 반사되고 슬릿을 통해 영역 2로 결합되어 복사된 전력은 매우 작아지게 된다. 그리고 좁은 슬릿의 콘덕턴스는 슬릿 폭에 무관하게 $G_s = 1/120 \lambda_0$ ^[14]이다.

이 경우 캐비티 영역(d)의 공진 길이^{[5],[9]}는 근사적으로

$$L_{res} = \frac{\lambda_0}{2} \left[n - \frac{2}{\pi} \frac{B}{Y_c} \right], \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

이고, 캐비티가 공진될 때 그림 2에서 $Y_s' = Y_s^* = G_s - jB_s$ 이 되어 입력 어드미턴스 $Y_{in} = 2G_s$ 가 된다. 캐비티 공진시 영역 2로 투과된 전력 P_2 는 최대가 되며, 그림 2의 등가회로에서 $z=d$ 의 부하 Y_s 에 전달된 전력과 같다. 이 때, 그림 2의 부하 Y_s 에 전달된 전력 P_2 는

$$P_2 = \frac{1}{2} \text{Re} \{ V_s I_s^* \} = \frac{1}{2} \text{Re} \{ V_s' (I_s')^* \} \\ = \frac{1}{2} \text{Re} \{ Y_s' |V_s'|^2 \} = \frac{1}{2} G_s |V_s'|^2 \quad (8)$$

와 같이 계산할 수 있고, 여기에서 $V_s' = I_0/2G_s = H_0/G_s = H_0/120 \lambda_0$ 이므로 대입하여 정리하면

$$P_2 = \frac{1}{2} 120 \lambda_0 |H_0|^2 = \frac{\eta_0}{k_0} |H_0|^2 = \frac{\lambda_0}{\pi} P_0 \quad [\text{W/m}] \quad (9)$$

와 같이 입사 전력 밀도 P_0 의 λ_0/π 배로 최대치가 되므로 유효 슬릿 폭(w_{eff})의 최대치는 $1/\pi$ 파장이 된다. 이와 같이 유효 슬릿 폭이 $1/\pi$ 파장이 되는 것은 구조는 그림 1과 다르지만 슬릿 근처에 적절한 길이의 도체 스트립을 위치^{[13],[14]}하거나, 슬릿이 존재하는 두꺼운 도체판의 두께를 조절^[5]하여 슬릿이 공진 되었을 때 관찰되는 유효 슬릿 폭과 동일한 것이다.

III. 해석 결과

먼저 그림 3에서와 같이 플랜지된 도파관으로 급전된 슬릿의 등가 어드미턴스의 변화를 살펴보고자 한다. 그림 4는 참고문헌 [14]의 방법으로 슬릿 폭(w_s)과 도파관 높이(h)에 대한 정규화된 슬릿의 등가 어드미턴스 $y_s [= g_s + j b_s = g_s + j(b_{si} + b_{se})]$ 의 변화를 계산한 것이다. 콘덕턴스 g_s 는 슬릿을 통해 복사된 성분을 나타내고, 서셉턴스 b_{si} 는 슬릿 근처 도파관 내부 영역의 고차 모드 성분, b_{se} 는 슬릿 근처 도파관 외부 영역의 near-field의 영향을 각각 나타내는 것이다. 슬릿의 폭이 도파관의 높이와 동일한 $w_s/h = 1.0$ 인 경우 b_{se} 에 비해 b_{si} 가 매우 작은 값으로 유지되지만, 슬릿의 폭이 도파관 높이에 비해 작아짐에 따라 도파관 내부 고차 모드 성분에 의한 b_{si} 의 증가를 볼 수 있다. 도파관의 높이가 0.1 파장 이하인 경우, 슬릿의 폭이 파장에 비해 충분히 작기 때

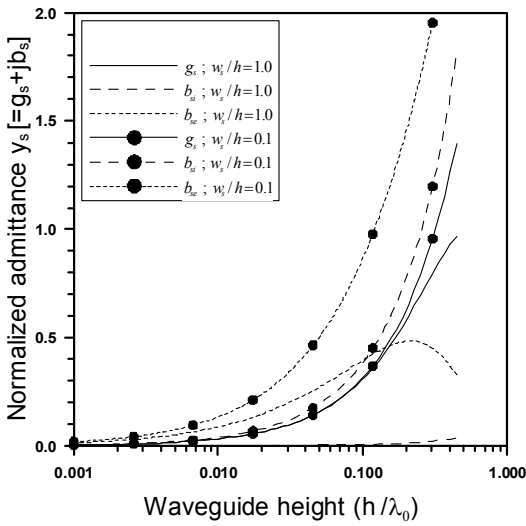


그림 4. 슬릿 폭(w_s)과 도파관 높이(h)에 대한 등가 어드미턴스의 변화
 Fig. 4. Variations of an equivalent admittance against slit width w_s and waveguide height h .

