
碩士學位論文

階段形 不連續 矩形 導波管의 特性 解析

濟州大學校 大學院

通信工學科



1993年 12月

階段形 不連續 矩形 導波管의 特性 解析

指導教授 張 宰 成

康 富 植

이 論文을 工學 碩士學位 論文으로 提出함

1993年 12月

康 富 植의 工學 碩士學位 論文을 認准함

審査委員長 李 鎔 鶴

委 員 金 興 洙

委 員 張 宰 成



濟州大學校 大學院

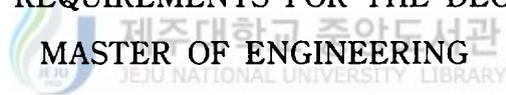
1993年 12月

Characteristic Analysis of the Stepped Rectangular Waveguide Discontinuities

Boo–Sig Kang

(Supervised by professor Jae–Seong Chang)

A THESIS SUBMITTED IN PARTIAL FULFILLMENT
OF THE REQUIREMENTS FOR THE DEGREE OF
MASTER OF ENGINEERING



DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATION ENGINEERING
GRADUATE SCHOOL
CHEJU NATIONAL UNIVERSITY

1993. 12

목 차

Abstract	1
I. 서론	2
II. TE_{mn}^x 모드 해석법	5
2.1. 구형 도파관의 전자계	5
2.2. 모드 해석법	8
2.3. 산란행렬	10
III. 불연속 구형 도파관의 특성 해석	13
3.1. H -면 불연속 구형 도파관	13
3.2. E -면 불연속 구형 도파관	16
3.3. 이중면 불연속 구형 도파관	19
IV. 계산결과 및 고찰	25
4.1. H -면 불연속 구형 도파관	25
4.2. E -면 불연속 구형 도파관	27
4.3. 이중면 불연속 구형 도파관	29
V. 결론	32
참고문헌	34

Abstract

H-plane, E-plane step and double-plane steps discontinuity in rectangular waveguide are investigated with TE_{mn}^x mode analysis. This method accounts for the influence of evanescent fields and power transmission due to higher order modes. For these discontinuities the electromagnetic fields are derived and the scattering matrix is derived by applying the continuous condition in discontinuity. Equivalent reactance and susceptance are calculated from the reflection coefficient for H-plane and E-plane step discontinuity and compared with Marcuvitz's result. The convergence behavior of scattering coefficients is shown for the number of higher order modes considered. For double-plane steps discontinuity, the scattering coefficients of a X-band to Ku-band waveguide transition and Ku-band to $a_1=11.17\text{mm}$, $b_1=5.59\text{mm}$ waveguide transition as well as of resonant iris with finite thickness($t=2.0\text{mm}$) are calculated and compared with Patzelt's result. The scattering coefficients of the resonant iris ($a=7.112\text{mm}$, $b=3.556\text{mm}$, $a_1=4.0\text{mm}$, $b_1=1.0\text{mm}$, $t=0.5\text{mm}$) are calculated and compared with Bornemann's results.

I. 서론

도파관은 마이크로파대의 신호를 전송하는데 이용하는 일종의 전송선로이다. 도파관은 물리적인 크기가 정해지면 통과할 수 있는 주파수가 결정되며 불연속 경계면이 존재하는 도파관에서는 물리적인 크기가 변하게 되어 전자파의 감쇄현상을 야기시킨다. 이와같은 불연속 경계면의 존재는 도파관내에서 전파할 수 있는 기본모드와 더불어 비전파모드인 evanescent 모드가 발생하는 원인이 된다. 이러한 evanescent 모드들은 거리에 따라 지수함수적으로 감소하는 특성을 가지며 기본모드만이 존재할 때와 달리 도파관내에서 통과되는 전력 및 주파수에 있어서도 차이를 나타낸다. (Collin, 1992) 따라서 불연속 경계면의 특성들을 이용하여 도파관 임피던스 변환기(Bornemann, 1987), 계단형 불연속 도파관 여파기(Esteban, 1991), evanescent 모드 대역통과 여파기(Kong, 1989), 혼 안테나(Dragone, 1985), 편파기(Tucholke, 1986), 다이플렉서(Dittloff, 1989), 전력 분배기(Arndt, 1987)와 같은 마이크로파 소자들을 설계하고 있다.

도파관 불연속 경계면은 등가회로로 표현할 수 있는데 E -평면 불연속 경계면의 경우는 커패시턴스, H -평면 불연속 경계면의 경우는 인덕턴스의 특성을 나타낸다. (Pozar, 1990)

불연속 경계면을 갖는 구형 도파관을 해석하는 방법에는 해석적인 방법과 수치해석적인 방법이 있다. 해석적인 방법에는 공진기의 특성과 도파관 감쇄정수를 구하는데 이용되는 perturbational 방법(Harrington, 1961)과 공진 주파수와 임피던스를 구하는데 이용되는 variational 방법(Collin, 1990)이 있다. 수치

해석적 방법에는 고유함수의 직교성을 이용하여 미지의 모드 계수에 대한 무한 선형 대수식을 유도하고, 이식을 수치계산에 적용하기 위하여 무한 구간을 유한 구간으로 근사 시키는 모드 해석법이 있다. 모드 해석법에는 z 성분을 갖는 두개의 벡터 포텐셜 $\vec{A}=A_z\hat{a}_z$, $\vec{F}=F_z\hat{a}_z$ 로부터 불연속 경계면의 전자계 성분을 유도하는 TE_{mn} - TM_{mn} 모드 해석법과 x 성분을 갖는 하나의 벡터 포텐셜 $\vec{F}=F_x\hat{a}_x$ 로부터 불연속 경계면의 전자계 성분을 유도하는 TE_{mn}^x 모드 해석법이 있다. (Uher, 1993) TE_{mn} - TM_{mn} 모드 해석법은 도파관내의 불연속 경계면에서 전자계를 정합 시키기 위해 여섯 개의 전자계 성분을 필요로 하며, TE_{mn}^x 모드 해석법은 E_x 성분이 E_y , E_z 성분에 비해 매우 작다는 가정하에 전자계 성분들이 유도되기 때문에 다섯 개의 전자계 성분으로 불연속 경계면의 전자계를 정합 시킬 수 있다. 따라서 TE_{mn}^x 모드 해석법은 TE_{mn} - TM_{mn} 모드 해석법에 비해 불연속 경계면에서의 산란행렬의 크기와 계산 시간을 줄일 수 있는 이점이 있다.

본 논문에서는 TE_{mn}^x 모드 해석법을 이용하여 H -면, E -면, 이중면(H -면과 E -면) 불연속 구형 도파관의 전자계를 유도하고, 이 전자계에 불연속 경계면에서의 정합조건을 적용하여 산란행렬을 구함으로써 반사계수를 구하고 고차모드수에 따른 반사계수의 변화를 구한다. 그리고 이 반사계수로부터 H -면 불연속 경계면의 등가 리액턴스를 구하고 Marcuvitz가 구한 등가 리액턴스와 비교하며, E -면 불연속 경계면의 등가 서셉턴스를 구한다. (Marcuvitz, 1951) 이중면 불연속 구형 도파관에 대하여는 X -밴드 도파관에서 Ku -밴드 도파관으로 연결되는 불연속 경계면에 대한 반사계수와 전송계수를 구하며 Ku -밴드 도파관에 두께가 2.0mm이고 $a_1=11.17$ mm, $b_1=5.59$ mm인 아이리스를 삽입한 경우의 반사계수와 전송계수를 구하고 Patzelt가 구한 결과와 비교한

다. (Patzelt, 1982) 그리고 WR28 도파관에 두께가 0.5mm이고 크기가 $a_1=4.0\text{mm}$,
 $b_1=1.0\text{mm}$ 인 아이리스를 삽입한 경우의 산란계수를 구하여 Bornemann의 결과
와 비교한다. (Bornemann, 1990)

II. TE_{mn}^x 모드 해석법

TE_{mn}^x 모드 해석법은 x 성분을 갖는 벡터 포텐셜로부터 전자계를 구하고 불연속 경계면에서의 연속조건에 대입하여 불연속 경계면의 산란특성을 고찰하는데 이용하는 방법으로 2.1절에서는 일반적인 구형 도파관에서 TE_{mn}^x 모드에 대해 전자계를 유도하고 2.2절에서는 모드해석법, 2.3절에서는 2.1절에서 구한 전자계를 2.2절의 모드 해석법을 이용하여 불연속 경계면의 연속조건에 대입함으로써 산란행렬식을 구한다.

