

# 구형 도파관내 임의 형상 Iris 해석을 위한 효율적인 반복 유한 요소법에 관한 연구

## A Study on the Efficient IFEM for Analyzing an Arbitrary-shaped Iris in Rectangular Waveguide

박종국·김병성\*·남상욱\*\*

Jongkuk Park · Byung Sung Kim\* · Sangwook Nam\*\*

### 요약

본 논문에서는 도파관 안에 전파의 진행에 대해 단면 방향으로 놓인 임의의 모양의 iris를 해석하기 위한 효율적인 반복 유한 요소법을 제안하였다. 불연속 구조 부근의 적은 숫자의 요소만으로도, 몇 번의 경계 조건의 수정 과정을 통해 전형적인 유한 요소법으로 정확한 해를 구할 수 있음을 보였다. 제안한 방법의 타당성을 보이기 위해, 구형 도파관 내의 원형 iris를 해석하고 유한 요소 경계 적분법을 이용한 결과와 비교하였다.

### Abstract

An efficient hybrid method is proposed to analyze discontinuities in a rectangular waveguide. Only with a small number of meshes around a discontinuity, the typical finite element method is shown to give an exact solution through several iterative updates of the boundary conditions. To show the validity of the proposed method, a simple circular aperture in a rectangular waveguide is analyzed and its result is compared with FEBIM.

### I. 서론

일반적으로 도파관 내의 불연속 구조<sup>[1],[2]</sup>는 여파기(filter)등에 매우 중요하게 사용되는 부분으로서, 정확한 분석을 필요로 한다. 이러한 구조의 정확한 분석을 위해, 도파관과 불연속 구조의 고유 모드를 이용하는 모드 정합법(mode matching)<sup>[3]</sup>이나, 적분 방정식을 세우고 이를 기저함수로 전개하여 행렬 방정식을 만들어 해를 구해내는 모멘트법<sup>[4]</sup>, 또는 전체 구조를 가장 손쉽게 다룰 수 있는 유한 요소법 등이 사용되어 왔다. 그런데, 도파관 내 불연속 구조의 모양이 정형화된 모양이 아닐 경우, 가장 효율적

으로 알려진 모드 정합법은 사용하기가 매우 까다롭다. 왜냐하면, 정형화된 모양이 아닌 불연속 구조에서의 모드를 해석적으로 구하기가 상당히 어렵기 때문이다. 이러한 경우 모멘트법을 사용할 수 있는데, 복잡한 구조이거나 재질이 균일하지 않은 부분이 있으면 모멘트법으로 해석하기도 매우 어려우므로, 전체 구조를 유한 요소법으로 해석하는 방법을 택할 수밖에 없다. 그러나 일반적인 유한 요소법을 사용하여 이러한 불연속 구조를 해석하기 위해서는, 불연속 구조가 사라지고 고차 모드가 충분히 감소하는 지점까지 요소 분할 영역을 확장해야 하므로, 계산량이 상당히 늘어난다는 단점이 있다. 이러한

「이 논문은 2001년도 두뇌한국21사업에 의하여 지원되었습니다.」

LG 이노텍 전문화그룹(R&D Group Senior Research Engineer, LG Innotek Co. Ltd)

\* 성균관대학교 전기전자 및 컴퓨터공학부(EEC Dept. Sungkyunkwan Univ.)

\*\* 서울대학교 전기공학부(SoEECS, Seoul National Univ.)

· 논문 번호 : 20010918-127

· 수정완료일자 : 2001년 11월 10일

단점을 극복하기 위해, 유한 요소 경계 적분법을 사용하여 불연속 구조만을 정확하게 해석해 내는 방법이 제시되기도 하였다<sup>[5],[6]</sup>. 이와 유사하게 반복 유한 요소법을 이용하면, 경계 조건을 적용해야 하는 가상 경계면을 불연속 구조의 가까이에 두므로써 효율적으로 불연속 구조만을 정확하게 풀어낼 수 있는 장점이 있으므로, 본 논문에서는 구형 도파관의 단면에 뚫린 개구의 산란을 해석하는 간단한 예를 통해, 반복 유한 요소법이 이러한 문제에 잘 적용될 수 있음을 보이고자 한다.