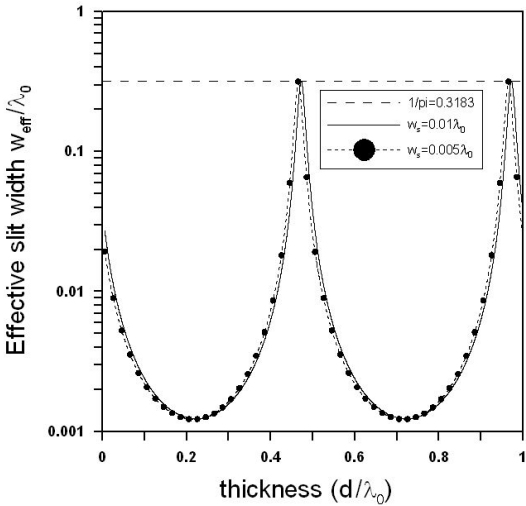
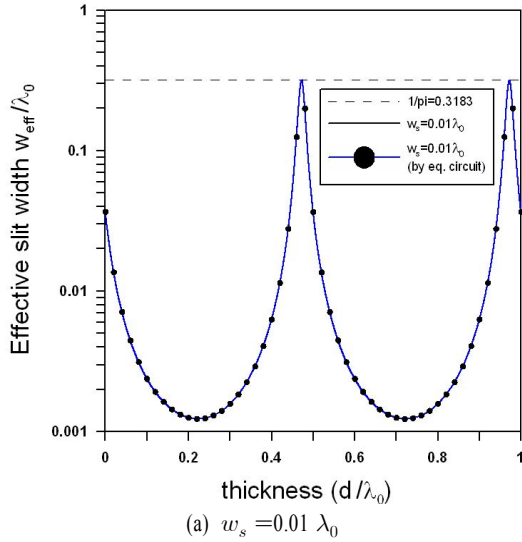


그림 5. 슬릿 폭과 도체 두께의 영향. $h = 0.01 \lambda_0$
 Fig. 5. Effects of slit width and conductor thickness. $h = 0.01 \lambda_0$.

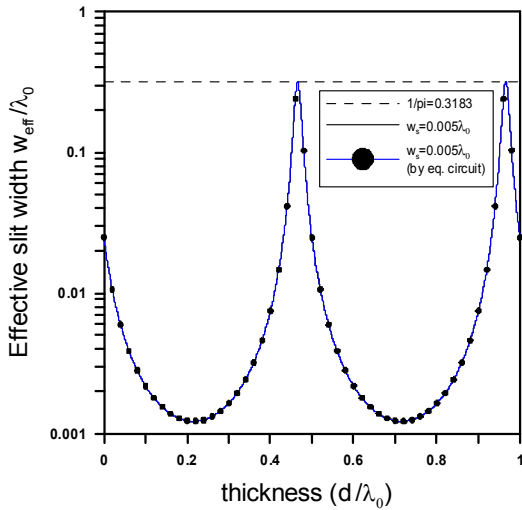
문에 콘덕턴스는 w_s/h 에 무관하게 $G_s = 1/120 \lambda_0$ 에 근접한 값을 갖게 되므로 $w_s/h=0.1$ 과 $w_s/h=1.0$ 인 두 경우 G_s 값은 거의 일치하는 것을 볼 수 있다^[14].

슬릿의 폭, 도파관 높이, 캐비티의 길이가 투과 전력 P_2 에 미치는 영향을 분석하기 위해 그림 5에서는 도파관의 높이가 파장에 비해 매우 작은 $h = 0.01 \lambda_0$

인 경우에 유효 슬릿 폭 $w_{eff} (= P_2/P_0)$ 의 변화를 계산한 것이다. 편의상 이후 제시된 모든 결과들에서 평면파의 입사각은 $\theta_0 = 0$ 으로 가정하였다. 슬릿 폭을 감소시키면 그림 4에서의 같이 슬릿의 서셉턴스가 증가되고, 이것으로 인해 식 (7)에 의해 캐비티의 공진 길이가 약간 감소됨을 관찰할 수 있다. 예상된 바와 같이 유효 슬릿 폭의 최대값은 λ_0/π 에 이르는



(a) $w_s = 0.01 \lambda_0$



(b) $w_s = 0.005 \lambda_0$

그림 6. 모멘트 방법 (MoM)과 등가회로 방법의 결과 비교. $h = 0.01 \lambda_0$

Fig. 6. Comparison between the results obtained by the method of moments(MoM) and an equivalent circuit approach. $h = 0.01 \lambda_0$.