2.1. 구형 도파관의 전자계

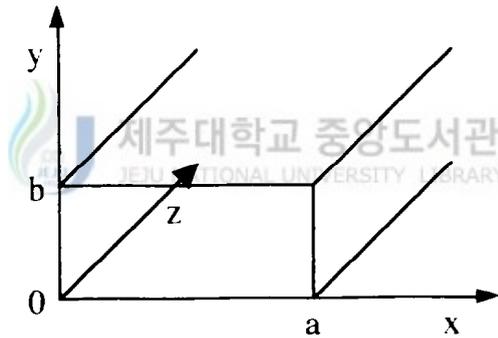


Fig. 1 Geometry of the rectangular waveguide

Fig. 1과 같은 구형 도파관에서의 전자계는 전계 벡터 포텐셜 \vec{F} 와 자계 벡터 포텐셜 \vec{A} 에 의해 발생하는 것으로 다음과 같다.

$$\vec{E} = \nabla \times \vec{F} - \frac{j}{\omega \epsilon_0} \nabla \times \nabla \times \vec{A}$$

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A} + \frac{j}{\omega\mu_0} \nabla \times \nabla \times \vec{F} \quad (1)$$

식 (1)에서 $\vec{F} \neq 0, \vec{A} = 0$ 이면 E_z 성분이 존재하지 않는 TE_{mn}^z 모드, $\vec{F} = 0, \vec{A} \neq 0$ 이면 H_z 성분이 존재하지 않는 TM_{mn}^z 모드가 된다. 특히 자계 벡터 포텐셜이 0이고 전계 벡터 포텐셜이 x 성분만의 함수인 경우를 TE_{mn}^x 모드라 한다. 이와같이 TE_{mn}^x 모드에 대해 식 (1)로 부터 전자계를 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} E_x &= 0, & H_x &= \frac{j}{\omega\mu_0} \left\{ (k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2}) F_x \right\} \\ E_y &= \frac{\partial F_x}{\partial z}, & H_y &= \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial y} \\ E_z &= -\frac{\partial F_x}{\partial y}, & H_z &= \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial z} \end{aligned} \quad (2)$$

이와같은 전자계를 형성하는 전계 벡터 포텐셜 \vec{F} 는 다음의 스칼라 파동 방정식을 만족하는 해를 갖는다.

$$\nabla^2 F_x + k^2 F_x = 0 \quad (3)$$

식 (3)을 만족하는 해를 구하기 위하여 F_x 를 다음과 같이 가정한다.

$$\begin{aligned} F_x &= (A_1 \cos k_x x + A_2 \sin k_x x)(B_1 \cos k_y y + B_2 \sin k_y y) \\ &\cdot (V_1 e^{-jk_z z} - R_1 e^{jk_z z}) \end{aligned} \quad (4)$$

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - (k_x)^2 - (k_y)^2}$$

여기서 k_z 는 도파관 내의 전파상수이며, 식 (2)에 F_x 를 대입하여 E_y, E_z 를 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} E_y &= (A_1 \cos k_x x + A_2 \sin k_x x)(B_1 \cos k_y y + B_2 \sin k_y y) \\ &\cdot (-jk_z V_1 e^{-jk_z z} - jk_z R_1 e^{jk_z z}) \end{aligned} \quad (5)$$

$$E_z = (A_1 \cos k_x x + A_2 \sin k_x x)(-k_y B_1 \sin k_y y + k_y B_2 \cos k_y y) \cdot (V_1 e^{-jk_z z} - R_1 e^{jk_z z}) \quad (6)$$

도파관내의 고유모드와 F_x 를 구하기 위하여 식 (5)와 식 (6)을 다음과 같은 경계조건에 대입한다.

$$\begin{cases} E_y = 0, & x=0 \\ E_y = 0, & x=a \end{cases} \quad \begin{cases} E_z = 0, & y=0 \\ E_z = 0, & y=b \end{cases} \quad (7)$$

식 (7)로부터 도파관내의 고유모드가 다음과 같이 구하여 진다.

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad k_y = \frac{n\pi}{b} \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (8)$$

따라서 식 (3)을 만족하는 해 F_x 가 다음과 같이 구하여 진다.

$$F_x = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} T_{mn} (V_{mn} e^{-jk_{mn}z} - R_{mn} e^{jk_{mn}z}) \quad (9)$$

$$T_{mn} = \sin \frac{m\pi}{a} x \frac{\cos \frac{n\pi}{b} y}{\sqrt{1 + \delta_{0n}}}$$

여기서 T_{mn} 은 고유함수이고 δ_{0n} 은 Kronecker 델타 함수로서 다음과 같은 성질을 갖는다.

$$\begin{cases} \delta_{0n} = 1, & n = 0 \\ \delta_{0n} = 0, & n \neq 0 \end{cases} \quad (10)$$

A_{mn} 은 도파관 내에서 전달되는 전력을 다음의 관계에 따라 정규화한 값이다.

$$P = \text{Re} \left\{ \int_F (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \hat{a}_z dF \right\}$$

$$= \begin{cases} 1W & , \text{ 전파모드 } (k_o^2 > k_x^2 + k_y^2) \\ -jW & , \text{ evanescent 모드 } (k_o^2 > k_x^2) \\ +jW & , \text{ evanescent 모드 } (k_o^2 < k_x^2) \end{cases} \quad (11)$$

여기서 F 는 도파관의 단면적을 나타낸다. 따라서 TE_{mn}^x 모드를 이용한 구형 도파관의 전자계는 식 (9)를 식 (2)에 대입하여 구할 수 있다.

2.2. 모드 해석법

모드 해석법은 미지의 전자계성분들을 후리에 급수에 의해 구하는 방법이다. 직각 좌표계에서 근사화를 위해 이용된 사인(sine), 코사인(cosine) 함수는 정현파의 공간영역에서의 주기에 의해 표현될 수 있다. 따라서 후리에 계수를 구하면 전자계 성분을 구할 수 있다.

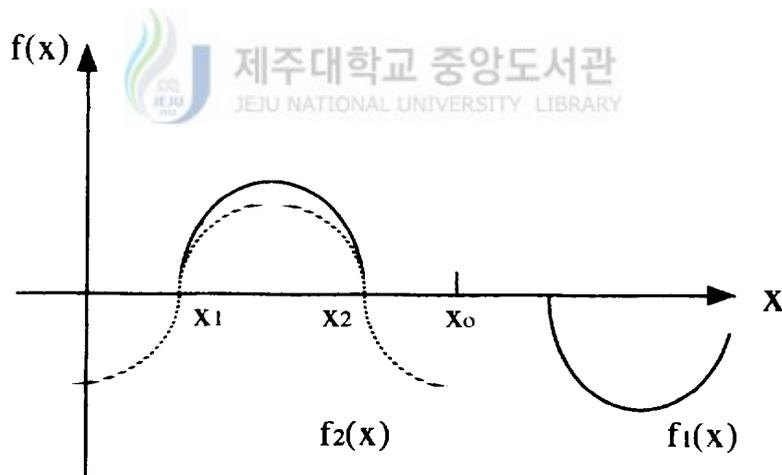


Fig. 2 Periodic waveforms $f_1(x)$ and $f_2(x)$

Fig. 2는 공간영역에서 주기가 $2x_0$ 와 $2(x_2 - x_1)$ 인 주기함수 $f_1(x)$ 와 $f_2(x)$ 를 나타낸다. $f_1(x)$ 가 푸리에 급수에 의해 다음과 같이 표현된다고 하면

$$f_1(x) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{x_0} x\right) \quad (12)$$

계수 a_n 은 양변에 $\sin\left(\frac{m\pi}{x_0} x\right)$ 를 곱하고 적분을 취함으로써 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\int_0^{x_0} \sin\left(\frac{m\pi}{x_0} x\right) f_1(x) dx = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \int_0^{x_0} \sin\left(\frac{m\pi}{x_0} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{x_0} x\right) dx \quad (13)$$

식 (12)와 식 (13)에서 사인함수는 직교함수이기 때문에 식 (13)에서 우변의 적분은 $m = n$ 인 경우에 $\frac{x_0}{2}$, $m \neq n$ 인 경우에 0이 된다. 따라서 식 (13)은 다음과 같이 된다.

$$\frac{2}{x_0} \int_0^{x_0} \sin\left(\frac{m\pi}{x_0} x\right) f_1(x) dx = a_m \quad (14)$$

$f_1(x)$ 는 미지의 함수이지만 계수 a_m 은 $[x_1, x_2] \in [0, x_0]$ 구간에서 $f_1(x)$ 를 $f_2(x)$ 의 푸리에 급수로 확장함으로써 계산할 수 있다.

$$x_1 \leq x \leq x_2 : f_1(x) = f_2(x) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin\left[\frac{k\pi}{x_2 - x_1} (x - x_1)\right] \quad (15)$$

식 (15)를 식 (14)에 대입하면 계수 a_m 이 다음과 같이 구해진다.

$$a_m = \frac{2}{x_0} \sum_{k=1}^{\infty} b_k \int_{x_1}^{x_2} \sin\left(\frac{m\pi}{x_0} x\right) \sin\left[\frac{k\pi}{x_2 - x_1} (x - x_1)\right] dx \quad (16)$$

계수 b_k 도 마찬가지로 방법으로 구하면 다음과 같다.

$$b_k = \frac{2}{x_2 - x_1} \sum_{m=1}^{\infty} a_m \int_{x_1}^{x_2} \sin\left[\frac{k\pi}{x_2 - x_1}(x - x_1)\right] \sin\left(\frac{m\pi}{x_0}x\right) dx \quad (17)$$

이와같이 무한합으로 표현된 식을 유한합의 식으로 근사화함으로서 식 (16)과 식 (17)을 행렬식으로 표현할 수 있고 또한 계수 a_m 과 b_k 를 구할 수 있다. 이러한 특성이 도파관의 불연속 경계면에서 전자계의 접선성분에 대한 정합조건에 이용된다.