## II. 반복 유한 요소법의 정식화

그림 1은 해석하고자 하는 구조와 가상 경계면을 나타낸다. 그림 1에서 구형 도파관 내의 파의 진행 방향은 z방향이며, 도파관의 단면인 xy평면이 금속판으로 막혀져 있고, 그 금속판에 개구가 뚫려 있어서, 입사된 전자파가 이 개구를 통해 투과된다. 이러한 구조는 주로 도파관 여파기의 인버터<sup>[1]</sup>로서 많이 사용된다. 그림 1에서 보듯이, 이 개구 단면의 모양은 임의의 형상을 가질 수 있고, z방향에 따라 변하지 않으므로, 유한 요소법에서 사용할 요소로서는 삼각 기둥 변요소(edge-based prism element)를 사용

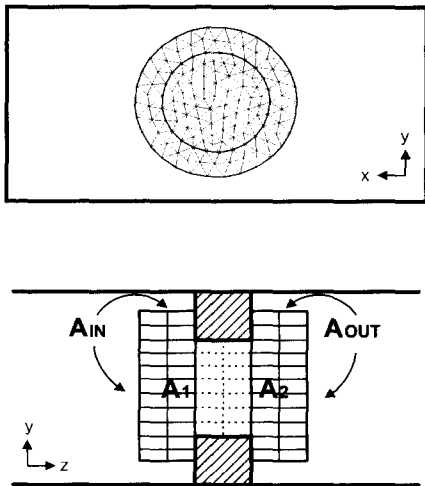


그림 1. 구형 도파관 단면의 개구와 유한 요소 분할  
Fig. 1. A simple aperture in rectangular waveguide and finite element meshes.

하였다.

먼저 정식화를 위해 그림 1에서  $A_{in}$ ,  $A_{out}$ 과 도체 경계면으로 둘러 쌓인 영역  $V$ 에서의 지배 방정식과 경계 조건을 살펴보면 다음과 같다.

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

$$\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} = 0 \quad \text{on } A_c \quad (2)$$

$$\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P} \quad \text{on } A_{in}, A_{out} \quad (3)$$

식 (3)의 우변의 식은 정해진 값이 아니며, 반복 과정에 의해서 정확한 값을 얻어야 하는 식이다. 식 (1), (2), (3)을 통해 영역  $V$ 에 대해 다음과 같은 범함수를 얻을 수 있다<sup>[7]</sup>.

$$F(\mathbf{E}) = \frac{1}{2} \int_V \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \, dv \quad (4)$$

주어진 영역  $V$ 를 그림 1에서와 같이 유한 개의 요소로 분할하고, 각 요소에서의 전기장의 값을 다음과 같은 삼각 기둥 형상 함수로 전개하자.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^e &= \sum_i E_i^e \mathbf{N}_i^e \\ &= \{E^e\}^T \{ \mathbf{N}^e \} = \{ \mathbf{N}^e \}^T \{E^e\} \end{aligned} \quad (5)$$

식 (5)를 범함수를 나타내는 식 (4)에 대입하면 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} F(\mathbf{E}) &= \frac{1}{2} \sum_e \{E^e\}^T \times \\ & \left[ \int_V \frac{1}{\mu_r} \{ \nabla \times \mathbf{N}^e \} \cdot \{ \nabla \times \mathbf{N}^e \}^T \right. \\ & \left. - k_0^2 \epsilon_r \{ \mathbf{N}^e \} \cdot \{ \mathbf{N}^e \}^T \, dv \right] \{E^e\} \end{aligned} \quad (6)$$

