

# 薄膜型 光導波管에서 異方性 媒質에 의한 TE-TM 모드 變換

## (TE-TM Mode Conversion in Thin-Film Optical Waveguides with Gyrotropic and Anisotropic Materials)

鄭 相 九\*, 元 永 喜\*

(Sang-Koo Chung and Young-Hee Won)

### 要 約

집적광학용 광도파관에 전기광 효과 혹은 자기광 효과를 나타내는 이방성 매질을 사용할 때 매질성수 및 박막두께등 광학적 변수가 모드 변환에 미치는 영향을 엄밀한 파동광학의 접근 방법으로 조사하여 어떠한 박막형 광도파관 구조에도 적용될 수 있는 일반적인 해석방법을 제시하였다.

균일한 이방성 매질에서의 고유 모드와 그 구성성분 및 위상속도를 먼저 결정하고 그 결과를 이용하여 박막형 광도파관에서의 고유 모드 성분에 대한 위상 특성식을 구하였고 전자파의 진행방향에 대한 모드 성분의 변화를 Jones 행렬 형태로 표시하여 박막형 광도파관에서 모드 변환의 조건과 그 변환율이 Bulk 매질에서와는 차이를 나타내었다.

### Abstract

Wave propagation in gyrotropic or anisotropic medium is analyzed in terms of the eigenmodes of the medium, which are admixture of TE and TM waves. The field composition and the phase velocity of the modes are also determined.

The results of the analysis are applied to thin film optical waveguide using such medium as substrate and/or film.

Based on the characteristic equations for phase constants of the waveguide, the condition for TE-TM mode conversion is derived, and wave propagation in the guide is represented in the form of Jones matrix, which allows a new interpretation in the conversion efficiency of the thin-film optical waveguides.

### I. 序 論

레이저(laser) 및 발광 다이오드(LED) 발전으로  
광섬유(optical fiber)나 평면 박막형 광도파관

(thin film optical waveguide)을 통과하면서 전파해  
나갈때 그 선파특성과 매질의 기하학적 구조 및 매질  
성수간의 연관성에 대한 연구가 많은 관심을 끌고 있  
다. [1~7]

집적회로의 기술을 평면 박막형 광도파관에 이용하  
고져 하는 집적광학(integrated optics)<sup>[1]</sup>에서는 광  
의 파장에 비교될 만한 두께를 갖는 박막층을 진행하  
는 광에 대한 여러 가지 변환작용, 즉 변조, 모드변  
환, 스위치, 기타 제어작용을 수행하는 광학 제어장  
치도 평면 박막형으로 구성되는 것이 요망된다.

\* 正會員, 亞洲大學校 工學大學 電子工學科  
(Dept. of Elec. Eng., College of Eng., Ajou Univ.)  
接受日字: 1982年 5月 27日  
(※ 本 研究는 文敎部 學術研究 助成費에 依하여  
이루어진 것임.)

박막형 광도파관은 기판(substrate), 박막(film) 그리고 박막상층(top layer)이 각각 다른 굴절율을 가지며 이중에서 박막이 가장 큰 굴절율을 갖도록 구성되어 있다. 박막내에서의 전자파는 박막의 축방향으로 진행되는 파와 박막에 수직으로 진동하는 파의 합성으로 이루어지며 박막상층 매질에서는 지수함수로 감쇠하는 파(evanescent wave)로 진행한다.

따라서 박막형 광도파관에서는 박막뿐만 아니라 박막상층 매질의 매질정수 및 박막두께에 따라 박막내의 진행파는 영향을 받게 되며 진행파의 파장에 비하여 훨씬 큰 두께의 매질(bulk 상태)속을 광이 통과할 때와는 근본적으로 다른 성질을 갖게 된다.

광도파관의 박막이나 기판 혹은 박막상층 매질층 어느 것이든 전기광 효과(electro-optic effects) 혹은 자기광 효과(magneto-optic effects)를 갖는 이방성 매질로 구성되면 진행파 모드(mode) 간에 간섭이 생기게 되어 광도파관의 전파특성에 변화를 줄 수 있으며 이것을 이용하려는 연구가 많이 되어 왔다.<sup>[2~7]</sup>

광도파관에서의 광의 전파특성 및 모드변화에 대한 지금까지의 이론적 해석 방법을 크게 다음 두가지로 분류할 수 있다.