2.3. 산란행렬

주파수가 높은 3차원 구조를 갖는 도파관 회로에서는 회로정수의 계산이 매우 복잡할 뿐만 아니라 오차가 크기 때문에 산란행렬을 이용하는 것이 편리하다. (Itoh, 1989)

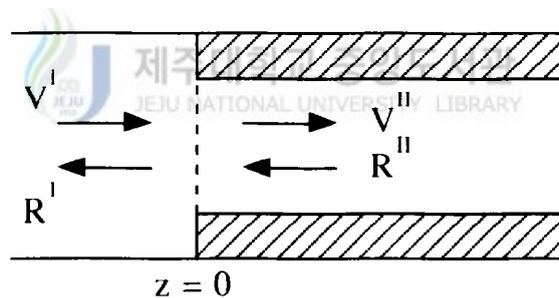


Fig. 3 Relationship between wave amplitudes in the generalized discontinuity

Fig. 3은 도파관의 이중면 계단 불연속을 나타낸 것으로 $z=0$ 에서 산란행렬은 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} R^I \\ V^{II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^I \\ R^{II} \end{bmatrix} \quad (18)$$

여기서 산란행렬은 모드 해석법을 적용하여 전자계를 정합 시킴으로서 구할 수 있다. TE_{mn}^x 모드에 대하여 모드 해석법으로 표현하면

$$\begin{aligned} (V^I + R^I) &= L_E(V^{II} + R^{II}) \\ L_H(V^I - R^I) &= (V^{II} - R^{II}) \end{aligned} \quad (19)$$

가 되고 여기서 L_E, L_H 는 모드정합계수를 나타내며 식 (19)로 부터 다음과 같은 산란계수를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} S_{11} &= [L_E L_H + U]^{-1} [L_E L_H - U] \\ S_{12} &= 2[L_E L_H + U]^{-1} L_E \\ S_{21} &= L_H \{U - [L_E L_H + U]^{-1} [L_E L_H - U]\} = L_H [U - S_{11}] \\ S_{22} &= U - 2L_H [L_E L_H + U]^{-1} L_E = U - L_H S_{12} \end{aligned} \quad (20)$$

여기서 U 는 단위행렬이다.

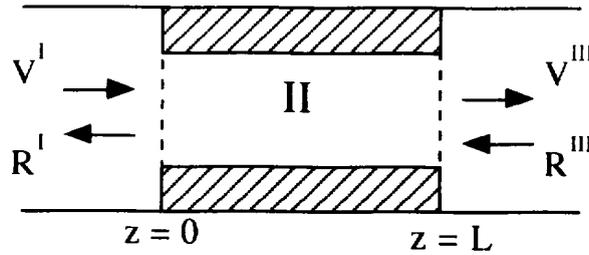


Fig. 4 Relationship between wave amplitudes in the cascading discontinuity

Fig. 4는 길이가 L 인 2단 이중면 불연속 구형 도파관의 불연속면을 나타낸다. 식 (20)의 산란행렬은 z 방향에는 무관하기 때문에 $z=L$ 에서 산란행렬은 $z=0$ 에서의 산란행렬로부터 직접 구할 수 있다. 길이가 L 인 2단 이중면 불연속 구형 도파관의 산란행렬은 다음과 같다.

$$S = \begin{bmatrix} 0 & D \\ D & 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

여기서 $D = \text{Diag}[e^{-jk_z L}]$ 이다. 식 (20)과 식 (21)을 이용하여 불연속 경계면을 포함한 전체 산란행렬을 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} S_{11}' &= S_{22}' = S_{11} + S_{12}D[U - S_{22}DS_{22}D]^{-1}S_{22}DS_{21} \\ S_{21}' &= S_{12}' = S_{12}D[U - S_{22}DS_{22}D]^{-1}S_{21} \end{aligned} \quad (22)$$



III. 불연속 구형 도파관의 특성 해석

도파관은 물리적인 크기가 결정되면 통과할 수 있는 주파수가 결정되며, 도파관의 크기에 따른 차단주파수 이상의 신호만을 전송함으로써 고역 여파기의 특성을 갖는다. 이러한 도파관에 크기의 변화를 주면 통과되는 주파수와 전력에서 차이를 나타낸다. 따라서 3장에서는 이와 같은 불연속 구형 도파관의 특성에 관하여 고찰한다. 3.1절에서는 H -면 불연속 구형 도파관에 대하여 3.2절에서는 E -면 불연속 구형 도파관에 대하여 전자계와 산란특성을 고찰한다. 그리고 3.3절에서는 E -면과 H -면에 불연속 경계면을 갖는 이중면 불연속 구형 도파관의 특성을 고찰한다.

3.1. H -면 불연속 구형 도파관

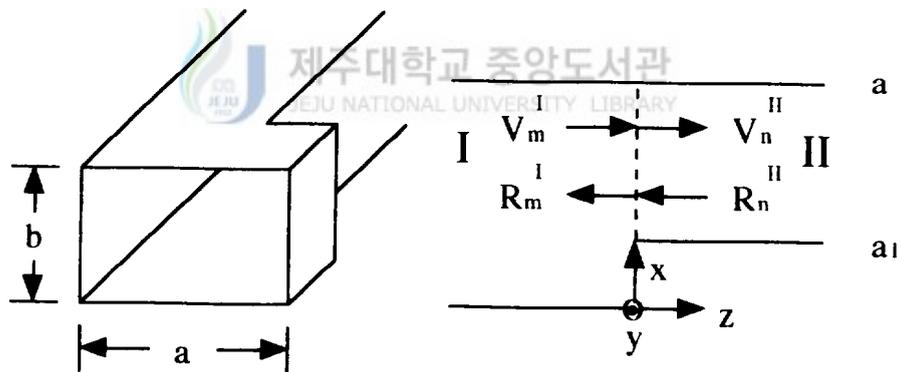


Fig. 5 Geometry of the H -plane step discontinuity in rectangular waveguide

Fig. 5는 H -면에 불연속 경계면을 갖는 도파관을 나타낸다. I 영역에 TE_{10}

모드가 입사하면 입사파 이외의 다른 전자계 성분을 여기하지 않는다. 그러나 불연속 경계면에서는 x 방향의 불연속으로 인하여 TE_{n0} 모드를 여기 시킨다. 그러므로 I 영역에서 전자계 성분은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 E_y^I &= \sum_{m=1}^{\infty} A_m^I \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)(V_m^I e^{-jk_{zm}^I} + R_m^I e^{jk_{zm}^I}) \\
 H_x^I &= -\sum_{m=1}^{\infty} A_m^I Y_m^I \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)(V_m^I e^{-jk_{zm}^I} - R_m^I e^{jk_{zm}^I}) \\
 k_{zm}^I &= \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2} \\
 Y_m^I &= \frac{k_{zm}^I}{\omega \mu_0} \\
 A_m^I &= 2\sqrt{\frac{\omega \mu_0}{abk_{zm}^I}}
 \end{aligned} \tag{23}$$

여기서 k_{zm}^I 는 I 영역의 전파상수, Y_m^I 는 파동 어드미턴스, V_m^I 와 R_m^I 는 각각 진행파와 반사파의 크기를 나타낸다. A_m^I 는 식 (11)의 조건에 따른 평균전력의 정규화 값이다. 또한 II 영역의 전자계 성분은

$$\begin{aligned}
 E_y^{II} &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{II} \sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right)(V_n^{II} e^{-jk_{zn}^{II}} + R_n^{II} e^{jk_{zn}^{II}}) \\
 H_x^{II} &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{II} Y_n^{II} \sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right)(V_n^{II} e^{-jk_{zn}^{II}} - R_n^{II} e^{jk_{zn}^{II}}) \\
 k_{zn}^{II} &= \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \left(\frac{n\pi}{a-a_1}\right)^2} \\
 Y_n^{II} &= \frac{k_{zn}^{II}}{\omega \mu_0} \\
 A_n^{II} &= 2\sqrt{\frac{\omega \mu_0}{(a-a_1)bk_{zn}^{II}}}
 \end{aligned} \tag{24}$$

이 되며, k_{zm}^{II} 는 II 영역의 전파상수, Y_m^{II} 는 파동 어드미턴스, A_n^{II} 는 평균전력을 정규화한 값이다. 불연속면에서 전자계는 다음과 같은 연속조건을 만족하여야 한다.

$$\begin{cases} E_y^I = 0, & 0 \leq x \leq a_1 \\ E_y^I = E_y^{II}, & a_1 \leq x \leq a \end{cases} \quad (25)$$

$$H_x^I = H_x^{II}, \quad a_1 \leq x \leq a$$

이와같은 조건을 만족하는 연속방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} E_y &: \sum_{m=1}^{\infty} A_m^I \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)(V_m^I + R_m^I) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{II} \sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right)(V_n^{II} + R_n^{II}) \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} H_x &: \sum_{m=1}^{\infty} A_m^I Y_m^I \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)(V_m^I - R_m^I) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{II} Y_n^{II} \sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right)(V_n^{II} - R_n^{II}) \end{aligned} \quad (27)$$