식 (6)으로 주어지는 범함수의 정점(stationary point)을 찾아냄으로써, 우리가 원하는 행렬 방정식을 얻어낼 수 있다. 주어진 경계 조건이 Dirichlet 경계 조건이기 때문에 경계 조건에 의한 항이 식 (6)에 나타나지 않으므로, 식 (6)을 미지수에 대해 미분하여 행렬식을 만든 다음, 그 행렬식에 경계면에서의 미지수의 값을 직접 대입해야 한다<sup>[7]</sup>. 계산상의 편의를 위해, 각 변(edge)들에 할당된 번호를 재배치하여, 경계면 위에 있는 변들의 번호를 따로 모으고 나면, 식 (6)은 다음과 같이 쓸 수 있다<sup>[8]</sup>.

$$F(\mathbf{E}) = \frac{1}{2} \sum_e \{E_u^e \ E_f^e\} \times \left\{ \begin{bmatrix} C_{uu} & C_{uf} \\ C_{fu} & C_{ff} \end{bmatrix} - k_0^2 \begin{bmatrix} T_{uu} & T_{uf} \\ T_{fu} & T_{ff} \end{bmatrix} \right\} \begin{Bmatrix} E_u^e \\ E_f^e \end{Bmatrix} \quad (7)$$

여기서, 아래 첨자  $u$ 는 미지수(unknown)에 해당하는 변들을 가리키며,  $f$ 는 경계면에서 정해진(fixed) 경계값을 가지는 변들을 가리킨다. 식 (7)을 미분하여 행렬식을 만들면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\{ [C_{uu} \ C_{uf}] - k_0^2 [T_{uu} \ T_{uf}] \} \begin{Bmatrix} E_u \\ E_f \end{Bmatrix} = \{0\} \quad (8)$$

식 (8)에서  $\{E_f\}$ 에 관련된 항들을 우변으로 이항하면, 식 (8)은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\{ [C_{uu}] - k_0^2 [T_{uu}] \} \{E_u\} = \{ -[C_{uf}] + k_0^2 [T_{uf}] \} \{E_f\} \quad (9)$$

식 (9)에서  $\{E_f\}$ 는 경계면 위에 있는 변에서의 전기장 값을 나타내는 계수 벡터이다. 이 벡터의 정확한 값이 주어진다면 식 (9)를 통해 모든 변 위에서의 전기장 값을 구할 수 있을 것이다. 하지만 이 벡터 역시 정확한 값을 모르는 미지수 벡터이므로, 반복 과정을 통해 정확한 값을 얻어내야 한다. 이를 위해 첫 번째 반복 과정에서의 벡터  $\{E_f\}$ 를 다음과 같이 가정한다.

$$\{E_f\} = \{E_{inc}\} + \{E_{ref}\} \quad (10)$$

식 (10)에서  $\{E_{ref}\}$ 는, 도파관 내의 개구를 금속으로 채웠을 때, 입사파에 의해 반사되는 전기장 값들의 계수를 뜻한다. 이 항을 더한 이유는 가상 경계면에서의 전기장 값을 수정하는 과정에서 분명해지기 때문에 보류하기로 한다. 이렇게  $\{E_f\}$ 를 정하고 나면, 식 (9)의 해를 구할 수 있다. 하지만 이렇게 구한 해는, 가정에 의한 것으로서 정확한 해가 아니므로, 좀 더 정확한 해를 구하기 위해 식 (9)로부터 얻은 해를 이용하여, 다음과 같이 개구면  $A_1$ 과  $A_2$ 에서의 등가 자기 전류를 구한다.

$$\mathbf{M}_{A1} = \mathbf{E} \times (-\hat{z}) \quad (11)$$

$$\mathbf{M}_{A2} = \mathbf{E} \times \hat{z} \quad (12)$$

이 때 개구면은 등가 원리에 의해 금속으로 채우

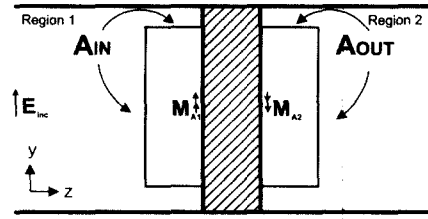


그림 2. 등가 원리에 의한 산란파의 계산  
Fig. 2. Calculation of scattered field by equivalence principle.

