

論文97-34D-11-2

동축전송선로에 연결된 도파관형 소자의 입력 임피던스 해석 (Input impedance analysis of the coaxial to W/G type devices)

李 平 華 * , 千 昌 律 ** , 申 判 錫 ***

(Pyeonghwa Lee, Changyul Cheon, and Pan-Seok Shin)

요 약

대부분의 도파관형 소자가 동축전송선로를 통해 전력원과 연결된다는 데에 착안하여 TEM 모드 입사를 이용한 삼차원 유한요소해석을 시도하였다. TEM모드 입사를 이용할 경우 TE_{10} 모드와는 달리 해석 모델과 실제 제품의 모습이 거의 같다. 따라서, 해석 결과의 신뢰도가 매우 높아진다. 동축전송선로, W/G 어댑터, 마그네트론에 대해서 해석하고 반사계수를 구한 뒤, 실제 실험결과와 비교하였다.

Abstract

By noticing that most waveguide devices were connected to power source through coaxial line, three dimensional finite element analysis using TEM mode incident was tried. When TEM mode was used, being dissimilar to TE_{10} mode incident, analysis model of TEM mode incident has almost the same geometry with real products. Therefore, the degree of trust about analysis result is improved. Reflection coefficients of coaxial line, W/G adaptor, magnetron obtained by simulation was compared with experimental results.

I. 서 론

이제까지 마이크로파에서 유한요소 해석법을 적용할 경우 해석 영역은 주로 이차원이었고, 해석에 쓰인 입사파는 주로 구형도파관의 도미넌트 모드인 TE_{10} 모드였다. 현재 컴퓨팅 파워가 비약적으로 증가되면서 유한

요소법의 해석영역은 삼차원으로 확대되어 가고 있다. 삼차원 영역의 해석이 가능하다는 것은 실제 제품의 해석이 가능하다는 것을 말한다. 이차원 해석에 주로 쓰이던 TE_{10} 모드의 이용은 해석 모델과 실제 제품의 규격이 다르다는 단점을 가지고 있다.

본 논문에서는 현실적인 삼차원 유한요소해석을 위하여 입사파로서 동축전송선로의 TEM 모드를 제안하고 TE_{10} 모드와 관련하여 실제적인 이점을 적었다. 또한, TEM 모드를 이용하여 몇 가지 초고주파 소자의 입력 임피던스를 해석하였고, 실제 실험결과와 비교하였다.

* 正會員, 大雨通信交換 技術部

(Dept. Daewoo Telecom Switching Engineering)

** 正會員, 서울市立大學校 電子工學科

(Dept. Seoul city University Electronic Engineering)

*** 正會員, 弘益大學校 電氣工學科

(Dept. Hongik University Electrical Engineering)

※ 본 연구는 기초전력공학 공동 연구의 95년도 중기
과제의 기원에 의해 수행되었습니다. (과제 번호:
95-중-11)

接受日字:1996年7月4日, 수정완료日:1997年9月2日

II. 유한요소 해석법

일반적인 삼차원 유한요소해석법은 참고서적에 자세

히 나와 있으므로 본 절에서는 TEM 모드 입사에 대한 수식 유도 과정을 적겠다. 경계조건은 완전도체를 가정하였다. 대부분의 도체가 높은 전도율을 가지고 있으므로 이런 가정을 하는 것이지만 주파수가 높아지게 되면 이러한 가정이 현실과의 차이를 가져오기도 한다. 전계와 자계 중, 전계의 세기를 변수로 취하였을 경우 완전도체를 가정한 경계면에서 필드의 세기가 '0'이 되어, 실제적인 변수가 줄어드는 효과를 가져오므로 전계를 변수로 취하였다. 이 후 본문의 서술중 '영역'은 캐비티 내의 공간을 의미한다.

1. 지배 방정식

전자기파의 해석을 위한 캐비티 내에서의 지배방정식은 맥스웰 방정식을 이용하여 얻어진, (1)식과 같은 전원이 없는 (source free) 벡터 Helmholtz 방정식이 된다.

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

여기서 $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, $\omega = \frac{c}{\lambda}$ 이고 입사면 이외의 모든 면은 완전도체라고 가정한다. ϵ_0 는 공기의 유전율, ϵ_r 은 물질의 공기에 대한 상대적인 유전율, μ_0 는 공기의 투자율이고 μ_r 은 물질의 공기에 대한 상대적인 투자율이다. 그리고 c 는 빛의 속도이고 λ 는 전자파의 파장이다.

2. 유한요소 정식화

가중잔차법(weighted residual method) 중에서 가중함수(weighting function)로 요소의 형상함수 보간함수(interpolation function)를 사용하는 Galerkin법을 이용하여 식 (1)에 대한 유한요소 정식화(finite element formulation)를 하였다.

사용하려고 하는 요소의 형상함수를 \vec{N} 이라 하고, 식 (1)에 Galerkin법을 적용하면 다음의 식이 된다.

$$\int_V \vec{N} \cdot \left[\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \vec{E} \right] dv = 0 \quad (2)$$

식 (2)를 변형하면 식 (3)과 같이 된다. 여기서 \hat{n} 은 해석 영역의 외부로 향하는 단위 법선 벡터이다.

$$\begin{aligned} & \int_V \left[(\nabla \times \vec{N}) \cdot \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \vec{N} \cdot \vec{E} \right] dv \\ & + \int_{S_1} \vec{N} \cdot \left\{ \hat{n} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) \right\} ds_1 \\ & + \int_{S_2} \vec{N} \cdot \left\{ \hat{n} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) \right\} ds_2 = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

식 (3)에서 면적분의 경우 도파관 또는 동축전송선로의 입력 포트(port)인 S_1 면과 매칭 포트(matching port)인 S_2 면을 제외한 나머지 면은 모두 완전도체이므로 S_1 , S_2 면 이외의 면에서는 그 값이 '0'이 된다.

동축선로에서 TEM모드가 전파될 때, 단면 S에서의 전계는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z) &= \vec{E}^{inc} + \vec{E}^{ref} \\ &= \hat{\rho} E_0 \frac{1}{\rho} e^{-jk_z z} + \hat{\rho} R E_0 \frac{1}{\rho} e^{jk_z z} \end{aligned} \quad (4)$$

Γ : 반사계수 (reflection coefficient)

$$k_z = k_0 \sqrt{\mu_r \epsilon_r} = 2\pi f \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$$

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$x = x_1 + x_2 + x_3, \quad y = y_1 + y_2 + y_3$$

$$a \leq x \leq b, \quad a \leq y \leq b$$

a : 내부도체의 반경

b : 외부도체의 반경

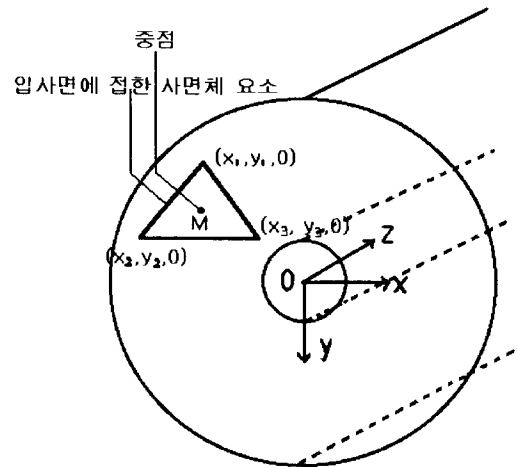


그림 1. 입사파를 위한 그림
Fig. 1. Figure for incident wave.