입사파와 반사파의 계수를 구하기 위해 모드함수의 직교성을 이용하여 식 (26)에 $\sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)$ 를 곱하고 $x=0$ 에서 a 까지 적분하면

$$\begin{aligned} E_y &: \sum_{m=1}^M \frac{a}{2} A_m^I (V_m^I + R_m^I) \\ &= \sum_{n=1}^N A_n^{II} \int_{a_1}^a \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right) dx (V_n^{II} + R_n^{II}) \end{aligned} \quad (28)$$

이 되고 식 (27)에 $\sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right)$ 을 곱하고 $x=a_1$ 에서 a 까지 적분하면

$$\begin{aligned}
H_x &: \sum_{m=1}^M A_m^I Y_m^I \int_{a_1}^a \sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) dx (V_m^I - R_m^I) \\
&= \sum_{n=1}^N \frac{a-a_1}{2} A_n^I Y_n^I (V_n^I - R_n^I)
\end{aligned} \tag{29}$$

이 된다. 식 (28)과 식 (29)에 A_m^I , Y_m^I 를 대입하여 정리하면 다음식과 같이 입사파와 반사파의 관계를 나타내는 행렬식으로 표현된다.

$$\begin{aligned}
E_y &: V^I + R^I = L_E(V^II + R^II) \\
H_x &: L_H(V^I - R^I) = V^II - R^II
\end{aligned} \tag{30}$$

$$\begin{aligned}
(L_E)_{mn} &= 2 \sqrt{\frac{k_{zm}^I}{a(a-a_1)k_{zm}^{II}}} \int_{a_1}^a \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a-a_1}(x-a_1)\right) dx \\
&= (L_H)_{nm}
\end{aligned}$$

따라서 식(30)을 이용하여 식(20)의 산란계수를 구할 수 있다.



3.2. E-면 불연속 구형 도파관

E-면 불연속 경계면은 편파기나 저역통과 여파기와 같은 도파관 소자에 이용된다. (Helszajn, 1992) Fig. 6은 E-면 불연속 구형 도파관을 나타내며, 불연속면에서 추가되는 전자계 성분이 없는 H-면 불연속 구형 도파관과는 달리 E-면 불연속 구형 도파관에서는 TE_{10} 모드의 성분 E_y , H_x , H_z 성분에 더하여 E_z 와 H_y 성분이 여기되므로 식 (2)로부터 다섯개의 전자계 성분이 구해진다.

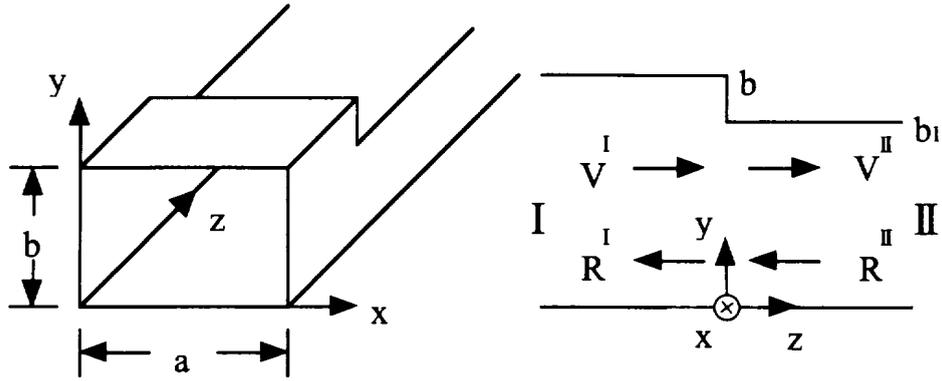


Fig. 6 Geometry of the E-plane step discontinuity in rectangular waveguide

F_x^I 는 x 성분을 갖는 벡터 포텐셜로서 식 (3)의 스칼라 파동방정식에 도파관 I 과 II영역의 경계조건을 적용하면 다음과 같이 구할 수 있다.

$$F_x^I = \sum_{m=0}^{\infty} A_m^I \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \frac{\cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right)}{\sqrt{1+\delta_{0m}}} (V_m^I e^{-k_{zm}^I z} - R_m^I e^{k_{zm}^I z})$$

$$F_x^{II} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{II} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \frac{\cos\left(\frac{n\pi}{b_1}y\right)}{\sqrt{1+\delta_{0n}}} (V_n^{II} e^{-k_{zn}^{II} z} - R_n^{II} e^{k_{zn}^{II} z}) \quad (31)$$

k_{zm}^I , k_{zn}^{II} 는 도파관 I 과 II영역의 전파상수이고, A_m^I , A_n^{II} 는 평균전력을 식 (11)의 조건에 따라 정규화한 값으로 다음과 같다.

$$k_{zm}^I = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}$$

$$k_{zn}^{II} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b_1}\right)^2}$$

$$A_m^I = 2\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{abk_{zm}^I\left\{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2\right\}}} \quad (32)$$

$$A_n^{II} = 2\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{ab_1k_{zn}^{II}\left\{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2\right\}}}$$

따라서 식 (31)을 식 (2)에 대입하여 도파관 I 과 II 영역의 전자계를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} E_y^i &= -jk_{zq}^i A_q^i \sin k_x^i x \frac{\cos(k_{yq}^i y)}{\sqrt{1+\delta_{0q}}} (V_q^i e^{-jk_{zq}^i z} + R_q^i e^{jk_{zq}^i z}) \\ E_z^i &= -jk_{yq}^i A_q^i \sin k_x^i x \frac{\sin(k_{yq}^i y)}{\sqrt{1+\delta_{0q}}} (V_q^i e^{-jk_{zq}^i z} - R_q^i e^{jk_{zq}^i z}) \\ H_x^i &= \frac{j}{\omega\mu_0} [k_0^2 - (k_x^i)^2] A_q^i \sin k_x^i x \frac{\cos(k_{yq}^i y)}{\sqrt{1+\delta_{0q}}} (V_q^i e^{-jk_{zq}^i z} - R_q^i e^{jk_{zq}^i z}) \\ H_y^i &= -\frac{j}{\omega\mu_0} (k_x^i k_{yq}^i) A_q^i \cos k_x^i x \frac{\sin(k_{yq}^i y)}{\sqrt{1+\delta_{0q}}} (V_q^i e^{-jk_{zq}^i z} - R_q^i e^{jk_{zq}^i z}) \quad (33) \\ H_z^i &= -\frac{1}{\omega\mu_0} (k_{zq}^i k_x^i) A_q^i \cos k_x^i x \frac{\cos k_{yq}^i y}{\sqrt{1+\delta_{0q}}} (V_q^i e^{-jk_{zq}^i z} + R_q^i e^{jk_{zq}^i z}) \end{aligned}$$

$$k_x^I = k_x^{II} = \frac{\pi}{a}$$

$$k_{yq}^I = \frac{m\pi}{b}, \quad k_{yq}^{II} = \frac{n\pi}{b_1}$$

여기서 i 는 도파관 I 과 II 영역을 나타내고, q 는 I 영역에서는 모드 m , II 영역에서 모드 n 을 나타낸다. 식 (33)에서 구한 E_y , H_x 를 불연속 경계면 ($z=0$)에서 연속조건에 적용시키면 H -면 불연속 구형 도파관의 경우와 마찬가지로 다음과 같이 연속 방정식을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}
E_y &: \sum_{m=0}^{\infty} k_{zm}^I A_m^I \sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} y (V_m^I + R_m^I) \\
&= \sum_{n=0}^{\infty} k_{zn}^{II} A_n^{II} \sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b_1} y (V_n^{II} + R_n^{II}) \quad (34)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_x &: \sum_{m=0}^{\infty} \left[k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \right] A_m^I \sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} y (V_m^I - R_m^I) \\
&= \sum_{n=0}^{\infty} \left[k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \right] A_n^{II} \sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b_1} y (V_n^{II} - R_n^{II}) \quad (35)
\end{aligned}$$

고유함수의 직교성을 적용하여 식 (34)에 $\sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} y$ 를 곱하여 $x=0$ 에서 a , $y=0$ 에서 b_1 까지 적분하고, 식 (35)에 $\sin \frac{\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b_1} y$ 를 곱하여 $x=0$ 에서 a , $y=0$ 에서 b_1 까지 적분함으로써 다음과 같은 행렬식이 구하여진다.

$$\begin{aligned}
E_y &: V^I + R^I = L_E (V^{II} + R^{II}) \\
H_x &: L_H (V^I - R^I) = V^{II} - R^{II} \quad (36)
\end{aligned}$$

$$(L_E)_{nm} = 2 \sqrt{\frac{k_{zn}^{II}}{b b_1 k_{zm}^I}} \int_0^{b_1} \frac{\cos \frac{m\pi}{b} y \cos \frac{n\pi}{b_1} y}{\sqrt{1 + \delta_{0m}} \sqrt{1 + \delta_{0n}}} dy = (L_H)_{nm}$$

따라서 식 (36)의 관계로부터 식 (20)의 산란계수를 구할 수 있다.