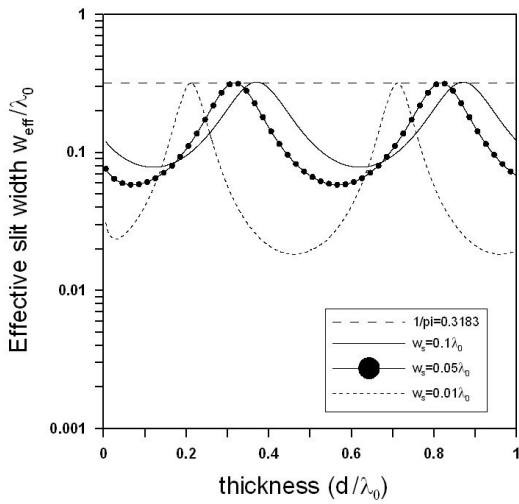


그림 7. 슬릿 폭과 도체 두께의 영향. $h=0.1 \lambda_0$
 Fig. 7. Effects of slit width and conductor thickness. $h=0.1 \lambda_0$.

확인할 수 있다.

그림 6은 모멘트 방법과 등가회로 해석 방법의 결과를 상호 비교한 것으로, 도파관의 높이가 파장에 비해 매우 작은 0.01 파장일 때 슬릿 폭에 무관하게 상호간 매우 잘 일치함을 관찰할 수 있다.

그림 7은 도파관의 높이가 $h=0.1 \lambda_0$ 인 경우에 슬릿 폭과 도체 스크린의 두께(d)에 대한 투과 전력의 변화를 계산한 것이다. 그림 5에서와 같이 슬릿 폭이 감소됨에 따라 캐비티의 공진 길이가 감소됨과 유효 슬릿 폭의 최대값은 λ_0/π 에 이름을 확인할 수 있다. 또한, 서셉턴스의 증가에 따라 유효 슬릿 폭이 캐비티의 길이(d)에 대해 더욱 민감하게 변화됨을 관찰할 수 있다.

그림 8은 도파관의 높이가 0.1 파장일 때 모멘트 방법과 등가회로 해석 방법의 결과를 상호 비교한 것으로, 슬릿 폭이 도파관의 높이와 동일한 $w_s=0.1 \lambda_0$ 인 경우에는 $d=0$ 부근에서도 상호 간에 매우 잘 일치하지만 $w_s=0.01 \lambda_0=0.1 h$ 인 경우에는 전 구간에 걸쳐 약간의 차이를 갖고 $d=0$ 부근에서는 큰 차이를 보임을 관찰할 수 있다. 이것은 그림 4에서 보는 바와 같이, 슬릿 폭의 감소에 의해 슬릿 폭 근처 도파관 내부 영역에 고차 모드 성분이 증가(혹은 서셉턴스 b_{si} 의 증가)되는 것에 기인한다. 그림 6에서