게 된다<sup>[9]</sup>. 따라서, 그림 2에서 보는 바와 같은 등가 구조를 얻게 된다. 그림 2에서 영역 1의 전체 전기장은 입사파와 도체면에 의한 반사파, 그리고 등가 자기 전류  $\mathbf{M}_{A1}$ 에 의한 산란파로 표시되고, 영역 2의 전체 전기장은 등가 자기 전류  $\mathbf{M}_{A2}$ 에 의한 산란파만으로 구성된다. 여기서 식 (10)에 반사파  $\{E_{ref}\}$ 를 포함시킨 이유가 분명해진다. 입사파에 의한 전기장 뿐만 아니라 반사파에 의한 전기장도 반복 과정에서 변하지 않기 때문이다. 입사파는 TE<sub>10</sub> 모드가 입사한다고 가정하면, 이를 이용해 반사파도 쉽게 구할 수 있다.

먼저, 영역 1의 가상 경계면  $A_m$ 에서의 전체 전기장을 구하기 위해, 등가 자기 전류  $\mathbf{M}_{A1}$ 에 의한 산란파를 구해보면 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\mathbf{E}_{scat} = -\nabla \times \int_{A_1} (2\mathbf{M}_{A1} \cdot \vec{\mathcal{G}}_F) ds' \quad (13)$$

식 (13)에서  $\vec{\mathcal{G}}_F$ 는 구형 도파관의 자기 포텐셜 다이아드 그린 함수로 다음과 같은 급수 형태를 가지고 있다<sup>[10]</sup>.

$$\vec{\mathcal{G}}_F = \hat{x}\hat{x} G_{Fxx} + \hat{y}\hat{y} G_{Fyy} + \hat{z}\hat{z} G_{Fzz}$$

$$\begin{Bmatrix} G_{Fxx} \\ G_{Fyy} \\ G_{Fzz} \end{Bmatrix} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m \epsilon_n}{2ab\gamma_{mn}} e^{-\gamma_{mn}|z-z'|} \times \begin{Bmatrix} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} \\ \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} \\ \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} \end{Bmatrix} \quad (14)$$

여기서  $a$ 와  $b$ 는 각각 구형 도파관 단면의 폭 ( $x$ 방향)과 높이 ( $y$ 방향)이며,  $\epsilon_n$ 은  $n=0$ 에서 1이고  $n \neq 0$

일 때는 2인 Neumann 수이고,  $\gamma_{mn}$ 은 구형 도파관 모드들의 축(z)방향 전파 상수로서 다음과 같이 정의된다.

$$\gamma_{mn} = \begin{cases} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2}, & \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \geq k^2 \\ j\sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, & \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 < k^2 \end{cases} \quad (15)$$

그런데, 식 (14)로 주어지는 그린 함수는 전원점과 관측점이 도파관의 축 방향으로 충분한 거리를 두고 있을 때는 비교적 잘 수렴하는 경향을 나타내지만, 전원점과 관측점이 매우 가까이에 위치한 경우, 직접 계산에 의해서는 거의 결과를 얻기가 불가능 할 정도로 수렴 상태가 나빠진다<sup>[4]</sup>. 그런데, 식 (13)으로 얻어야 하는 산란파의 값은 가상 경계면 위의 값이고, 가상 경계면  $A_{in}$ 은, 등가 자기 전류가 놓여 있는  $A_1$ 에 매우 가까워야 하므로, 식 (14)로 주어지는 그린 함수를 그대로 사용하여 계산할 수는 없다. 이러한 급수 형태의 그린 함수 계산을 가속화하는 방법으로는 Kummer 급수변환과 Poisson 합 공식에 기반을 둔 방식<sup>[10]</sup>과, Ewald 합 공식을 이용한 방식<sup>[4],[11]</sup> 등이 있다. 본 논문에서는, 식 (14)로 주어지는 그린 함수 계산을 가속화하기 위해, 식 (14)의 이중 무한 급수 중 하나의 급수에 Poisson 합 공식을 적용함으로써, modified Bessel 함수를 수반하여 매우 빠르게 수렴하는 급수 형태로 변환하는 전자의 방법을 택하여 사용하였다<sup>[10]</sup>.