3.3. 이중면 불연속 구형 도파관

도파관 폭이나 높이가 일정한 E-면이나 H-면 불연속 경계면에서 전자계 성분들은 한방향에 대해서만 변화하므로 전자계를 일차원의 무한함으로 표현할

수 있었다. 그러나 이중면 불연속(E -면, H -면)에서는 x 와 y 방향에서 모두 변하므로 전자계가 이중 무한함으로 표현된다.

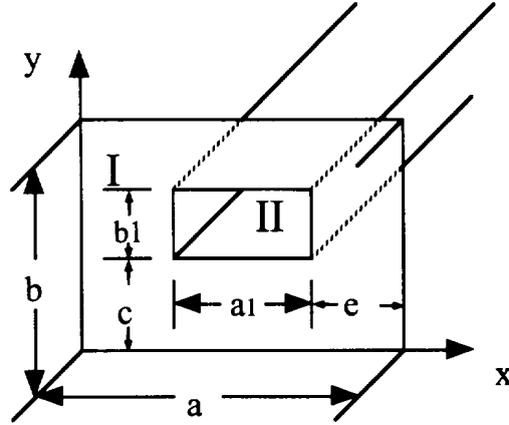


Fig. 7 Geometry of the double-plane steps discontinuity in rectangular waveguide

Fig. 7은 이중면 불연속을 갖는 구형 도파관을 나타내며 파는 z 방향으로 전파하고, 도파관은 무손실, 균일하다고 가정한다. 도파관에서의 전자계는 식 (1)에 x 성분을 갖는 벡터 포텐셜 $\vec{F} = F_x \hat{a}_x$ 를 대입하여 식 (2)와 같은 전자계 성분을 구할 수 있다. 식 (7)로부터 도파관 I과 II영역의 고유모드와 벡터 포텐셜을 구하면 다음과 같다.

$$F_x^I = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn}^I T_{mn}^I (V_{mn}^I e^{-jk_{zmn}^I z} - R_{mn}^I e^{jk_{zmn}^I z}) \quad (37)$$

$$F_x^{II} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} A_{kl}^{II} T_{kl}^{II} (V_{kl}^{II} e^{-jk_{zkl}^{II} z} - R_{kl}^{II} e^{jk_{zkl}^{II} z}) \quad (38)$$

$$k_{zmn}^I = \sqrt{k_0^2 - (k_{xm}^I)^2 - (k_{yn}^I)^2}$$

$$k_{zkl}^{II} = \sqrt{k_o^2 - (k_{xk}^{II})^2 - (k_{yl}^{II})^2}$$

$$k_{xm}^I = \frac{m\pi}{a}, \quad k_{yn}^I = \frac{n\pi}{b}, \quad k_{xk}^{II} = \frac{k\pi}{a_1}, \quad k_{yl}^{II} = \frac{l\pi}{b_1} \quad (39)$$

여기서 k_{xm}^I, k_{yn}^I 는 도파관 I 과 II 영역의 고유모드이며, A_{mn}^I 는 도파관내의 평균전력을 식 (11)의 조건에 대입하여 정규화한 값이고, T_{mn}^I 는 도파관내의 고유함수로서 다음과 같다.

$$A_{mn}^I = 2\sqrt{\frac{\omega\mu_o/k_{zmn}^I}{F^I\{k_o^2 - (k_{xm}^I)^2\}}}$$

$$A_{kl}^{II} = 2\sqrt{\frac{\omega\mu_o/k_{zkl}^{II}}{F^{II}\{k_o^2 - (k_{xk}^{II})^2\}}} \quad (40)$$

$$T_{mn}^I = \sin \frac{m\pi}{a} x \frac{\cos \frac{n\pi}{b} y}{\sqrt{1+\delta_{on}}}$$

$$T_{kl}^{II} = \sin \frac{k\pi}{a_1} (x-e) \frac{\cos \frac{l\pi}{b_1} (y-c)}{\sqrt{1+\delta_{ol}}} \quad (41)$$

따라서 도파관 각 영역에서의 전계가 식 (2)에 벡터 포텐셜 함수를 대입함으로써 구하여 진다.

$$E_y^I = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (-jk_{zmn}^I) A_{mn}^I T_{mn}^I (V_{mn}^I e^{-jk_{zmn}^I z} + R_{mn}^I e^{jk_{zmn}^I z})$$

$$E_z^I = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (k_{yn}^I) A_{mn}^I T_{mn}^I (V_{mn}^I e^{-jk_{zmn}^I z} - R_{mn}^I e^{jk_{zmn}^I z}) \quad (42)$$

$$\begin{aligned}
E_y^H &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} (-jk_{zkl}^H) A_{kl}^H T_{kl}^H (V_{kl}^H e^{-jk_{xkl}^H z} + R_{kl}^H e^{jk_{xkl}^H z}) \\
E_z^H &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} (k_{yl}^H) A_{kl}^H T_{kl}^H (V_{kl}^H e^{-jk_{xkl}^H z} - R_{kl}^H e^{jk_{xkl}^H z})
\end{aligned} \tag{43}$$

$$\begin{aligned}
T_{mnz}^I &= \sin \frac{m\pi}{a} x \frac{\sin \frac{n\pi}{b} y}{\sqrt{1+\delta_{0n}}} \\
T_{klz}^H &= \sin \frac{k\pi}{a_1} (x-e) \frac{\sin \frac{l\pi}{b_1} (y-c)}{\sqrt{1+\delta_{0l}}}
\end{aligned} \tag{44}$$

마찬가지 방법으로 자계를 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
H_x^I &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{j}{\omega\mu_0} (k_0^2 - (k_{xm}^I)^2) A_{mn}^I T_{mn}^I (V_{mn}^I e^{-jk_{zmn}^I} - R_{mn}^I e^{jk_{zmn}^I}) \\
H_y^I &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{-j}{\omega\mu_0} \right) k_{xm}^I k_{yn}^I A_{mn}^I T_{mn}^I (V_{mn}^I e^{-jk_{zmn}^I} - R_{mn}^I e^{jk_{zmn}^I}) \\
H_z^I &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{-1}{\omega\mu_0} \right) k_{xm}^I k_{zmn}^I A_{mn}^I T_{mn}^I (V_{mn}^I e^{-jk_{zmn}^I} + R_{mn}^I e^{jk_{zmn}^I})
\end{aligned} \tag{45}$$

$$\begin{aligned}
H_x^H &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{j}{\omega\mu_0} (k_0^2 - (k_{xk}^H)^2) A_{kl}^H T_{kl}^H (V_{kl}^H e^{-jk_{xkl}^H z} - R_{kl}^H e^{jk_{xkl}^H z}) \\
H_y^H &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{-j}{\omega\mu_0} \right) k_{xk}^H k_{yl}^H A_{kl}^H T_{kl}^H (V_{kl}^H e^{-jk_{xkl}^H z} - R_{kl}^H e^{jk_{xkl}^H z}) \\
H_z^H &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{-1}{\omega\mu_0} \right) k_{xk}^H k_{zkl}^H A_{kl}^H T_{kl}^H (V_{kl}^H e^{-jk_{xkl}^H z} + R_{kl}^H e^{jk_{xkl}^H z})
\end{aligned} \tag{46}$$

$$\begin{aligned}
T_{mny}^I &= \cos \frac{m\pi}{a} x \frac{\sin \frac{n\pi}{b} y}{\sqrt{1+\delta_{0n}}} \\
T_{kly}^H &= \cos \frac{k\pi}{a_1} (x-e) \frac{\sin \frac{l\pi}{b_1} (y-c)}{\sqrt{1+\delta_{0l}}}
\end{aligned} \tag{47}$$

H -면이나 E -면 불연속 경계면의 경우와 마찬가지로 이중면 불연속 경계면에 대해서도 불연속 경계면의 전자계 성분이 연속이어야 한다. 따라서 $z=0$ 에서 E_y , H_x 성분을 정합 시키면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 E_y : E_y^I &= E_y^{II} \\
 \sum_{p=1}^{\infty} (-jk_{zp}^I) A_p^I T_p^I (V_p^I + R_p^I) \\
 &= \sum_{q=1}^{\infty} (-jk_{zq}^{II}) A_q^{II} T_q^{II} (V_q^{II} + R_q^{II}) \quad (48)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_x : H_x^I &= H_x^{II} \\
 \sum_{p=1}^{\infty} \left(\frac{j}{\omega \mu_o} \right) (k_o^2 - (k_{xp}^I)^2) A_p^I T_p^I (V_p^I - R_p^I) \\
 &= \sum_{q=1}^{\infty} \left(\frac{j}{\omega \mu_o} \right) (k_o^2 - (k_{xq}^{II})^2) A_q^{II} T_q^{II} (V_q^{II} - R_q^{II}) \quad (49)
 \end{aligned}$$

이와같은 연속조건을 만족하는 전자계로부터 고유함수의 직교성을 이용하여 다음과 같은 행렬식을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 E_y : V^I + R^I &= L_E (V^{II} + R^{II}) \\
 H_x : L_{H_x} (V^I - R^I) &= (V^{II} - R^{II}) \\
 H_y : L_{H_y} (V^I - R^I) &= (V^{II} - R^{II}) \quad (50)
 \end{aligned}$$

여기서 $[L_E]$, $[L_{H_x}]$, $[L_{H_y}]$ 는 식 (48)과 식 (49)의 연속 조건식으로부터 구해지는 모드정합계수로 다음과 같다.