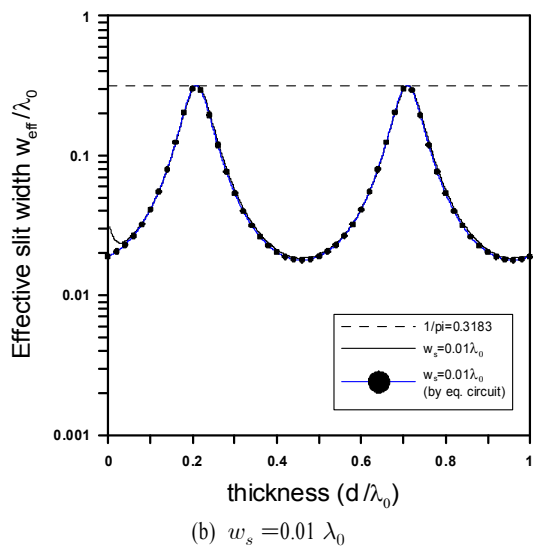
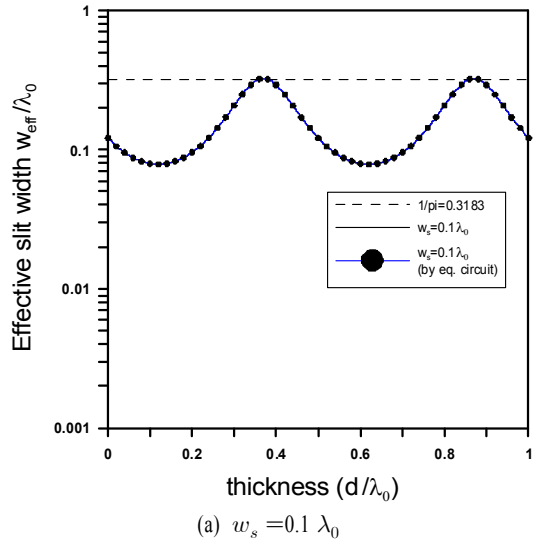


그림 8. 모멘트 방법(MoM)과 등가회로 방법의 결과 비교. $h=0.1 \lambda_0$
 Fig. 8. Comparison between the results obtained by MoM and an equivalent circuit approach. $h=0.1 \lambda_0$.

와 같이 도파관의 높이가 매우 작은 경우($h=0.01$ 파장)에는 고차 모드 성분이 전송 선로(도파관 진행 방향, z 방향)를 따라 급격히 소멸되어 그 영향이 무시될 수 있으나, 도파관의 높이가 증가됨에 따라 슬릿 근처의 고차 모드 성분은 점차 천천히 감소되므로 슬릿 근처로부터 전송 선로를 따라 영역이 확대된다. 따라서 두 슬릿간 거리(d)가 충분하여 각 슬릿 근처

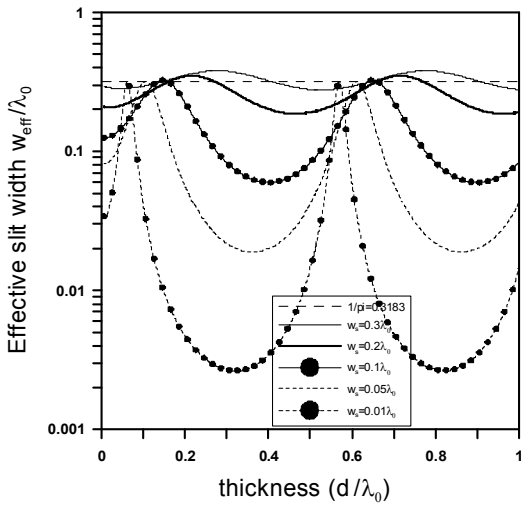


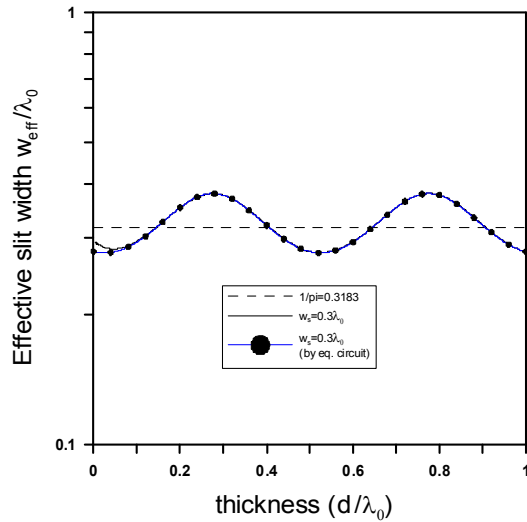
그림 9. 슬릿 폭과 도체 두께의 영향. $h = 0.3 \lambda_0$
 Fig. 9. Effects of slit width and conductor thickness.
 $h = 0.3 \lambda_0$.

고차 모드 성분들이 상호간 영향을 주지 않을 정도로 이격되어 있으면, 등가 회로 방법과 MoM의 결과가 잘 일치하게 되나 고차 모드 성분을 교란시킬 정도로 두 슬릿간 거리가 작아지면 두 방법의 결과가 차이가 나게 되는 것이다.