한편, 식 (13)에서 상수 "2"가 붙은 이유는, 영상 원리(image theory)<sup>[9]</sup>에 의해 도파관 단면을 막고 있는 도체를 없애고,  $\mathbf{M}_{A_1}$ 과 같은 방향을 가지는 영상 자기 등가 전류를 도입했기 때문이다.

식 (13)을 성분별로 나타내 보면 다음과 같다.

$$\mathbf{E}_{scat} = 2 \int_{A_1} \hat{\mathbf{x}} M_{A1y} \frac{\partial G_{Fyy}}{\partial z} - \hat{\mathbf{y}} M_{A1x} \frac{\partial G_{Fxx}}{\partial z} + \hat{\mathbf{z}} \left( M_{A1x} \frac{\partial G_{Fxx}}{\partial y} - M_{A1y} \frac{\partial G_{Fyy}}{\partial x} \right) ds' \quad (16)$$

식 (16)을 유한 요소법에 의해 구해진 전기장의 값으로 나타내기 위해, 개구면  $A_1$ 에서 등가 자기 전류  $\mathbf{M}_{A1}$ 을 식 (5)와 연관하여 다음과 같은 요소로 분할한다.

$$\mathbf{M}_{A_1} = \mathbf{E} \times (-\hat{\mathbf{z}}) = \sum_j \mathbf{E}_j^s \mathbf{S}_j^s \\ = \{\mathbf{E}^s\}^T \{\mathbf{S}^s\} = \{\mathbf{S}^s\}^T \{\mathbf{E}^s\} \quad (17)$$

식 (5)의 형상함수  $\mathbf{N}_i^e$ 이 삼각 기둥 변요소이므로,  $\mathbf{S}_j^s$ 는 삼각형 변요소이고,  $\mathbf{N}_i^e$ 과  $\mathbf{S}_j^s$  사이에는 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{N}_i^e = \mathbf{S}_j^s \quad (18)$$

여기에서 사용한 요소에 관해서는 [7]에 자세히 정리되어 있으므로 본 논문에서는 생략하기로 한다. 사용한 요소에 대한 표현식을 식 (17)에 대입하고, 이 식을 다시 식 (16)에 대입하면 최종적으로 얻어지는 식은 다음과 같다.

$$\mathbf{E}_{scat} = - \sum_s \frac{1}{\Delta s} \sum_{j=1}^3 \mathbf{E}_j^s l_j^s \\ \int_{A_1} \hat{\mathbf{x}} (y - y_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fyy}}{\partial z} - \hat{\mathbf{y}} (x - x_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fxx}}{\partial z} + \hat{\mathbf{z}} \left( (x - x_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fxx}}{\partial y} - (y - y_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fyy}}{\partial x} \right) ds' \quad (19)$$

영역 1에서와 동일한 과정을 거쳐 영역 2에서의 산란 전기장은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\mathbf{E}_{scat} = \sum_s \frac{1}{\Delta s} \sum_{j=1}^3 \mathbf{E}_j^s l_j^s \\ \int_{A_2} \hat{\mathbf{x}} (y - y_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fyy}}{\partial z} - \hat{\mathbf{y}} (x - x_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fxx}}{\partial z} + \hat{\mathbf{z}} \left( (x - x_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fxx}}{\partial y} - (y - y_{\alpha(j)}^s) \frac{\partial G_{Fyy}}{\partial x} \right) ds' \quad (20)$$

식 (19)와 식 (20)을 통해서, 영역 1의 가상 경계면  $A_{in}$ 과 영역 2의 가상 경계면  $A_{out}$ 에서의 접선 성분의 전기장을 구해낼 수 있다. 이것으로부터 가상 경계면  $A_{in}$ 과  $A_{out}$  위에 있는 변 위에서의 전기장의 값은 각각 다음과 같이 표시된다.

$$\{\mathbf{E}_{f, A_{in}}\} = \{\mathbf{E}_{inc}\} + \{\mathbf{E}_{ref}\} + \{\mathbf{E}_{scat, A_{in}}\} \quad (21)$$

$$\{\mathbf{E}_{f, A_{out}}\} = \{\mathbf{E}_{scat, A_{out}}\} \quad (22)$$

이렇게 가상 경계면에서의 새로운 경계값이 얻어지면, 다시 유한 요소법으로 새로운 해를 구하고, 계속해서 이 과정을 반복하면, 모든 변 위에서 참값으

로 수렴한 전기장 값을 얻을 수 있다.