(4)식과 같이 표현된 전계에 대해서 (3)식의 면적분을 정리하면 입사파와 반사파의 중첩된 \vec{E} 의 값에서 입사파를 분리해 낼 수 있다. 우선,

$$\begin{aligned} \hat{n} \times \nabla \times \vec{E} &= -\hat{z} \times \nabla \times \vec{E} \\ &= \frac{\partial E_\rho}{\partial z} \hat{\rho} \\ &= -j\beta \vec{E}^{inc} + j\beta \vec{E}^{ref} \\ &= j\beta \vec{E} - 2j\beta \vec{E}^{inc} \end{aligned} \quad (5)$$

이다. 여기서 $\beta = k_z$ 이다.

그리고

$$\begin{aligned} \hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{E}) &= -\hat{z} \times (-\hat{z} \times E_\rho \hat{\rho}) \\ &= -E_\rho \hat{\rho} = -\vec{E} \end{aligned} \quad (6)$$

과 같이 나타낼 수 있으므로, (5)식은 다음과 같이 바꿔 쓸 수 있다.

$$\hat{n} \times \nabla \times \vec{E} = -\beta \hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{E}) + \vec{U}^{inc} \quad (7)$$

여기서, $\vec{U}^{inc} = -j2\beta \vec{E}^{inc}$ 이다.

이제 (3)식의 입사면의 적분 항은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \int_{S_2} \vec{N} \cdot (\hat{n} \times \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E}) ds_2 \\ &= \int_{S_2} \frac{1}{\mu_r} \vec{N} \cdot [-\beta \hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{E}) + \vec{U}^{inc}] ds_2 \\ &= \int_{S_2} \frac{1}{\mu_r} [-\beta (\hat{n} \times \vec{E}) \cdot (\vec{N} \times \hat{n}) + \vec{N} \cdot \vec{U}^{inc}] ds_2 \\ &= \int_{S_2} \frac{1}{\mu_r} [\beta (\hat{n} \times \vec{N}) \cdot (\hat{n} \times \vec{E}) + \vec{N} \cdot \vec{U}^{inc}] ds_2 \end{aligned} \quad (8)$$

매칭면은 입사면에 비해 반사파만 있으므로 식 (8)에서 입사성분인 \vec{U}^{inc} 를 '0'으로 놓으면 된다.

3. 사면체 변 요소 (tetrahedral edge element)

3차원에서 사면체 요소는 2차원에서 삼각형 요소처럼 임의의 형상을 모델링하는 것이 비교적 가장 자유롭기 때문에 일반적으로 단순한 모양으로 나타내어 질 수 없는 모델의 해석에 주로 사용되는 요소이다. 또한 변 요소는 이외에도 가상해가 발생하지 않는다는 장점이 있다.

사면체 내의 변(edge)과 절점(node)을 그림 3과 같이 정하였을 때 절점을 기반으로 하는 사면체 요소의 형상함수는 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$L_i^e = \frac{a_i^e + b_i^e x + c_i^e y + d_i^e z}{6V^e}, \quad i=1,2,3,4 \quad (9)$$

여기서 V^e 는 요소의 체적이고, \cdot^e 는 어떤 한 요소 내부에서 결정되는 값임을 의미한다.

식 (9)의 각 계수들은 다음과 같이 정의된다.

$$a_i^e = \begin{vmatrix} x_{i+1}^e & x_{i+2}^e & x_{i+3}^e \\ y_{i+1}^e & y_{i+2}^e & y_{i+3}^e \\ z_{i+1}^e & z_{i+2}^e & z_{i+3}^e \end{vmatrix}, \quad i=1,2,3,4(1,2,3) \quad (10-1)$$

$$b_i^e = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ z_{i+1}^e & z_{i+2}^e & z_{i+3}^e \\ y_{i+1}^e & y_{i+2}^e & y_{i+3}^e \end{vmatrix}, \quad i=1,2,3,4(1,2,3) \quad (10-2)$$

$$c_i^e = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ x_{i+1}^e & x_{i+2}^e & x_{i+3}^e \\ y_{i+1}^e & y_{i+2}^e & y_{i+3}^e \end{vmatrix}, \quad i=1,2,3,4(1,2,3) \quad (10-3)$$

$$d_i^e = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ y_{i+1}^e & y_{i+2}^e & y_{i+3}^e \\ x_{i+1}^e & x_{i+2}^e & x_{i+3}^e \end{vmatrix}, \quad i=1,2,3,4(1,2,3) \quad (10-4)$$

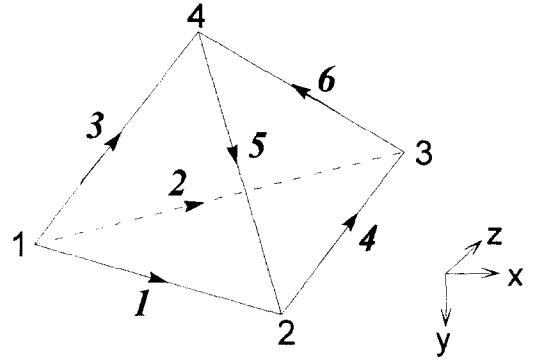


그림 2. 사면체 변 요소

Fig. 2. Tetrahedral edge element.