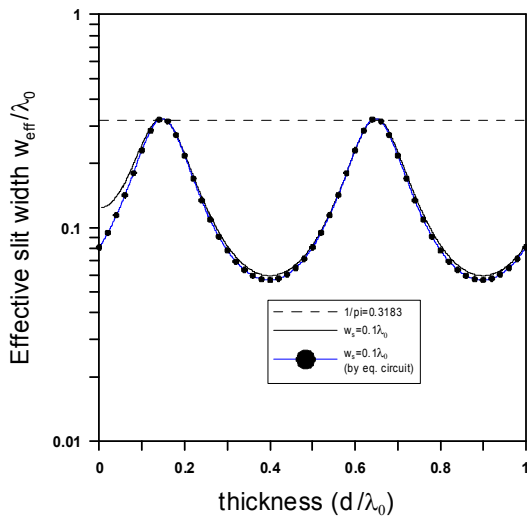
그림 9는 도파관의 높이가 $h = 0.3 \lambda_0$ 인 경우에 대한 것으로 앞서 그림 5 및 그림 7과 같이 슬릿 폭이 감소됨에 따라 캐비티의 공진 길이가 감소됨을 관찰할 수 있다. 슬릿의 폭이 $w_s = 0.1 \lambda_0$ 일 때에는 최대값이 λ_0/π 에 근접하지만 $w_s = 0.3 \lambda_0$, $w_s = 0.2 \lambda_0$ 일 때 유효 슬릿 폭은 λ_0/π 를 상회하므로 더 이상 파장에 비해 슬릿 폭이 매우 좁다고 볼 수 없다.

그림 10은 도파관의 높이가 0.3 파장일 때 모멘트 방법과 등가회로 해석 방법의 결과를 상호 비교한 것으로, 슬릿 폭이 도파관의 높이와 동일한 $w_s = 0.3 \lambda_0 = h$ 인 경우에는 $d=0$ 부근에서도 상호간에 비교적 잘 일치하지만, $w_s = 0.01 \lambda_0 = 0.1h$ 인 경우에는 전 구간에 걸쳐 약간의 차이를 갖고 $d=0$ 부근에서는 큰 차이를 보임을 관찰할 수 있다.

표 1은 정규화된 슬릿의 등가 어드미턴스 y_s 로부터 구성된 등가회로 방법과 모멘트 방법으로 각각 계산된 캐비티의 공진 길이와 유효 슬릿 폭을 상호 비교한 것으로 매우 잘 일치함을 확인할 수 있다.



(a) $w_s = 0.3 \lambda_0$



(b) $w_s = 0.1 \lambda_0$

그림 10. 모멘트 방법(MoM)과 등가회로 방법의 결과 비교. $h = 0.3 \lambda_0$

Fig. 10. Comparison between the results obtained by MoM and an equivalent circuit approach. $h = 0.3 \lambda_0$.

IV. 결 론

두께가 유한한 도체판 내부 캐비티의 슬릿을 통한 전자파 공진 투과 현상을 슬릿 축에 대해 TE 편파된 평면파가 슬릿에 입사되는 경우를 고려하여 모멘트 방법에 의해 수치해석하였다. 슬릿의 폭이 파

표 1. 공진 길이와 유효 슬릿 폭에 대한 등가 회로 방법과 모멘트 방법(MoM)의 결과 비교

Table 1. Comparison between the results for the resonant length and effective slit width obtained by both the MoM and an equivalent circuit method.

h/λ_0	w_s/λ_0	d_{res}/λ_0		Max of w_{eff}/λ_0		$y_s = Y_s/Y_0,$ $Y_0 = 1/(\eta_0 h)$
		MoM	Eq. circuit	MoM	Eq. circuit	
0.01	0.01	0.4723	0.4724	0.3183	0.3184	0.0314+j0.0870
	0.005	0.4657	0.4656	0.3183	0.3183	0.0314+j0.1081
0.1	0.1	0.3698	0.3698	0.3247	0.3247	0.3080+j0.3986
	0.05	0.3168	0.316	0.3201	0.3201	0.3124+j0.6065
	0.01	0.2109	0.2092	0.3183	0.3184	0.3141+j1.2478
0.2	0.2	0.3140	0.3138	0.3450	0.3450	0.5797+j0.4950
	0.1	0.2324	0.2312	0.3261	0.3259	0.6137+j0.9173
	0.05	0.1746	0.1730	0.3202	0.3201	0.6248+j1.4655
	0.01	0.1051	0.1056	0.3183	0.3184	0.6282+j2.7791
0.3	0.3	0.2764	0.2756	0.3808	0.3808	0.7879+j0.4742
	0.2	0.2150	0.2138	0.3501	0.3495	0.8584+j0.7937
	0.1	0.1461	0.1476	0.3264	0.3260	0.9202+j1.5971
	0.05	0.1053	0.1106	0.3202	0.3201	0.9372+j2.4512
	0.01	0.0613	0.0678	0.3183	0.3183	0.9424+j4.4299