이러한 반복 과정을 거쳐 최종적으로 얻은 해를 이용하면, 구형 도파관 내 개구의 반사 계수와 투과 계수를 구할 수 있다. 구형 도파관에 입사하는 입사파로서, 다음과 같은 TE<sub>10</sub> 모드가 입사한다고 가정한다.

$$\mathbf{E}_{inc} = \hat{y} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-jk_{z10}z},$$

$$k_{z10} = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (23)$$

먼저 영역 1의 전기장으로부터 반사 계수를 구하자. 영역 1의 TE<sub>10</sub> 모드에 관한 전체 전기장은 다음과 같이 입사파, 반사파, 산란파의 합으로 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{inc} + \mathbf{E}_{ref} + \mathbf{E}_{scat}$$

$$= \hat{y} \left( e^{-jk_{z10}z} + (\Gamma_{ref} + \Gamma_{scat}) e^{jk_{z10}z} \right) \sin \frac{\pi}{a} x \quad (24)$$

여기서  $\Gamma_{ref}$ 는 반사파에 의한 반사 계수로서, 도체 평면에 의한 반사 계수이므로 -1이고, 따라서 산란파에 의한 반사 계수인  $\Gamma_{scat}$ 만 구하면 된다. 식 (14)에서 TE<sub>10</sub> 모드에 대한 그린함수를 이용하여 산란파를 표시한 다음, 식 (24)와 비교하면  $\Gamma_{scat}$ 는 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\Gamma_{scat} = -\frac{2}{ab} \int_{A_1} M_x \sin \frac{\pi x'}{a} ds' \quad (25)$$

식 (25)에서 상수 "2"가 붙은 것은 위에서와 마찬가지로, 영상 이론을 적용하였기 때문이다. 전체 반사 계수  $\Gamma$ 는  $\Gamma_{ref}$ 와  $\Gamma_{scat}$ 의 합이고,  $M_x$ 를 형상함수로 전개하면, 최종적인 반사계수의 값은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Gamma = -\frac{2}{ab} \sum_s \sum_{j=1}^4 E_j^s \int_{A_1} (\mathbf{S}_j^s \cdot \hat{x}) \sin \frac{\pi x'}{a} ds' - 1 \quad (26)$$

동일한 방법으로 영역 2에서의 전기장을 통해 투과 계수  $T$ 를 계산하면 다음과 같다.

$$T = -\frac{2}{ab} \sum_s \sum_{j=1}^4 E_j^s \int_{A_2} (\mathbf{S}_j^s \cdot \hat{x}) \sin \frac{\pi x'}{a} ds' \quad (27)$$

이렇게 반사 계수와 투과 계수를 구한 다음, 구한 값들이 옳게 구해진 것인가를 판단하는 필요 조건으로서, 무손실 회로망의 경우에 성립하는 다음과 같은 전력 조건이 만족되는가를 살펴 보아야 한다 [12].

$$|\Gamma|^2 + |T|^2 = 1 \quad (28)$$

식 (28)은 손실이 없는 회로망의 경우, 입사 전력은 반사 전력과 투과 전력의 합으로 나타나야 한다는 조건으로서, 적어도 10<sup>-4</sup> 정도 이하의 오차를 가져야 하는 것으로 알려져 있다.