절점 기반의 스칼라 형상함수인 L_i^e 를 이용해서 변 기반의 벡터 형상함수인 \vec{N}_i^e 를 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{N}_i^e &= L_{i1}^e \nabla L_{i2}^e - L_{i2}^e \nabla L_{i1}^e, \quad i=1,2,3,4,5,6 \\ &(\quad i_1, i_2 \text{는 } i\text{번째 변의 시작절점과 끝절점의 번호}) \end{aligned} \quad (11)$$

이렇게 정의된 형상함수를 이용해서 요소 안의 전계는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{E}^e = \sum_{i=1}^6 \vec{N}_i^e E_i^e \quad (12)$$

4. 이산화

사면체 요소 내의 전계를 식 (12)와 같이 나타냈을 경우, 식 (3)의 좌변의 체적적분을 이산화하면 다음의 결과를 얻는다. 이때 한 요소 내에서 물질상수는 상수로 놓는다.

$$k_{ij}^e = \int_V \frac{1}{\mu_r^e} (\nabla \times \vec{N}_i^e) \cdot (\nabla \times \vec{N}_j^e) dv, \quad i, j=1,2,3,4,5,6 \quad (13)$$

$$m_{ij}^e = \int_V k_0^e \epsilon_r^e \vec{N}_i^e \cdot \vec{N}_j^e dv \quad (14)$$

식 (13), (14)를 식 (10)에 주어진 계수 형태로 표현하기 위해서 다음의 벡터 등식을 고려하여 보자.

$$\nabla \times (\vec{f} \vec{A}) = f \nabla \times \vec{A} - \vec{A} \times \nabla f \quad (15)$$

$$\nabla \times (\nabla \vec{A}) = 0 \tag{16}$$

위 두 식을 이용하면 $\nabla \times \vec{N}_i^e$ 를 다음과 같이 고쳐 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{N}_i^e &= \nabla \times (L_{i1}^e \nabla L_{i2}^e - L_{i2}^e \nabla L_{i1}^e) \\ &= L_{i1}^e \nabla \times (\nabla L_{i2}^e) - (\nabla L_{i2}^e) \times \nabla L_{i1}^e \\ &\quad + L_{i2}^e \nabla \times (\nabla L_{i1}^e) + (\nabla L_{i1}^e) \times \nabla L_{i2}^e \tag{17} \\ &= -\nabla L_{i2}^e \times \nabla L_{i1}^e + \nabla L_{i1}^e \times \nabla L_{i2}^e \\ &= 2 \nabla L_{i1}^e \times \nabla L_{i2}^e \end{aligned}$$

위 식을 다시 식 (10)의 계수들을 이용해 나타내면 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{N}_e^i &= 2 \nabla L_{i1}^e \times \nabla L_{i2}^e \\ &= \frac{2}{(6V^e)^2} [(c_{i1}^e d_{i2}^e - d_{i1}^e c_{i2}^e) \hat{x} \\ &\quad + (d_{i1}^e b_{i2}^e - b_{i1}^e d_{i2}^e) \hat{y} \\ &\quad + (b_{i1}^e c_{i2}^e - c_{i1}^e b_{i2}^e) \hat{z}] \tag{18} \end{aligned}$$

이제 식 (13)의 k_{ij}^e 항의 계수형태 표현은 식 (19)의 형태로 주어진다.

$$\begin{aligned} k_{ij}^e &= \frac{1}{324 \mu_r^e V^{e3}} [(c_{i1}^e d_{i2}^e - d_{i1}^e c_{i2}^e) (c_{j1}^e d_{j2}^e - d_{j1}^e c_{j2}^e) \\ &\quad + (d_{i1}^e b_{i2}^e - b_{i1}^e d_{i2}^e) (d_{j1}^e b_{j2}^e - b_{j1}^e d_{j2}^e) \tag{19} \\ &\quad + (b_{i1}^e c_{i2}^e - c_{i1}^e b_{i2}^e) (b_{j1}^e c_{j2}^e - c_{j1}^e b_{j2}^e)] \end{aligned}$$

식 (14)의 m_{ij}^e 항을 계산하기 위하여 우선 \vec{N}_i^e 와 \vec{N}_j^e 의 내적을 먼저 구해보도록 하자.

$$\begin{aligned} \vec{N}_i^e \cdot \vec{N}_j^e &= (L_{i1}^e \nabla L_{i2}^e - L_{i2}^e \nabla L_{i1}^e) \cdot (L_{j1}^e \nabla L_{j2}^e - L_{j2}^e \nabla L_{j1}^e) \\ &= \nabla L_{i2}^e \cdot \nabla L_{j2}^e L_{i1}^e L_{j1}^e + \nabla L_{i1}^e \cdot \nabla L_{j1}^e L_{i2}^e L_{j2}^e \\ &\quad - \nabla L_{i2}^e \cdot \nabla L_{j1}^e L_{i1}^e L_{j2}^e - \nabla L_{i1}^e \cdot \nabla L_{j2}^e L_{i2}^e L_{j1}^e \tag{20} \end{aligned}$$

위 식에서 $\nabla \circ \cdot \nabla \circ$ 항은 상수로서 그 값은 서로 다르지만 첨자와 관계없이 다음과 같이 같은 형태로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \nabla L_i^e \cdot \nabla L_j^e &= \frac{b_i^e \hat{x} + c_i^e \hat{y} + d_i^e \hat{z}}{6V^e} \cdot \frac{b_j^e \hat{x} + c_j^e \hat{y} + d_j^e \hat{z}}{6V^e} \tag{21} \\ &= \frac{b_i^e b_j^e + c_i^e c_j^e + d_i^e d_j^e}{36V^{e2}} \end{aligned}$$

이제 m_{ij}^e 항의 적분 중 식 (21)에 해당하는 부분은 상수로서 적분식 밖으로 나오게 되고 실제 적분이 되는 것은 절점 기반의 두 형상함수의 곱으로 그 값은 다음

과 같다.

$$\int_V L_i^e L_j^e dv = \begin{cases} \frac{V^e}{20}, & i \neq j \\ \frac{V^e}{10}, & i = j \end{cases} \tag{22}$$

$$(\because \int_V L^p L^q L^r L^s dv = \frac{p! q! r! s!}{(p+q+r+s+3)!} 6V^e) \tag{23}$$

식 (21)과 식 (22)를 이용하여 m_{ij}^e 항을 나타내면 다음과 같이된다.

$$\begin{aligned} m_{ij}^e &= k_0^e \epsilon_r^e [\text{coef}(i1, j1) (b_{i2}^e b_{j2}^e + c_{i2}^e c_{j2}^e + d_{i2}^e d_{j2}^e) \\ &\quad + \text{coef}(i2, j2) (b_{i1}^e b_{j1}^e + c_{i1}^e c_{j1}^e + d_{i1}^e d_{j1}^e) \\ &\quad - \text{coef}(i1, j2) (b_{i2}^e b_{j1}^e + c_{i2}^e c_{j1}^e + d_{i2}^e d_{j1}^e) \\ &\quad - \text{coef}(i2, j1) (b_{i1}^e b_{j2}^e + c_{i1}^e c_{j2}^e + d_{i1}^e d_{j2}^e)] \tag{24} \end{aligned}$$

$$\text{coef}(i, j) = \begin{cases} \frac{1}{720 V^e}, & i \neq j \\ \frac{1}{320 V^e}, & i = j \end{cases} \tag{24-1}$$

다음 식은 식 (3)의 면적분 항을 이산화한 것이다.

$$b_{ij}^e = \int_S \frac{\gamma}{\mu_r^e} (\hat{n} \times \vec{N}_i^e) \cdot (\hat{n} \times \vec{N}_j^e) ds \tag{25}$$

$$f_i^e = - \int_S \frac{1}{\mu_r^e} \vec{N}_i^e \cdot \vec{U}^{inc} ds \tag{26}$$