$$[L_E]_{pq} = \frac{4}{\sqrt{F^I F^{II}}} \sqrt{\frac{k_{zq}^{II} \{k_o^2 - (k_{xp}^I)^2\}}{k_{zp}^I \{k_o^2 - (k_{xq}^{II})^2\}}} \int \int_{F^{II}} T_p^I T_q^{II} dF$$

$$\begin{aligned}
[L_{H_z}]_{qp} &= \frac{4}{\sqrt{F^I F^{II}}} \sqrt{\frac{k_{zq}^{II} \{k_o^2 - (k_{xp}^I)^2\}}{k_{zp}^I \{k_o^2 - (k_{xq}^{II})^2\}}} \int \int_{F^{II}} T_p^I T_q^{II} dF \\
[L_{H_x}]_{qp} &= \frac{4}{\sqrt{F^I F^{II}}} \sqrt{\frac{k_{zq}^{II} \{k_o^2 - (k_{xq}^{II})^2\}}{k_{zp}^I \{k_o^2 - (k_{xp}^I)^2\}}} \frac{k_{xp}^I k_{yp}^I}{k_{xq}^{II} k_{yq}^{II}} \int \int_{F^{II}} T_{py}^I T_{\phi}^{II} dF \quad (51)
\end{aligned}$$

여기서 F^I 과 F^{II} 는 도파관 각 영역의 단면적으로 $a \cdot b$, $a_1 \cdot b_1$ 이며 이 행렬 식으로부터 식 (20)의 산란계수를 구할 수 있다. 그러나 TE_{mn}^x 모드 해석법은 H_y 성분을 무시하고 E_y , H_x 성분만의 정합으로 해석하였기 때문에 공진현상이 일어날 수 있는 아이리스 형태의 도파관과 같은 특별한 경우에 나쁜 결과를 초래할 수 있다. 따라서 다음과 같은 조건에 따라 H_y 성분을 고려해야 한다.

$$[L_H]_{qp} = [L_{H_z}]_{qp} : \text{모드 } p \text{ 또는 } q \text{가 } TE_{m0} \text{ 형태인 경우}$$

$$[L_H]_{qp} = [L_{H_x}]_{qp} : \text{모드 } p \text{ 또는 } q \text{가 } TE_{m0} \text{ 형태가 아닌 경우}$$

여기서 p, q 는 도파관 각 영역의 모드 $(m, n), (k, l)$ 을 나타낸다.



IV. 계산결과 및 고찰

도파관은 폭과 높이가 결정되면 차단 주파수 이상의 신호만을 전송한다. 이와같은 도파관에서 폭이나 높이에 변화가 생기면 불연속 경계면이 존재하고 도파관의 폭만 변하는 H -면 불연속 경계면은 인덕턴스의 특성을 가지며 높이만 변하는 E -면 불연속 경계면은 커패시턴스의 특성을 갖는다. 그리고 폭과 높이가 모두 변하는 이중면 경계면에서는 공진특성을 갖게 된다. 따라서 4.1절에서는 H -면 불연속 구형 도파관, 4.2절은 E -면 불연속 구형 도파관, 4.3절은 이중면 불연속 구형 도파관의 특성에 대하여 계산한 결과를 고찰한다.

4.1. H -면 불연속 구형 도파관

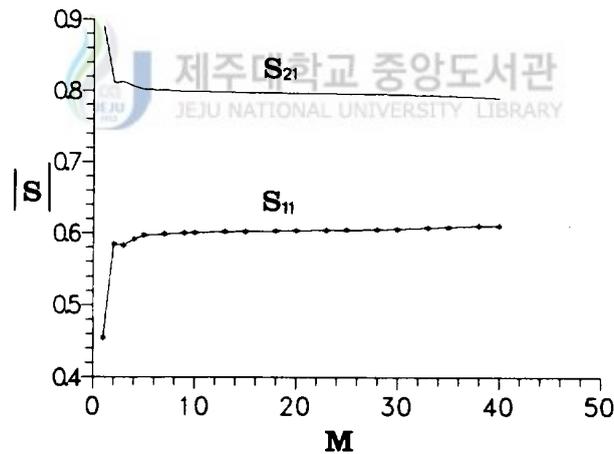


Fig. 8 Convergence behavior for the H -plane step discontinuity in rectangular waveguide
($a=19.5$ mm, $b=9.75$ mm, $a_1=6.8$ mm, $f=12$ GHz)

Fig. 8은 $a = 19.5 \text{ mm}$, $b = 9.75 \text{ mm}$, $a_1 = 6.8 \text{ mm}$ 인 구형도파관에서의 산란계수들의 상대수렴율을 나타낸 것으로 주파수가 12GHz일때 기본모드에서 고차모드를 많이 고려할수록 반사계수와 전송계수의 값이 각각 0.62와 0.78에 수렴함을 볼 수 있다.

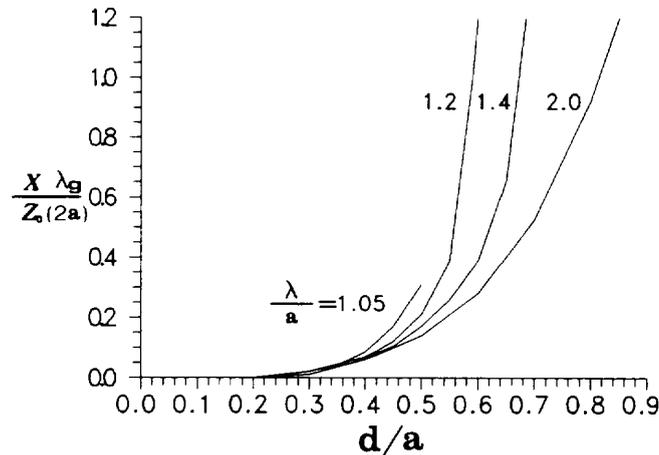


Fig. 9 Reactance of the H-plane change of cross-section by Marcuvitz

Fig. 9는 Marcuvitz에 의한 계산결과로 도파관 폭의 변화와 파장에 따라 변하는 등가 리액턴스를 나타낸다. 도파관 폭의 변화가 커질수록 등가 리액턴스의 값이 커지는 것을 알 수 있고 같은 폭의 비에 대해서 주파수가 커질수록 등가 리액턴스의 값이 커짐을 알 수 있다.

Fig. 10은 모드 해석법으로 계산한 반사계수로부터 등가 리액턴스를 구한 것으로 Marcuvitz의 결과와 거의 같음을 볼 수 있다.

Fig. 11은 고차모드의 수를 10까지 고려하여 계산한 결과이며, 기본모드만을 고려한 경우와 고차모드를 2, 10까지 고려한 경우 리액턴스의 값에서 차이가 있고 고차모드를 많이 고려 할수록 등가 리액턴스의 값이 작아진다.

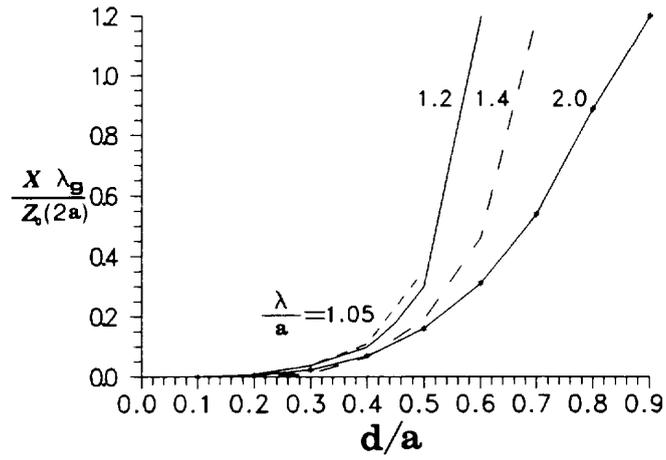


Fig. 10 Reactance of the H-plane change of cross-section by TE_{mn}^x mode analysis

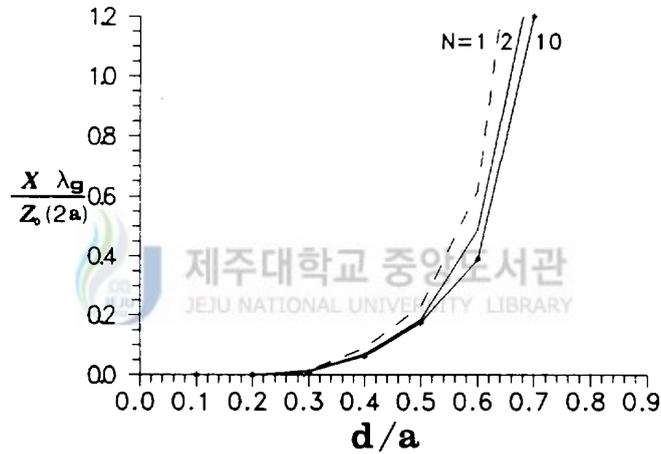


Fig. 11 Reactance of the H-plane change of cross-section for the number of higher order modes considered

4.2. E-면 불연속 구형 도파관

Fig. 12는 E-면 불연속 구형 도파관 ($a = 25.4 \text{ mm}$, $b = 12.7 \text{ mm}$)에서 주파수가

12GHz일때 고차모드수에 따른 반사계수의 변화를 나타낸 것이다. 고차모드를 많이 고려할수록 반사계수의 값이 점점 큰 값으로 수렴하고 전송계수의 값이 점점 작은 값으로 수렴한다.