1. 모드 결합 이론<sup>[2,3,4]</sup>(Coupled Mode Theory)

광도파관을 구성하는 각층의 매질에 대한 각각의 유전율 텐서에서 대각선항(diagonal term)들만 존재한다고 볼때의 전파모드를 기본 모드라하여 TE 및 TM으로 구분하고 기타항들(off-diagonal terms)을 섭동(perturbation)으로 간주하여 실제의 모드는 기본 모드의 혼합으로 이루어진다고 생각하여 섭동 이론을 적용한 방법이다. 박막의 수직 방향에서 기본 모드의 성분들이 섭동항과 이루는 중첩적분(overlap integral)으로 결합계수(coupling coefficient)를 결성하여 광도파관내의 진행파를 사실상 평면파로 취급할 수 있게 함으로서 모드간의 결합에 대한 간결한 결합식(coupling equation)은 주지만 근본적으로 근사식일 뿐만 아니라 모드 결합식의 전자파 각 성분간의 관계를 설명할 수가 없는 결점이 있다.

2. 고유 모드 이론<sup>[6]</sup>(Eigenmode Theory)

매질 정수에 의해 결정되는 두개의 고유 모드를 구하고 각 모드의 TE 성분과 TM 성분의 혼합비를 결성한다. 도파관내의 진행파에 대해서는 파동광학적 혹은 기하광학적 접근 방법을 사용하며 혼합 모드의 성분비 및 가장 중요한 모드 결합 조건을 기하 광학적 접근방법으로 결정한다. 따라서 기하광학을 사용한 근

사 방법이라 할 수 있다. 그리고 기판 매질에서의 모드 결합을 취급하였기 때문에 일반적인 도파관 구조에 대한 이론의 확장 적용이 어렵다.

본 논문에서는 고유 모드 이론의 이러한 결점을 극복하여 엄밀한 파동광학적 접근 방법으로 고유 모드를 결정하고 각 고유 모드의 위상 속도에 대한 전체 성분의 비를 구했으며 그결과 모드 변환시의 전체 성분간의 관계를 명확히 할 수 있었다. 그리고 광도파관의 기판, 박막 및 박막상층 가운데 어느층이 이방성 결합매질로 구성되든 관계없이 일반적인 광도파관 구조에 적용할 수 있는 해석 방법을 제시하였다.

II. 광도파관과 매질 정수

그림 1에 두께 d의 박막, 기판 그리고 박막상층으로 구성된 광도파관을 나타내었다. 여기서 도파관은 y 축으로는 변화가 없다고 가정하였다.

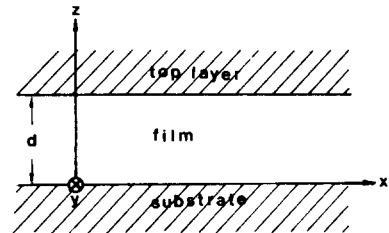


그림 1. 광도파관  
Fig. 1. Thin-film optical waveguide.

광도파관을 구성하고 있는 각층 매질의 투자율은 진공에서의 값,  $\mu_0$ 을 가지는 반면 유전율은 일반적으로 이방성 매질의 감수율 텐서

$$[\tilde{\epsilon}_i] = \epsilon_0 [\tilde{K}_i] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} K_{xx1} & K_{xy1} & K_{xz1} \\ K_{xy1}^* & K_{yy1} & K_{yz1} \\ K_{xz1}^* & K_{yz1}^* & K_{zz1} \end{bmatrix} \quad (1)$$

로 나타낼 수 있다.

여기서  $\epsilon_0$ 는 진공에서의 유전율이고 \*표는 공액 복소수를 의미한다

또  $i=s, f$  혹은  $t$ 인데 각각 기판, 박막 혹은 박막상층 매질을 지시하지만 특별히 구별할 필요가 있을 경우에만 사용하기로 한다.

감수율 텐서(K)는 매질이 전연 손실이 없으면 Hermitian이 되며 또한 순수 이방성 매질에서는 대칭텐서가 되고 그 성분은 모두 실수로 나타내며 자성체 매질에서는 대각선 항은 실수로, 비대각선항은 모두 허수로 나타낸다.<sup>[4]</sup>

한편 그림 1에서처럼 전자파의 진행방향을 x 축으로 택할때 감수율 텐서의 비대각선 성분중  $K_{xy}=K_{xz}=0, K_{yz} \neq 0$ 인 경우를 매질이 종형(longitudinal configuration)으로 되어 있다고 하고  $\vec{K}_{xz} = \vec{K}_{yz} = 0, K_{xy} \neq 0$ 인 경우를 극형(polar configuration)으로 되어 있다고 한다.