식 (25)의 b_{ij}^e 를 계산하기 위해서 먼저 $\hat{n} \times \vec{N}_i^e$ 를 구해보면 식 (27)과 같이된다.

$$\begin{aligned} \hat{n} \times \vec{N}_i^e &= -\hat{z} \times (L_{i1}^e \nabla L_{i2}^e - L_{i2}^e \nabla L_{i1}^e) \\ &= -\hat{z} \times \left(L_{i1}^e \frac{b_{i2}^e \hat{x} + c_{i2}^e \hat{y} + d_{i2}^e \hat{z}}{6V^e} \right. \\ &\quad \left. - L_{i2}^e \frac{b_{i1}^e \hat{x} + c_{i1}^e \hat{y} + d_{i1}^e \hat{z}}{6V^e} \right) \tag{27} \\ &= \frac{c_{i2}^e \hat{x} - b_{i2}^e \hat{y}}{6V^e} L_{i1}^e - \frac{c_{i1}^e \hat{x} - b_{i1}^e \hat{y}}{6V^e} L_{i2}^e \end{aligned}$$

따라서 $(\hat{n} \times \vec{N}_i^e) \cdot (\hat{n} \times \vec{N}_j^e)$ 는

$$\begin{aligned} &(\hat{n} \times \vec{N}_i^e) \cdot (\hat{n} \times \vec{N}_j^e) \\ &= \frac{1}{36V^{e2}} [(c_{i2}^e c_{j2}^e + b_{i2}^e b_{j2}^e) L_{i1}^e L_{j1}^e \\ &\quad + (c_{i1}^e c_{j1}^e + b_{i1}^e b_{j1}^e) L_{i2}^e L_{j2}^e \tag{28} \\ &\quad - (c_{i2}^e c_{j1}^e + b_{i2}^e b_{j1}^e) L_{i1}^e L_{j2}^e \\ &\quad - (c_{i1}^e c_{j2}^e + b_{i1}^e b_{j2}^e) L_{i2}^e L_{j1}^e] \end{aligned}$$

와 같이된다. 식 (28)을 이용하면 식 (25)의 b_i^e 는 다음 식으로 주어진다.

$$b_{ij}^e = \frac{\gamma}{\mu^e} [\text{coef}(i1, j1) (c_{2c}^e c_{2c}^e + b_{2c}^e b_{2c}^e) + \text{coef}(i2, j2) (c_{1c}^e c_{1c}^e + b_{1c}^e b_{1c}^e) - \text{coef}(i1, j2) (c_{2c}^e c_{1c}^e + b_{2c}^e b_{1c}^e) - \text{coef}(i2, j1) (c_{1c}^e c_{2c}^e + b_{1c}^e b_{2c}^e)] \quad (29)$$

$$\text{coef}(i, j) = \begin{cases} \frac{A^e}{432 V^{e2}}, & i \neq j \\ \frac{A^e}{216 V^{e2}}, & i = j \end{cases} \quad (29-1)$$

$$(\because \int_S L_1^e L_2^e L_3^e ds = \frac{\rho! q! r!}{(p+q+r+2)!} 2A) \quad (30)$$

여기서 A^e 는 사면체의 네 면 중에서 경계에 닿아있는 면의 면적이다.

식 (26)의 f_i^e 를 구하는 과정은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \vec{N}_i^e \cdot \vec{U}^{inc} &= (L_{1c}^e \nabla L_{2c}^e - L_{2c}^e \nabla L_{1c}^e) \cdot (-2jk_2 E_0 \frac{1}{\rho^2} (\hat{x}x + \hat{y}y) e^{-jk_2 z}) \\ &= \frac{-jk_2}{3V^{ec}} ((b_{2c}^e L_{1c}^e - b_{1c}^e L_{2c}^e) x + (c_{2c}^e L_{1c}^e - c_{1c}^e L_{2c}^e) y) E_0 \frac{1}{\rho^2} e^{-jk_2 z} \end{aligned} \quad (31)$$

여기서

$$\begin{aligned} k_2 &= k_0 \sqrt{\mu\epsilon} \\ \rho &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ a &\leq x \leq b, \quad a \leq y \leq b \\ a &: \text{내부도체의 반경} \\ b &: \text{외부도체의 반경} \end{aligned}$$

이다.

따라서 f_i^e 는

$$f_i^e = \frac{jk_2 A^e}{9V^{ec}} ((b_{1c}^e - b_{2c}^e) x_c + (c_{1c}^e - c_{2c}^e) y_c) \frac{1}{\rho_c^2} \quad (32)$$

와 같이되고 첨자 c는 각 입사면에서 찾아진 삼각형의 중심을 나타낸다. E_0 는 1로 하였다.

5. 임피던스 해석

그림 3과 같이 도파관의 길이가 L이고 그 이후에 임피던스의 불연속면이 있게 되면, 도파관의 내부의 한 점에서의 필드는, 식 (33)과 같이 입사파와 반사파

의 중첩 형태로 표현된다.

$$\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{inc} + \vec{E}_{refl} \quad (33)$$

E_{inc} 의 값은 알고 있고 E_{tot} 의 값은 시뮬레이션의 결과로서 주어지므로, E_{refl} 는

$$\vec{E}_{refl} = \vec{E}_{tot} - \vec{E}_{inc} \quad (34)$$

이 되고 반사계수 Γ 는 식 (35)와 같이 주어진다.

$$\vec{T} = \frac{\vec{E}_{refl}}{E_{inc}} \quad (35)$$

이렇게 구한 반사계수를 식 (36)에 넣으면 입력 임피던스를 구할 수 있다.

$$\vec{Z}_{in} = Z_0 \frac{1 + \vec{T}}{1 - \vec{T}} \quad (36)$$

(Z_0 는 입사면이 무한대로 확장 됐을 때의 입력 임피던스)

1) 입사값을 구한 과정

본 논문에서 해석한 모델은, 입사 부분이 그림 3과 같은 동축전송선로 형태를 띠고 있다. 입사값을 취하기 위해서는 입사면에 접한 사면체요소를 먼저 찾게 된다. 그림 1과 같은 경우에는 각 사면체 요소의 절점이 'z = 0'인 값을 갖는지 먼저 찾는다. 만약 4개의 절점 중 3개의 절점이 'z = 0'인 값을 갖는다면, 이 요소는 입사면에 접하여 발생된 요소인 것이다.

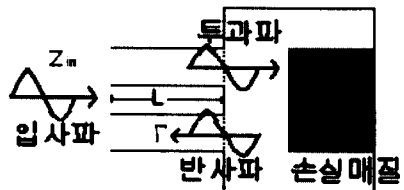


그림 3. 입력 임피던스 해석을 위한 그림
Fig. 3. Figure for input impedance analysis.