장에 비해 매우 좁은 경우, 슬릿의 폭에 무관하게 슬릿을 통해 투과된 전력의 최대치는 일정한 값[입사파 전력 밀도로 정규화했을 때 λ_0/π 배]으로 유지됨을 확인하였다. 도체판 두께, 캐비티의 높이, 슬릿 폭 등에 따른 투과 전력의 변화를 모멘트 방법으로 계산한 것과 슬릿의 등가 어드미턴스를 구하여 계산한 것을 상호비교하였다. 도체판의 두께가 작아서 두 개의 슬릿이 상호 근접하는 경우, 슬릿의 폭이 캐비티의 높이와 동일할 때에는 모멘트 방법과 등가 회로 방법에 의한 결과 간의 차이가 작았으나, 캐비티 높이에 비해 슬릿 폭이 감소됨에 따라 두 결과 간 차이가 증가되는 것을 슬릿 근처 캐비티 내부 영역에서의 고차 모드 증가에 기인하는 것으로 설명하였다.

참 고 문 헌

[1] R. F. Harrington, "Resonant behavior of a small aperture backed by a conducting body", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 30, no. 2, pp. 205-212, Mar. 1982.

[2] J. -E. Park, J. Yeo, J. -I. Lee, J. -W. Ko, and Y.-K. Cho, "Resonant transmission of an electrically small aperture with a ridge", *J. of Electromagn. Waves and Appl.*, vol. 23, pp. 1981-1990, 2009.

[3] 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.

[4] Young-Ki Cho, Jong-Ig Lee, and Ki Young Kim, "On electrical equivalence of aperture-body and transmission-cavity resonance phenomena in subwavelength conducting aperture systems from an equivalent circuit point of view", *J. Comput. Theor. Nanosci.*, vol. 6, no. 11, pp. 2402-2406, 2009.

[5] R. F. Harrington, D. T. Auckland, "Electromagnetic transmission through narrow slots in thick conducting screens", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-28, no. 5, pp. 616-622, Sep. 1980.

[6] 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, no. 6, pp. 1153-1165, Nov. 1982.

[7] Y. Takakura, "Optical resonance in a narrow slit in a thick metallic screen", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 24, pp. 5601-5603, Jun. 2001.

[8] F. Yang, J. R. Sambles, "Resonant transmission of microwaves through a narrow metallic slit", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 6, pp. 063901(1)-063901(3), Aug. 2002.

[9] Y. K. Cho, K. W. Kim, J. H. Ko, and J. I. Lee, "Transmission through a narrow slot in a thick conducting screen", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 57, no. 3, pp. 813-816, Mar. 2009.

[10] D. T. Auckland, R. F. Harrington, "Electromagnetic transmission through a filled slit in a conducting plane of finite thickness, TE case", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 26, no. 7, pp. 499-505, Jul. 1978.

[11] 이종익, 조영기, "두께가 유한한 도체판 내부 캐비티의 슬릿을 통한 전자파 공진 투과", 한국전자파학회 종합학술발표회논문집, 19(1), p. 120, 2009년 11월.

[12] Jong-Ig Lee, Junho Yeo, Jong-Eon Park, and Yo-ung-Ki Cho, "Resonant transmission through slits in a cavity inside thin conducting plane", *Proc. GSMM2010*, Incheon, Korea, Apr. 2010.

[13] 이종익, 고지환, 조영기, "근접하는 도체 평행평판의 슬릿을 통한 전자파 투과", 한국전자파학회논문지, 20(1), pp. 83-90, 2009년 1월.

[14] J. I. Lee, K. W. Kim, and Y. K. Cho, "Equivalent admittance of a slit fed by a flanged parallel-plate waveguide and maximum coupling mechanism through a narrow slit", *JKIEES*, vol. 15, no. 11, pp. 1-8, Nov. 2004.

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)
 1981년~현재: 경북대학교 전자전기 컴퓨터학부 교수

2004년~2007년: 한국전자파학회 부회장
 2008년: 한국전자파학회 회장
 [주 관심분야] 전자기 산란 및 복사, 주기 구조, 안테나 이론