III. 균일한 이방성매질에서의 고유 모드

(1)식의 감수율 텐사를 갖는 균일한 매질속을 전자파가 전파되어 나간다고 생각하자, 전체  $\vec{E}$ 와 전체 $\vec{H}$ 는 다음의 맥스웰 방정식

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \dot{\vec{H}} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 [\tilde{K}] \dot{\vec{E}} \quad (3)$$

을 만족하여야 한다.

여기서  $\cdot$ 는 시간에 대한 미분을 나타낸다. (2)식과 (3)식으로부터 파동 방정식

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \epsilon_0 \mu_0 [\tilde{K}] \ddot{\vec{E}} = 0 \quad (4)$$

을 얻는다. (1)식으로 주어진 감수율 텐서의 비대각선항 가운데 어느 하나라도 존재하면 (4)식을 만족하는 전체의 성분간에 결합이 일어남을 알수 있다.

즉,  $E_y$ 를 TE모드 그리고  $E_z$ 와  $E_x$ 을 TM모드의 전체 성분으로 보면 (1) 식으로 주어진 매질에서는 TE와 TM 성분간에 결합이 생기게 됨으로 이러한 매질에서의 고유 모드는 TE와 TM의 혼합인 복합 모드(hybrid mode)가 된다.

(4) 식을 만족하는 전체가 다음의 함수관계

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (5)$$

를 갖는다고 하자 여기서  $\omega$ 는 각 주파수이고 전파상수 벡터  $\vec{k}$  및 위치 벡터  $\vec{r}$ 는 각각 다음식으로 주어진다.

$$\vec{k} = k_x \hat{i} + k_y \hat{j} + k_z \hat{k} \quad (6)$$

$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \quad (7)$$

(5)식을 (4)식에 대입하면

$$k^2 \vec{E} - \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) - k_0^2 [\tilde{K}] \vec{E} = 0 \quad (8)$$

을 얻는데 이를 텐사식으로 고쳐 쓰면

$$(k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - k_0^2 K_{ij}) E_j = 0 \quad (9)$$

이 된다.

여기서  $i$ 와  $j$ 는  $x, y$  및  $z$ 축을 나타내며  $\delta_{ij}$ 는 kro-necker 함수이고,  $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ 이다. (9)식에서 감

수율 텐서의 성분  $K_{ij}$ 에 따라  $E_x, E_y$  및  $E_z$ 에 대한 각기 다른 연립방정식을 얻을 수 있음을 알 수 있다. 가장 간단한 예로써 종형매질 및 극형매질에 대하여 고찰하기로 한다.

1. 종형매질

1) 종형 매질에서의 복합 모드

종형 매질에서의 감수율 텐사는 다음과 같다.

$$[\tilde{K}] = \begin{pmatrix} K_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & K_{yy} & K_{yz} \\ 0 & K_{yz}^* & K_{zz} \end{pmatrix} \quad (10)$$

(10) 식을 (9) 식에 대입하면 전체 성분에 대한 다음의 연립방정식

$$\begin{pmatrix} k_x^2 - k_0^2 K_{xx} & 0 & -k_x k_z \\ 0 & k_x^2 + k_z^2 - k_0^2 K_{yy} & -k_0^2 K_{yz} \\ -k_x k_z & -k_0^2 K_{yz}^* & k_x^2 - k_0^2 K_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (11)$$

을 얻는다 전체 성분에 관계없이 (11)식이 성립되기 위해서는 (11)식의 행렬식  $\Delta = 0$  이어야 하며 따라서 다음의 관계를 얻을 수 있다.

$$g^2_{\ell} = \frac{1}{2K_{zz}} \{ K_{zz}(K_{xx} + K_{yy}) - \beta_{\ell}^2 (K_{xx} + K_{zz}) - |K_{yz}|^2 \pm ([K_{zz}(K_{xx} - K_{yy}) + \beta_{\ell}^2 (K_{zz} - K_{xx})]^2 + 2|K_{yz}|^2 [K_{zz}(K_{xx} - K_{yy}) + \beta_{\ell}^2 (K_{xx} + K_{zz}) + 1/2 |K_{yz}|^2])^{1/2} \} \quad (12)$$

여여기서  $g = k_z/k_0$ 이고,  $\beta = k_x/k_0$ 이다. 또한  $\ell$ 은 (12)식에서 + 및 -에 따라 두 개의 값을 갖는 것을 구별하기 위한 것으로 (12)식에서 +를 택할 때는  $\ell = a$ 이고  $a$ 모드라 하며 이에 해당하는 값들을  $g_a$  및  $\beta_a$ 로 표시한다. 반대로 (12)식에서 -를 택할 때는  $\ell = b$ 가 되고  $b$ 모드라 부르며 이에 해당하는 (12)식의 값들을  $g_b$  및  $\beta_b$ 로 나타낸다.