이렇게 찾은 3개의 절점은 입사면에 삼각형을 발생시킨다. 식 (3)에서 보듯이 입사값에 대해서는, 입사면에 발생한 삼각형에 대해 면적분을 하여야 한다. 하지만 변의 기울기와 면의 크기가 전부 다르게 발생하는 입사면의 삼각형들에 대해 하나 하나 면적분을 취한다는 것은 매우 어려운 일이다.

본 논문에서는 면적분을 하는 대신 입사면에서 발생 되는 요소를 크기를 줄이기로 하였다. 요소의 크기가 충분히 작을 경우, 식 (32)와 같이 주어지는 입사파의 한 요소 내에서의 변화량이 무시할 수 있을 만큼 작아 지게 된다. 본 논문에서는 반지름 방향으로 약 4개의 요소를 발생시키도록 했는데 요소 내에서의 입사값의 변화량을 무시하기에는 부족한 감이 있었다. 충분한 컴퓨팅 메모리가 주어질 경우, 입사면에서 더 많은 요소를 발생시켜 실험결과와의 오차를 상당히 줄일 수 있을 것으로 추측한다.

최대한 필드의 변화량을 줄이기 위하여 입사면에 발생한 삼각형의 무게중점에서의 필드 값을 이용하였다.

본 논문에서 사용한 TEM 모드는 원통 좌표계로 표현되므로 입사파를 만들기 위해서는 식 (37)을 이용하였다.

$$|\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (\vec{r} = \vec{\rho}) \quad (37)$$

2) 반사계수를 구한 과정

각 절점의 좌표값이 직각좌표계의 값이므로 반복법을 통해 구해진 값도 직각좌표계의 값을 가지게 된다. 입사값의 값이 원통좌표계의 값이므로 해석값도 다시 원통좌표계로 고쳐야 한다.

해석값은 직각좌표계의 각 성분에 대하여 실수값과 허수값을 갖게 된다. 좌표 변환을 위하여는 실수값과 허수값에 대하여 각 각 독립적으로 식 (38)을 이용하였다.

$$\begin{aligned} \vec{r}_{real} &= \hat{x}x_{real}\cos\phi + \hat{y}y_{real}\sin\phi \\ \vec{r}_{image} &= \hat{x}x_{image}\cos\phi + \hat{y}y_{image}\sin\phi \end{aligned} \quad (38)$$

결국, 반사계수 Γ 는 식 (39)와 같이 된다.

$$\vec{\Gamma} = \vec{r}_{real} + \vec{r}_{image} \quad (39)$$

절대값과 위상에 대한 표현식은 식 (40)과 같다.

$$\Gamma = |\Gamma| \angle = \sqrt{r_{real}^2 + r_{image}^2} \tan^{-1} \frac{r_{image}}{r_{real}} \quad (40)$$

Ⅲ. 실제 모델 해석 및 결과 고찰

1. 타당성 검증

본 논문에서 사용한 유한요소해석법을 위한 프로그램의 완성도를 알아보기 위하여 쉽게 결과를 비교할

수 있는 도파관 모델을 해석하여 보았다. 이 계산에서 선로의 길이는 9.1cm, 내부도체의 직경은 0.3cm, 외부도체의 직경은 1.134cm로 하고 사용주파수는 1 Ghz로 하였다. 발생된 요소의 개수는 약 10,000개였다. 수식적으로 반사파의 위상을 구하면 식 (41)과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \text{반사파의 위상} &= \frac{\text{도파관의 길이}}{\text{반사파의 한 파장}} \times 360^\circ \\ &= \frac{9.1}{30} \times 360^\circ \\ &= 109.2^\circ \end{aligned} \quad (41)$$

그림 4는 전계의 세기를 나타낸 것인데, 정재파가 잘 나타나 있을 뿐만 아니라 위상도 계산 결과와 일치함을 알 수 있다.

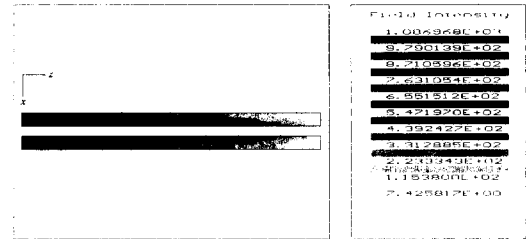


그림 4. 동축전송선로의 전계 분포
Fig. 4. Electric field distribution of coaxial line.

또한, 반사계수를 구하는 과정에 대한 타당성을 알아보기 위하여 새로운 동축전송선로 모델을 해석하였다. 새로운 모델은 내부 직경이 3mm, 외부 직경이 10mm, 길이가 40mm이었다. 발생된 node는 1830개, edge는 10735개였다. 동축전송선로의 경우 수식적으로 반사파의 위상에 대한 계산이 가능하므로 해석 결과는 수식 결과와 비교하였다.

표 1. 동축전송선로에서 주파수의 변화에 대한 반사파의 위상 비교

Table 1. Phase comparison of reflected field with frequency variety at the coaxial line.

주파수(GHz)	시뮬레이션	수식 계산
1.3	62.4 °	62.4 °
1.6	77 °	76.8 °
2	96 °	96 °
2.4	115.3 °	115.2 °
2.8	134.5 °	134.4 °

표 1은 각 주파수에 대한 반사파의 위상을 나타낸 것이다. 반사파의 크기는 동축 선로의 끝을 단락시킨 결과이므로 모든 주파수에 대해서 거의 '1'이 나왔다. 따라서 반사파의 크기에 대한 비교는 생략하기로 한다. 표 1에서 보듯이 수식적인 결과치와 해석치의 비교 오차가 최고 '0.2'를 넘지 않았다. 따라서 TEM 모드를 이용하는데 대한 타당성을 확인할 수 있었다.

프로그램 해석을 위해 요소 발생에 사용된 모델의 규격은 LG전자에서 실험에 사용한 실제모델의 수치를 측정된 것이다. 요소 발생에는 MS사의 Aries7.0이 쓰였다. Aries의 실행 결과 얻어지는 데이터에는 경계에 대한 정보가 포함되어 있다. Aries의 실행중 가장 유의할 점은 다음과 같다.

캐비티나 도파관의 구조적 불연속이나 물질상수의 불연속으로 인해 발생하는 고주파를 충분히 고려하면서 요소의 수를 줄이기 위하여, 즉, 효율적인 요소 생성을 위하여 모델을 여러개의 영역으로 나누게 된다. 이때, 각 영역의 면과 해석 모델의 경계면을 혼동하지 않아야 한다. 두 번째 주의할 점은, 입사면에서 될 수 있으면 많은 요소를 발생하는 것이다. 입사면에서 많은 요소를 발생시키는 이유는, 해석 프로그램에서 입력파가 입사면의 요소 단위로 일정한 상수값을 가지기 때문이다. 따라서, 실제 입력파의 선형적인 분포곡선에 가깝게 하기 위해서는, 입사면에서 발생된 요소의 개수가 많아야 한다. 이것은 각 요소의 반지름 방향으로의 선형적 연결이 실제 TEM 모드의 선형성을 근사적으로 표현하기에 부족함이 없도록 하기 위해서이다.