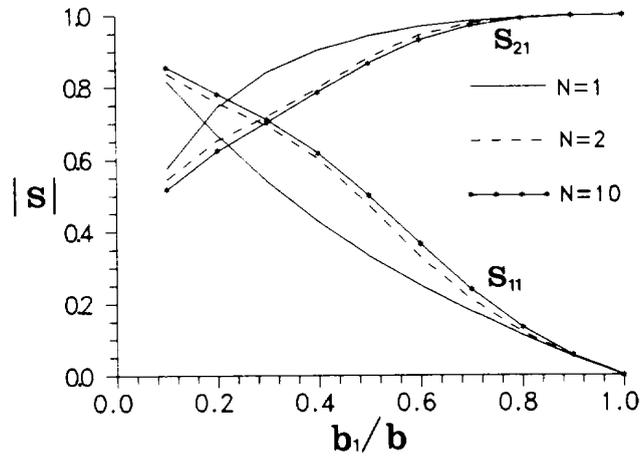


Fig. 12 Scattering coefficients of the E-plane change of cross-section for the number of higher order modes considered

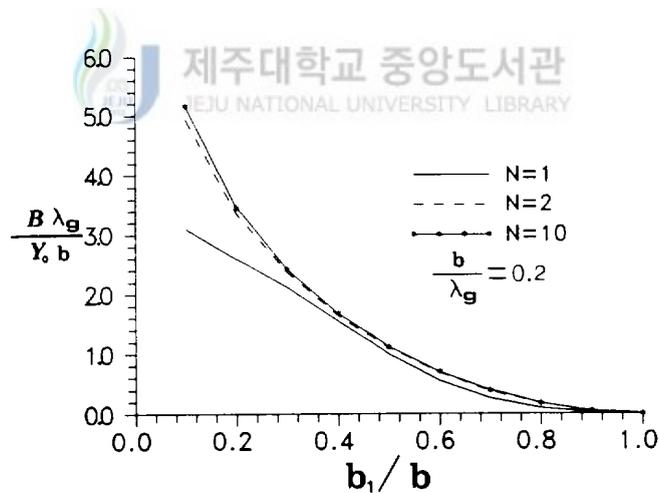


Fig. 13 Susceptance of the E-plane change of cross-section for the number of higher order modes considered

Fig. 13은 E-면 불연속 구형 도파관 ($a = 22.9 \text{ mm}$, $b = 16.35 \text{ mm}$)에서 주파수가 8.2GHz일때 불연속 경계면에서 구한 반사계수로부터 서셉턴스를 구한것으로 도파관 높이의 변화가 커질수록 서셉턴스의 값이 작아지고 고차모드를 많이 고려할수록 서셉턴스의 값이 커진다.

4.3. 이중면(E-면, H-면) 불연속 구형 도파관

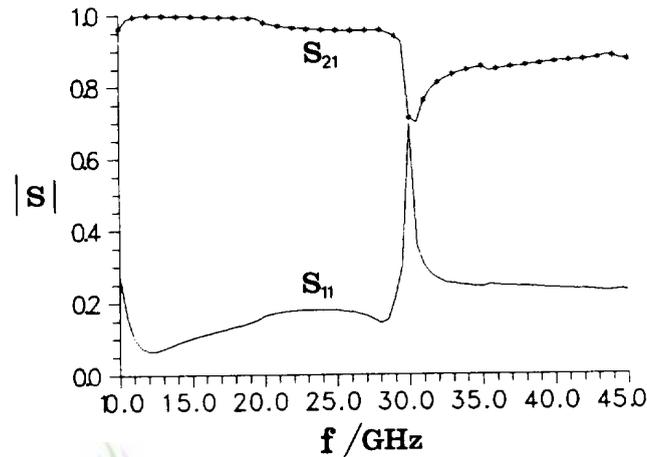


Fig. 14 Scattering coefficients of double-plane steps discontinuity from a X-band to Ku-band
($a = 22.9 \text{ mm}$, $b = 7.9 \text{ mm}$, $a_1 = 15.8 \text{ mm}$, $b_1 = 7.9 \text{ mm}$)

Fig. 14는 X-밴드 ($a = 22.9 \text{ mm}$, $b = 10.2 \text{ mm}$) 도파관에서 Ku-밴드 ($a_1 = 15.8 \text{ mm}$, $b_1 = 7.9 \text{ mm}$) 도파관으로 연결되는 이중면 불연속 구형 도파관의 산란특성을 나타낸다. 12GHz에서 20GHz 사이에서 전송계수의 값이 크고 30GHz 부근에서 반사계수의 값이 현저하게 증가하며 30GHz이후의 차단특성은 두번째 고차모드 (TE_{20})의 특성을 나타낸다.

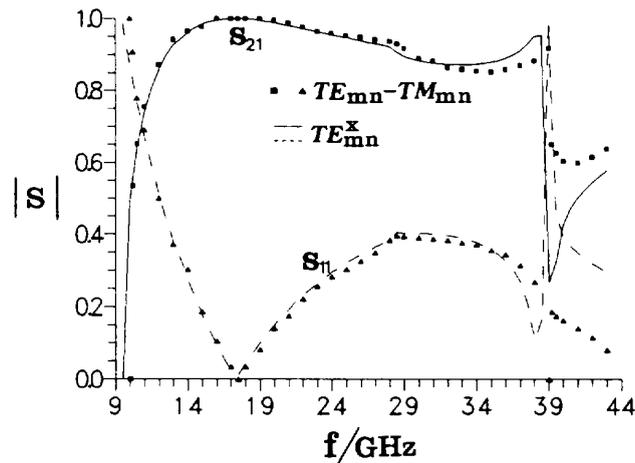


Fig. 15 Scattering coefficients of resonant iris with finite thickness t
 ($a=15.8\text{ mm}$, $b=7.9\text{ mm}$, $a_1=11.17\text{ mm}$, $b_1=5.59\text{ mm}$, $t=2.0\text{ mm}$)

Fig. 15는 Ku -밴드에서 $a_1=11.17\text{ mm}$, $b_1=5.59\text{ mm}$ 도파관으로 연결되는 불연속 경계면에 두께가 2.0 mm 인 아이리스를 삽입한 경우로 17.5 GHz 부근에서 공진 현상이 발생하고 30 GHz 에서 뚜렷한 차단특성을 보인다. 40 GHz 부근에서 산란계수의 현저한 차이는 두번째 고차모드의 차단특성을 나타내며 TE_{mn}^x 나 $TE_{mn}-TM_{mn}$ 모드 해석법으로 산란계수를 구하기 위해서는 고차모드를 포함한 산란행렬의 역행렬을 구해야만 한다. 고차모드를 28개 고려하여 산란계수를 구할 때 산란행렬의 크기는 TE_{mn}^x 모드 해석법에서는 $[28 \times 28]$, $TE_{mn}-TM_{mn}$ 모드 해석법에서는 $[56 \times 56]$ 이 되기 때문에 행렬의 크기가 작은 TE_{mn}^x 모드 해석법의 계산시간이 현저하게 단축된다.

Fig. 16은 $WR28$ 도파관에 $a_1=4.0\text{ mm}$, $b_1=1.0\text{ mm}$ 인 도파관으로 연결되는 두께가 0.5 mm 인 아이리스를 삽입한 경우의 산란계수를 구한 것으로 39.0 GHz 에서 공진특성이 나타나며 Fig. 17은 Fig. 16의 산란계수로부터 구한 반사손실로

Bornemann의 결과와 일치한다.

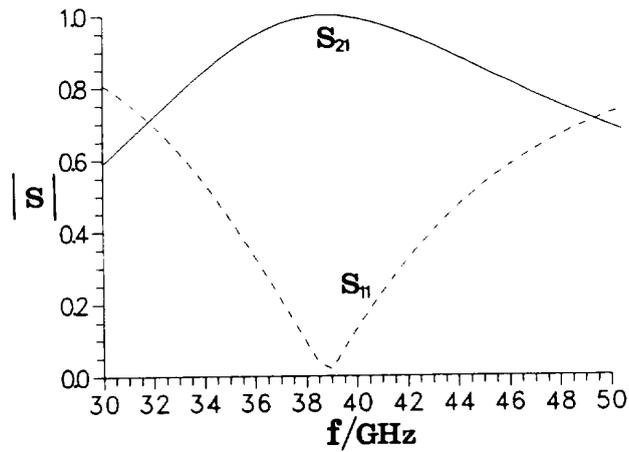


Fig. 16 Scattering coefficients of resonant iris with finite thickness t
 ($a=7.112$ mm, $b=3.556$ mm, $a_1=4.0$ mm, $b_1=1.0$ mm, $t=0.5$ mm)