### III. 수치 해석 결과

그림 3(a), 그림 3(b)는 WR-90 ( $a = 22.86$  mm,  $b =$

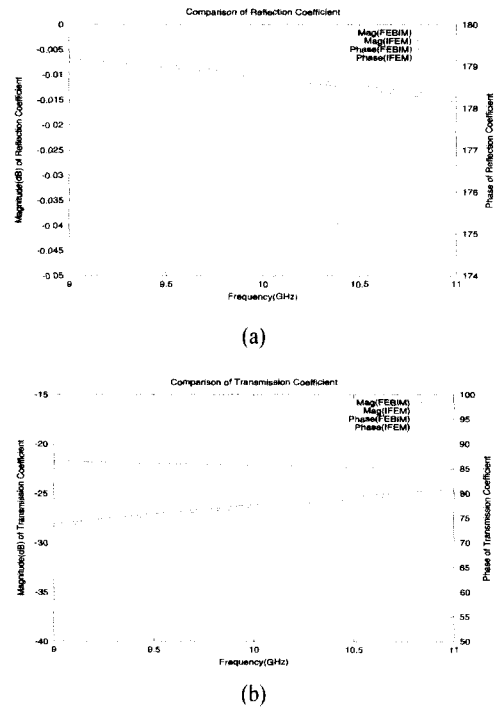


그림 3. (a) 반복 유한 요소법과 FEBIM의 반사 계수 비교, (b). 반복 유한 요소법과 FEBIM의 투과 계수 비교

Fig. 3. (a) Comparison of reflection coefficient between IFEM and FEBIM, (b). Comparison of transmission coefficient between IFEM and FEBIM.

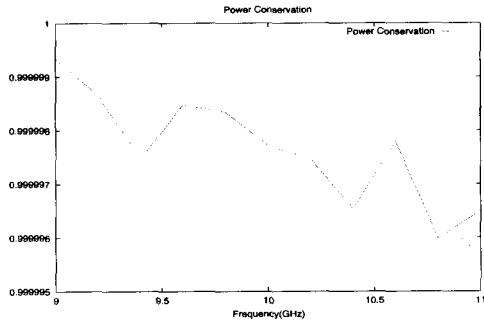


그림 4. 반사 계수와 투과 계수에 의한 전력 조건  
Fig. 4. Power conservation between reflection and transmission.

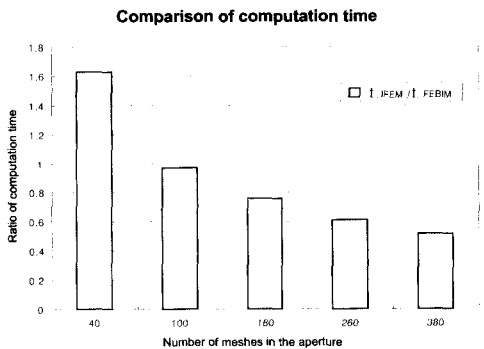


그림 5. 반복 유한 요소법과 FEBIM의 계산 시간 비교  
Fig. 5. Comparison of computation time between IFEM and FEBIM.

10.16 mm) 구형 도파관의 단면에 놓인, 두께를 가진 원형 개구의 반사 특성과 투과 특성을 나타낸 그림이다. 반지름 3 mm와 두께 1 mm의 원형 개구에 대해, 측정에 의해 검증된 유한 요소 경계 적분법<sup>[5]</sup>과 비교하여, 반사 계수와 투과 계수가 잘 맞는 것을 확인하였다.

그림 4는 그림 3의 결과에 대한 무손실 회로망의 전력 조건을 나타내었다. 그림 4에서 보는 바와 같이,  $10^{-5}$  이하의 오차를 가지는 좋은 전력 조건을 만족시키고 있음을 알 수 있다.

그림 5에서는 반복 유한 요소법의 효율성을 살펴 보기 위해, 같은 결과를 얻기 위해 소요된 시간을 유한 요소 경계 적분법과 비교하였다. 그림 5에서

보는 것처럼, 개구 안에서의 요소의 수가 증가할수록 반복 유한 요소법이 더 효율적임을 알 수 있다.