2. 동축전송선로와 구형 도파관의 매칭(matching) 피더(feeder)

그림 5와 같은 동축전송선로와 구형 도파관을 매칭시켜주는 피더를 모델링하여 해석하였다. 2.45Ghz의 한 파장 길이는 약 122.4mm가 된다. 따라서 일반적으로 파장 당 10개 발생시키는 요소의 한 변의 길이는 12.24mm가 된다. 동축전송선로의 내부 원통의 지름이 3mm이므로 둘레의 길이는 9.42mm이다. 따라서 8각형으로 내부 원통을 표현하였을 경우 내부 원통에서 발생되는 요소의 크기는 약 1.18mm가 된다. 삼차원의 경우 주어진 부피에 대하여 발생되는 요소의 개수는 요소 크기의 세제곱 분의 일이 되므로 가능한 빨리 피더 부분에서 발생된 작은 요소의 크기를 도파관에서 발생되는 큰 요소의 크기로 변화시켜야 한다.

너무 갑작스런 요소 크기의 변화는 계산 결과에 오차를 줄 수 있으므로 요소 크기 변화를 완충시키기 위하여 피더 부분을 감싸는 영역을 5개 정도 만들어서 점차적으로 요소의 크기를 키워갔다. 도파관의 끝은 단락시켰다. 피더로부터 단락면까지의 길이는 207.3mm이다.

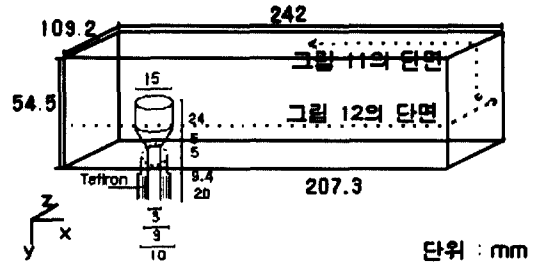


그림 5. 동축전송선로 피딩
Fig. 5. Coaxial line feeding.

테플론의 유전율은 '2.087 + j0.0'으로 하였다. 피더 부분에서 임피던스의 불연속으로 인하여 생기는 고주파가 입사면까지 이르지 못하도록 동축전송선로의 길이는 임피던스의 불연속면으로부터 20mm로 하였다. 식 (42)에서 보듯이 TE_{10} 모드 입사를 이용할 경우 $\frac{\lambda_{10}}{2}$ 의 길이는 약 73.91mm의 구형 도파관이 존재해야 한다. 해석을 위한 입사면의 구조적 조건으로 반지름 5mm, 길이 20mm인 동축전송선로와 폭 109mm, 길이 73.91mm인 구형도파관이 필요하다는 것을 비교해보면, 제품 디자인을 할 경우 TEM모드 이용이 TE_{10} 모드 이용에 비해 큰 장점을 가짐을 알 수 있다.

$$\begin{aligned} \lambda_{10} &= \text{자유 공간 파장} \times \frac{k_0}{k_z} \\ &= 12.24 \times \frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 - (\frac{\pi}{a})^2}} \\ &= 12.24 \times \frac{51.28667}{\sqrt{51.28667^2 - (\frac{\pi}{0.1092})^2}} \\ &= 12.24 \times \frac{51.28667}{42.4676} \approx 14.78225 \end{aligned} \tag{42}$$

시뮬레이션으로 주어진 반사파의 위상을 측정치와 비교하여 표 2에 나타내었다. 보상값은 동축전송선로의 길이에 대하여 취한 값이다. 2.3~2.4Ghz와 2.5~2.6Ghz 범위에서는 실험치와 해석치가 거의 일치한다. 그러나 2.4~2.5Ghz 범위에서는 실험치와 해석치의

오차가 약 32° 정도 나타난다. 오차에 대한 원인은 여러 가지가 있겠지만, 가장 중요한 원인은 요소 생성에 있다고 생각한다. 컴퓨팅 파워의 제약으로 미지수 (에지)의 개수가 약 10만개로 한정되었었다. 제한된 요소로 고주파가 발생할 만한 부분에서는 임의적으로 많은 요소를 발생하고, 그렇지 않은 부분에서는 자유공간 파장 당 10개의 요소를 발생시키려고 노력했지만 요소 생성 과정에서 충분한 요소 발생에 대한 아쉬움을 가졌었다. 오차의 원인을 요소 발생으로 돌리는 점은 마그네트론의 해석결과와 비교하였을 때 쉽게 이해되는 상황이다.

표 2. 동축전송선로와 구형도파관 매칭 피더의 해석 결과 비교

Table 2. Analysis result comparison of coaxial to rectangular waveguide matching feeder.

실험치	실험주파수	2.3	2.4	2.5	2.6	
	실험치(°)	154.8	76.83	-2.6	-89.3	
	반사파의 위상차	77.97	79.43	86.7		
시뮬레이션	계산주파수	2.3	2.4	2.5	2.6	2.45
	계산치(°)	37.54	-50.98	-167.27	103.78	-108.937
	반사파의 위상차	88.52	116.29	88.95		
	보상값(-454)	83.98	111.75	84.41		

그림 6, 그림 7은 해석 결과를 각 단면으로 잘라내어 본 그림이다.

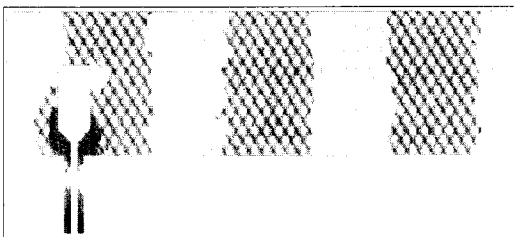


그림 6. z축 단면의 전계 분포
Fig. 6. Electric field distribution of z-cross section.

그림 6은 전계의 전환, 즉 동축전송선로에서 TEM 모드로만 존재하던 전계가 구형 도파관에서는 피딩 부분에서 얼마 떨어지지 않아서 TE_{10} 모드로 전환하는 것을 잘 보여 주고 있다. 구형 도파관의 끝이 단락 되어 반사된 반사파가 도파관에서는 TE_{10} 으로 동축전송

선로에서는 다시 TEM으로 전환되어 각 모드의 파장에 맞추어 정재파가 형성되는 것도 잘 보여 주고 있다. 동축전송선로의 단면적에 비해 도파관의 단면적이 크므로 전계의 전속 밀도 (electric flux density)가 동축전송선로가 더 커서 필드의 세기도 더 세게 (색이 짙게) 나타나고 있다.