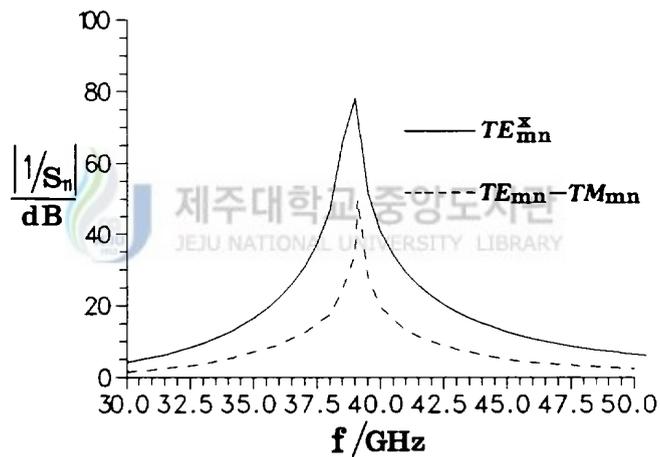


Fig. 17 Return loss of resonant iris with finite thickness t
 ($a=7.112$ mm, $b=3.556$ mm, $a_1=4.0$ mm, $b_1=1.0$ mm, $t=0.5$ mm)

V. 결론

도파관내에 불연속이 존재할 때 TE_{mn}^x 모드 해석법을 적용하여 불연속 경계면의 특성을 해석하였다. H -면 불연속 경계면에 대해 모드 해석법을 이용하여 불연속 경계면의 등가 리액턴스를 구한 결과 도파관의 폭의 변화에 따라 등가 리액턴스값이 변화함을 알 수 있었고, 같은 조건하에서 고려한 고차모드의 수에 따라서도 등가 리액턴스가 변함을 알 수 있었다. 그리고 Marcuvitz가 구한 등가 리액턴스와 비교하여 이론의 타당성을 입증하였다.

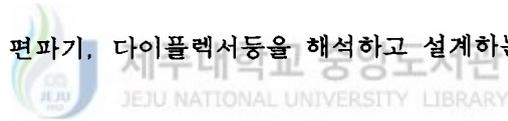
E -면 불연속면에 대해서도 H -면 불연속 경계면의 경우와 마찬가지로 방법으로 해석하였고, 그 결과 도파관의 높이의 변화에 따라 등가 서셉턴스가 변하는 특성을 알 수 있었다. H -면과 마찬가지로 고차모드를 고려함에 따라 등가 서셉턴스값이 변화함을 알 수 있었다. 이와같은 H -면, E -면 도파관의 불연속 경계면은 각각 인덕터와 커패시터의 특성을 갖기 때문에 도파관내에 H -면, E -면 불연속 특성을 동시에 적용하면 특정주파수에서 공진특성을 가질 수 있다.

이중면 불연속 구형 도파관의 경우 28개의 고차모드를 고려하여 X -밴드에서 Ku -밴드 도파관으로 접속되는 이중면 불연속 경계면의 산란계수를 구하였고, Ku -밴드에서 $a_1 = 11.17 \text{ mm}$, $b_1 = 5.59 \text{ mm}$ 로 연결되는 두께가 2.0 mm 인 경우의 아이리스에 대해서 산란계수를 구한 결과 17.5 GHz 에서 공진현상이 발생하였다. 이것은 $TE_{mn} - TM_{mn}$ 모드 해석법을 이용한 Patzelt의 결과와 일치하였다. 그리고 $WR28$ 도파관에서 $a_1 = 4.0 \text{ mm}$, $b_1 = 1.0 \text{ mm}$ 로 연결되고 두께가 0.5 mm 인 아이리스에 대한 산란계수를 구하여 반사손실을 계산 하였으며 $TE_{mn} - TM_{mn}$

모드 해석법으로 구한 Bornemann의 결과와 비교하였다. 이와같은 TE_{mn}^x 모드 해석법은 $TE_{mn} - TM_{mn}$ 모드 해석법과 비교할 때 같은 결과를 얻기 위하여 산란행렬의 크기를 50%로 줄일 수 있기 때문에 컴퓨터 기억용량과 계산시간이 감소하는 이점이 있다.

이중면 불연속 구형 도파관의 산란특성을 해석하기 위해서는 고유모드 함수를 구하기 위한 이중 적분과 산란계수를 구하기 위한 복소 행렬의 역행렬을 구하는 수치 계산 과정이 필수적이다. 이 계산 과정에서 이중 적분 구간을 나누는 표본수에 따라 구하고자 하는 적분값에 차이가 있고, 복소 역행렬을 구하는 수치계산 과정에서의 오차 또한 무시할 수 없다. 따라서 앞으로 적분값의 정확도를 향상시키기 위한 방법과 역행렬을 구하는 과정에서 오차를 줄이기 위한 오차 보상법의 연구가 필요하다.

앞으로의 연구는 이와같은 이중면 불연속 구형 도파관의 특성을 이용하여 치수가 다른 도파관을 다단으로 접속함으로써 임피던스 변환기를 설계하고, 계단형 불연속 도파관 여파기를 설계하는데 이용이 가능하며 또한 계단형 불연속 구형 혼 안테나, 편파기, 다이플렉서등을 해석하고 설계하는데 응용할 수 있을 것이다.



참 고 문 헌

- Arndt, F., I. Ahrens, U. Papziner, U. Wiechmann and R. Wilkeit. 1987. Optimized E-plane T-junction Series Power Dividers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-35. 1052-1059.
- Bornemann, J. and F. Arndt. 1987. Modal S-Matrix Design of Optimum Stepped Rigid and Finned Waveguide Transformers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-35. 561-567.
- Bornemann, J. and R. Vahldieck. 1990. Characterization of a Class of Waveguide Discontinuities Using a Modified TE_{mn}^x Mode Approach. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-38. 1816-1822.
- Collin, R. E. 1990, Field Theory of Guided Waves, IEEE PRESS, New York, pp. 547-598.
- Collin, R. E. 1992, Foundations For Microwave Engineering, McGraw-Hill.
- Dittloff, J. and F. Arndt. 1989. Rigorous Field Theory Design of Millimeter-wave E-plane Integrated Circuit Multiplexers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-37. 340-350.
- Dragone, C. 1985. A Rectangular Horn of Four Corrugated Plates. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-33. 160-164.
- Esteban, J. and J. M. Rebollar, 1991. Characterization of Corrugated Waveguide by Modal Analysis. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-39. 937-943.

- Harrington, R. F. 1961, Time-Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill, Newyork.
- Helsenajn, J. 1992, Microwave Engineering : Passive, Active and Non-Reciprocal Circuits, McGraw-Hill.
- Itoh, T. 1989, Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures, John Wiley & Sons, pp. 622-636.
- Kong, K. S. and T. Itoh. 1989. Computer-Aided Design of Evanescent mode Waveguide Bandpass Filter with Nontouching E-Plane Fins. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-37. 404-412.
- Marcuvitz, N. 1951, Waveguide Handbook, McGraw-Hill, New York, pp. 251-272.
- Patzelt, H. and F. Arndt. 1982. Double-Plane Steps in Rectangular Waveguides and their Application for Transformers, Irises, and Filters. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-30. 771-776.
- Pozar, D. M. 1990, Microwave Engineering, Addison-Wesley.
- Tucholke, U., F. Arndt and T. Wriedt. 1986. Field Theory Design of Square Waveguide Iris Polarizer. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. MTT-34. 156-160.
- Uher, J., J. Bornemann and U. Rosenberg, 1993, Waveguide Components for Antenna Feed Systems : Theory and CAD, Artech House, pp. 32-37.

본 논문과 관련된 저자의 발표 논문

1. 학술대회 논문집

1). 강부식, 강진식, 장재성, “ H -평면 불연속 구형 도파관의 특성 해석”,

한국통신학회 대한전자공학회 제주지부 합동학술발표 논문집, pp. 14-17, 1993



感謝의 글

본 論文이 結實을 맺기까지 細心한 配慮와 指導를 해주신 指導教授 張 宰成 教授님께 眞心으로 感謝드리며 여러모로 도움을 주시고 論文의 내용을 더욱 忠實하게 해주신 李 鎔鶴 教授님, 金 興洙 教授님, 文 建 教授님, 林 載允 教授님께 깊은 感謝를 드립니다. 그리고 곁에서 형님처럼 激勵와 後援을 주신 梁 斗榮 教授님, 康 鎭植 教授님께 感謝를 드리며 늦은 시간까지 학교에 계시면서 많은 助言을 주신 化學工學科 李 相白 教授님께도 感謝를 드립니다.

항상 率直한 討論과 어려움을 克服하는데 힘이 되어준 高 興眞 先輩님, 李 起台 先輩님께 感謝를 드립니다.

研究室에서 잡다한 일을 마다 않고 처리해 준 後輩 保成, 權益, 青旻에게 고마움을 표하고 原稿整理를 하는데 많은 도움을 준 性旭과 亨美에게 고마운 마음을 전합니다.

끝으로 오늘이 있기까지 獻身的인 사랑과 精誠으로 보살펴 주신 父母님, 妹兄, 누님, 동생 助植 그리고 주님께 기도로서 祝福을 祈願해 주신 마리안나 修女님과 막시밀리안 修女님, 사랑스러운 조카 쟈마, 미카엘과 함께 이 論文이 完成된 기쁨을 나누고 싶습니다.