#### IV. 맺음말

본 논문에서는 도파관 안에 전파의 진행에 대해 단면 방향으로 놓인 임의의 모양의 iris를 해석하기 위한 효율적인 반복 유한 요소법을 제안하였다. 불연속 구조 부근의 적은 개수의 요소만으로도, 몇 번의 경계 조건의 수정 과정을 통해 전형적인 유한 요소법으로 정확한 해를 구할 수 있음을 보였다. 구형 도파관 내의 원형 iris를 해석하는 예를 통해, 유한 요소 경계 적분법을 이용한 결과와 비교하여 제시한 방법의 타당성과 효율성을 입증하였다.

#### 참고 문헌

- [1] G. Matthaei, L. Young, and E. M. T. Jones, *Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures*, McGraw-Hill, 1964.
- [2] N. Marcuvitz, *Waveguide Handbook*, McGraw-Hill, 1951.
- [3] U. Papziner and F. Arndt, "Field theoretical computer- aided design of rectangular and circular iris coupled rectangular or circular waveguide cavity filters", *IEEE Trans. MTT*, vol. 41, no. 3, pp.462-471, Mar. 1993.
- [4] 박면주, "Ewald합 기법을 이용한 마이크로파 차폐 및 주기구조의 효율적인 해석 연구", 서울대학교 공학박사학위논문, 1998.
- [5] J. Park, and S. Nam, "Analysis of arbitrary shaped cross- sectional discontinuity in rectangular waveguides using FEM-BIM with triangular prism elements", *IEEE AP-S International Symposium*, Montreal, Canada, pp. 672-675, 1997.
- [6] J. Park, and S. Nam, "A general rigorous analysis of arbitrary-shaped multiaperture-coupled directional coupler between two dissimilar rectangular waveguides crossing with an arbi-

- trary angle", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 1, pp. 43-46, May 1998.
- [7] J. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics*. New York: Wiley, 1993.
- [8] T. Roy, T. K. Sarkar, A. R. Djordjevic, and M. Salazar, "A hybrid method solution of scattering by conducting cylinders (TM Case)", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, no. 12, pp. 2145-2151, Dec. 1996.
- [9] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, New York: Wiley, 1989.
- [10] B. C. Ahn, "Moment method analysis of a narrow wall inclined slot on a rectangular waveguide", Ph. D. dissertation, Univ. Mississippi, Oxford 1992.
- [11] K. E. Jordan, G. R. Richter, and P. Sheng, "An efficient numerical evaluation of the Green's function for the Helmholtz operator on periodic structures", *J. Comp. Phys.* vol. 63, pp. 222-235, 1986.
- [12] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, Addison Wesley, 1990.

박 종 국



1995년 2월: 서울대학교 전자공학과 (공학사)  
 1997년 2월: 서울대학교 대학원 전자공학과 (공학석사)  
 2001년 8월: 서울대학교 대학원 전기·컴퓨터 공학부 (공학박사)  
 2001년 11월~현재: LG 이노텍 전 문화그룹 선임 연구원

[주 관심 분야] 전자파 수치해석, 안테나 설계, 마이크로파 및 밀리미터파 수동회로 설계 및 해석

김 병 성



1989년 2월: 서울대학교 전자공학과 (공학사)  
 1991년 2월: 서울대학교 전자공학과 (공학석사)  
 1997년 2월: 서울대학교 전자공학과 (공학박사)  
 1997년 8월~현재: 성균관대학교 전기전자 및 컴퓨터공학부 조교수

[주 관심 분야] RF/Microwave 능동/수동 소자 모델링 및 RFIC 설계 등임.

남 상 욱



1981년 2월: 서울대학교 전자공학과 (공학사)  
 1983년 2월: 한국과학기술원 전기 전자공학과 (공학석사)  
 1983년 2월~1986년 8월: 금성사 중앙연구소 주임연구원  
 1989년 5월: 미국 Texas 주립대학교 전기공학과 (공학박사)

1989년 6월~1989년 9월: 미국 Texas 주립대학교 Post Doc. 연구원

1989년 9월~1990년 1월: 금성정밀 연구소 선임 연구원  
 1990년~현재: 서울대학교 전기공학부 교수

[주 관심 분야] 전자파 수치해석, 초고주파 측정, 안테나 및 초고주파 회로 설계