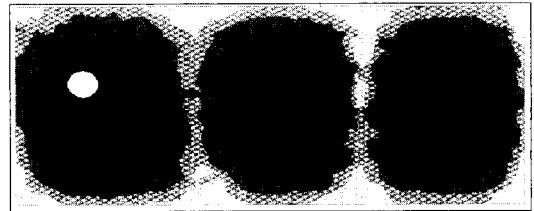


그림 7. y축 단면의 전계 분포
Fig. 7. Electric field distribution of z-cross section.

3. 마그네트론

그림 8은 LG전자에서 실제 제작하고 있는 마그네트론의 단면도이다. 발생된 요소의 개수는 94,379개였다. 이것을 그림 9와 같은 모델에 대입하여 해석하였다. 마그네트론의 동축전송선로의 유전체는 테플론으로서 유전율(ϵ_r)은 $2.087 + j 0.0$, 피딩 부분의 유전체는 세라믹으로서 유전율은 $10 + j 0.0$ 으로 했고, 이외의 영역은 공기로 했다. 투자율(μ_r)은 전 영역에 대하여 $1.0 + j 0.0$ 로 하였다. 세라믹의 외곽은 금속으로 감싸져 있다.

제 1 절의 매칭 피더와 마찬가지로, 마그네트론 부분에서는 매우 작은 크기의 요소가 발생한다. 삼차원에서 발생하는 요소의 개수는 변의 길이의 세제곱에 반비례하므로 최대한 빨리 요소의 크기를 크게 만들어야 한다. 마그네트론 피딩의 경우 작은 크기의 요소를 완충시키기 위하여, 피딩 부분에서만 9개의 영역을 나누었다. 컴퓨터 메모리와 계산 시간을 고려하여, 0.5mm이하의 구조적 변화는 무시했다. 즉, 직선으로 간주하였다.

해석된 결과를 표 3에 나타내었다. 표 3에는 실험치가 1차, 2차가 있다. 1차는 구형 도파관에 작은 스텝을 달아서 측정하였었다. 스텝의 영향으로 1차와 2차 사이에 평균 '17°' 정도의 위상 오차가 생겼음을 알 수 있다.

본 논문에서 해석한 결과치가 스텝을 달지 않은 2차 실험치에 거의 일치함을 알 수 있다. 제 1 절에서

나타났던 2.4~2.5Ghz 사이에서의 큰 위상오차도 나타나지 않는다. 다만, 2.5Ghz에서 약 14° 도 정도의 위상 오차가 발생하였다.

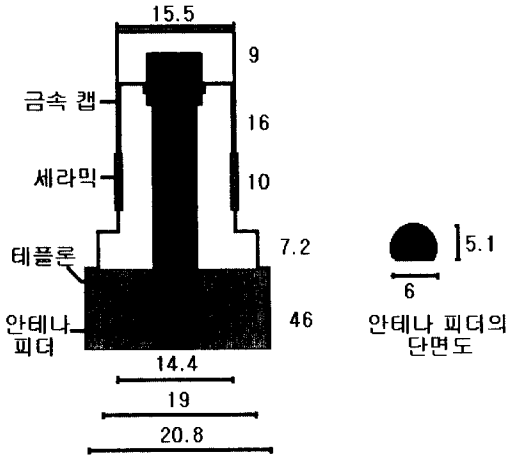


그림 8. 마그네트론의 단면도
Fig. 8. Cross section of magnetron.

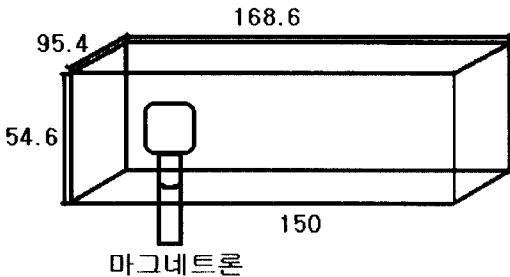


그림 9. 마그네트론의 해석 모델
Fig. 9. Analysis model of magnetron.

표 3. 마그네트론의 해석 결과 비교
Table 3. Analysis result comparison of magnetron.

주파수	실 험 치			계 산 치	
	절대값	위 상		절대값	위 상
		1차	2차		
2.3 Ghz	0.99	90.0	107.1	0.936	110.27
2.4 Ghz	1.0	11.85	0.49	0.96	-1.3
2.45 Ghz	1.0	-17.0	-36.5	0.976	-35.6
2.5 Ghz	0.97	-59.8	-78.3	0.986	-64.3

그림 10은 마그네트론의 해석결과 그림이다.

4. 결과 고찰

표 2에서는 특정 주파수 구간 (2.4~2.5 Ghz)에서

위상의 불일치가 있었는데 표 3에서는 그러한 구간이 나타나지 않는다. 그 이유는 다음과 같다고 생각된다. 매칭 피더에서 동축전송선로의 내부 반지름과 외부 반지름을 마그네트론의 경우와 비교하면 매칭 피더의 동축전송선로의 반지름이 마그네트론의 동축전송선로의 1/2정도 됨을 알 수 있다.

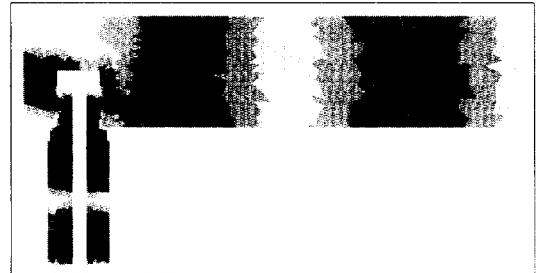


그림 10. 마그네트론에서의 전계 분포
Fig. 10. Distribution of electric field at magnetron.

모델링을 하는 과정에서 어려웠던 것은 모델링 할 때 요소의 크기를 갑작스럽게 변화시킬 수 없다는 점이었다. 동축전송선로 부분에서 원통의 형태를 고려하다 보면 발생하는 변의 길이가 아주 작게 되는데 요소의 크기를 갑자기 키울 수 없기 때문에 구형도파관 부분을 모델링 할 때에도 동축전송선로와 만나는 부분에서 많은 요소가 발생하였었다. 그런데, 마그네트론의 경우 매칭 피더에 비해 반지름의 크기가 2배, 따라서 원통을 표현하기 위한 요소의 크기도 2배가 된다. 구형도파관의 크기는 2.45 Ghz의 도미넌트 모드만을 도파할 수 있도록 정해놓은 상태에서, 동축전송선로의 반지름의 크기만 2배가 된다면, 구형도파관과 동축전송선로와 만나는 부분에서 발생하는 요소의 개수는 $\frac{1}{8}$ 배(2^{-3} 배)가 된다.

따라서 주어진 구조만 본다면 마그네트론에서 발생하는 요소의 수가 더 작게 나타날 수도 있다. 물론 마그네트론의 경우 복잡한 구조를 가지고 있어서, 이를 고려하다 보면 크기가 작은 요소가 발생할 수도 있겠지만, 매칭 피더의 동축전송선로에서 발생하는 요소의 크기와 비교했을 때, 그렇게 심각한 편은 아니다. 이론적으로 구조 변화에 대한 요소 발생 수를 고려한 뒤, 결과적으로 발생된 요소수(매칭 피더는 83639개, 마그네트론은 94379개)를 비교해보면, 실제로 발생된 변의 개수의 비율은 8 : 9 정도 되지만, 모델링의 충실도를

생각할 때는 마그네트론의 경우가 훨씬 나왔던 것이다. 따라서, 매칭 피더에서 2.4~2.5Ghz에서 부분적으로 발생하는 위상 오차의 원인은 충분치 못한 요소 발생으로 추측된다. 실제로, 제 1 절의 동축전송선로만을 고려한 경우나 제 3 절의 마그네트론의 경우에는 이러한 부분적인 오차가 발생하지 않았던 것이다.

표 2, 표 3에서 해석치의 반사계수의 크기가 '1'보다 작게 나오는 이유는, 제한된 컴퓨팅 파워로 충분한 양의 요소발생을 하지 못하여서 계산 오차가 생긴 것으로 추측된다. 더 많은 요소를 발생할 경우 반사계수의 크기는 실험치에 가까워 질 것이다. 그리고, 실험치의 반사계수의 크기가 변하는 이유는 네트워크 아날라이저로 측정할 당시 캘리브레이션 오차로 추측된다. 캘리브레이션을 2.4GHz에 맞춰서 하였을 경우 다른 주파수에 대해서는 약간씩의 오차가 발생한다. 이러한 작은 오차가 반사파의 크기를 상쇄시키는 작용을 했을 것으로 추측한다.

IV. 결 론

본 논문에서는 삼차원 유한요소해석법에 TEM 모드 입사를 이용하였다. 유한요소해석법을 구성하는 몇 가지 중요한 사항이 있는데, '각 요소간에 힘의 전달관계를 표현하는 지배방정식이 어떻게 되느냐'와 '지배방정식이 경계에서 어떤 값을 갖느냐', 그리고 '입사파가 어떤 형태를 갖느냐'이다. 초고주파 분야에서 지배방정식은 맥스웰 방정식으로 이미 정해진 것이고 요즘 연구의 대상이 되는 것은 '해석 영역의 경계 조건을 얼마나 현실에 근접시키느냐'와 '입사파의 형태를 어떻게 정하느냐' 등이다.

이전까지의 유한요소해석은 이차원 해석이 주류를 이루었었고 삼차원 해석을 하였을 경우에도 이차원에서 쓰인 TE_{10} 모드 입사를 사용하였었다. 이차원 해석을 할 경우 필드의 변화량이 $X \cdot Y$ 축으로만 존재하게 되어서, $X \cdot Y$ 축 뿐만 아니라 Z 축으로도 필드 변화를 갖는 제품들은 이차원 해석을 하지 못한다. 삼차원 해석에서 TE_{10} 모드 입사를 사용할 경우 해석 영역에 반드시 구형 도파관이 붙어 있어야 하는 제약점을 갖는다. 소형·경량화를 추구하는 요즘 제품들은 TE_{10} 모드 사용을 기피하고 고차모드를 이용하고 있으며, 구형 도파관을 해석 모델에 붙일 경우 필드 분포를 구할 수는 있지만 실제 제품 모양 그대로를 해석하

지는 못하는 것이다.

이런 문제점을 해결하기 위해 대부분의 초고주파 소자가 동축전송선로를 이용한다는 점에 착안하여 TEM 모드 입사를 삼차원 유한요소해석법에 사용하기로 한 것이다. 동축전송선로는 짧은 거리에서 대부분의 고차모드를 무시할 수 있는 값으로 감쇄시킨다. 따라서, 입사면에서 오직 입사모드만이 존재하기 위한 구조적 제약이 거의 없어진다.

또, 본 논문에서는 TEM 모드 입사를 이용하여 제품의 입력 임피던스를 구하여 보았다. 제 III 장, 제 2 절의 매칭 피더의 경우에 대해서는 2.4~2.5Ghz 부분에서 부분적 위상오차가 발생하지만, 이런 부분적 오차는 다른 곳에서는 나타나지 않는다. 제 1 절의 표 1에서 보듯이 간단한 동축전송선로에 대해서는 해석치의 오차가 거의 없고, 제 3 절의 마그네트론 해석의 경우에도 실험치와 거의 일치하는 결과를 가져온다.

따라서, 본 논문과 같은 수치해석기법을 갖춘다면 안테나나 전자레인지 그 외에 도파관을 이용하는 모든 마이크로 웨이브의 응용분야에 상당한 능률 향상을 가져올 것이다.

참 고 문 헌

- [1] A.J.Davies, The Finite Element Method: A First Approach, Clarendon Press · Oxpord, 1980.
- [2] J. Jin, The Finite Element Method In Electromagnetics, John Wiley & Sons, New York, 1993.
- [3] K. Ise, K. Inoue, and M. Koshiba, "Three-dimensional finite-element method with edge elements forelectromagnetic waveguide discontinuities," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 39, pp. 1289-1295, Aug. 1991.
- [4] R.F. Harrington, Time-Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill Co., New York, 1961.
- [5] M. L. Barton and Z. J. Cendes, "New vector finite elements for three-dimensional magnetic field computation," J. Appl. Phys., vol. 61, no. 8, pp. 3919-3921, Apr. 1987.
- [6] A. Kameari, "Calculation of transient 3D

eddy current using edge-elements," IEEE Trans. Magnetics, vol. 26, pp. 466-469. Mar. 1990.

[7] D. K. Cheng, Field and Wave Electromagnetics, Addison-Wesley Co., New York, 1989.

저 자 소 개



李 平 華(正會員)

1972생. 전자공학 석사. 1995년 서울시립대학교 전자공학과 졸업(학사). 1997년 서울시립대학교 전자공학과 대학원 졸업(석사). 1997년 4월 현재 대우통신(주) 사원. 1996년 JFEG (IEEE) 논문 발표. 1996년 춘계 전기학회 논문 발표. 1996년 하계 전기학회 논문 발표.



千 昌 律(正會員)

1960년 4월 5일생. 1983년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1992년 미국 Univ. of Michigan 전기공학과 졸업(공학박사). 1992년 금성정밀연구소 선임연구원. 1992년 ~ 1995년 강원대 공대 전기공학과 전임강사. 현재 서울시립대 공대 전자공학과 조교수



申 判 錫(正會員)

1953년 1월 28일생. 1977년 2월 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1988년 12월 미국 Rensselaer Polytechnic Institute 전기공학과 졸업(석사 및 공학박사). 1980년 ~ 1984년 한국전기연구소 연구원. 1984년 ~ 1993년 한국전기연구소 선임연구원. 1995년 ~ 현재 홍익대 공대 전기공학과 조교수