감수율 텐사의 성분 가운데 결합항  $K_{yz}$ 가 대각선항에 비하여 무시될 수 있을 만큼 작은 값을 가지는 경우에는 다음의 근사식으로 (12)식은 나타낼 수 있다.

$$g_a^2 = K_{xx} - \frac{K_{xx}}{K_{zz}} \beta_a^2 + |K_{yz}|^2$$

$$\frac{\frac{K_{xx}}{K_{zz}} \beta_a^2}{(K_{zz} - K_{xx}) \beta_a^2 + K_{zz} (K_{xx} - K_{yy})} \quad (13)$$

$$g_b^2 = K_{yy} - \beta_b^2 - |K_{yz}|^2$$

$$\frac{\beta_b^2 + (K_{xx} - K_{yy})}{(K_{zz} - K_{xx}) \beta_b^2 + K_{zz} (K_{xx} - K_{yy})} \quad (14)$$

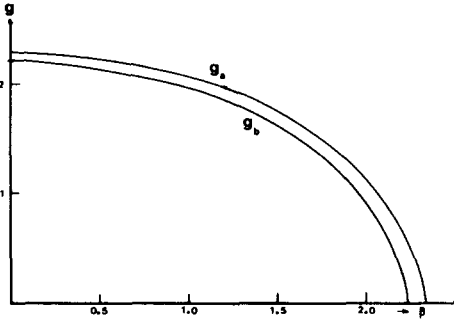


그림 2. LiNbO<sub>3</sub>에서 두 복합 모드의 위상 속도 관계  
Fig. 2. Relation of normalized phase constants  $g$  and  $\beta$  for hybrid modes of LiNbO<sub>3</sub>.

그림 2는 LiNbO<sub>3</sub>에서의  $g$ 와  $\beta$ 의 관계를 나타낸다. 여기서  $K_{xx} = K_{zz} = 5.23$ ,  $K_{yy} = 4.84$ ,  $K_{yz} = 6.74 \times 10^{-3}$ 이다.

2) 복합 모드에서의 TE 성분과 TM 성분  
종형 매질에서의 두 복합모드 즉, a 및 b모드를 (5)식에 적용하면

$$\vec{E}^\ell = \vec{E}_0^\ell \exp j[\omega t - k_0 (g_\ell z + \beta_\ell x)] \quad (15)$$

을 얻는다. 여기서  $\ell = a$  혹은  $b$ 이다.

한 모드내의 TE 성분과 TM 성분간의 관계를 보기 위하여 (11)식을 고쳐쓰면 다음 식을 얻는다.

$$\begin{pmatrix} g^2_\ell - K_{xx} & 0 & -\beta_\ell g_\ell \\ 0 & g^2_\ell + \beta^2_\ell - K_{yy} & -K_{yz} \\ -\beta_\ell g_\ell & -K_{yz}^* & \beta^2_\ell - K_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^\ell \\ E_y^\ell \\ E_z^\ell \end{pmatrix} = 0 \quad (16)$$

(16)식으로 부터 우리는 다음의 관계식을 얻을 수 있다.

$$\alpha_\ell = \frac{E_z^\ell}{E_y^\ell} = \frac{g^2_\ell + \beta^2_\ell - K_{yy}}{K_{yz}} \quad (17)$$

$$= \frac{K_{yz}^*}{(\beta^2_\ell - K_{zz}) - \frac{\beta^2_\ell g^2_\ell}{g^2_\ell - K_{xx}}} \quad (18)$$

$$r_\ell = \frac{E_x^\ell}{E_z^\ell} = \frac{\beta_\ell \cdot g_\ell}{g^2_\ell - K_{xx}} \quad (19)$$

(18)식은 (16)식의 행렬식  $\Delta = 0$ 에서 얻어진 것이다. 한 모드내의 TE 성분은  $E_y$  그리고 TM 성분은  $E_z$   $E_x$ 이므로 TE 성분과 TM 성분의 비  $P_\ell$ 은

$$P_\ell = \frac{TM^\ell}{TE^\ell} = \frac{E_z^\ell + E_x^\ell}{E_y^\ell} = \alpha_\ell \sqrt{1 + r_\ell^2} \angle \tan^{-1} r_\ell \quad (20)$$

가 된다. 단 여기서 TM 성분의 방향각  $\tan^{-1} r_\ell$ 은 TM 성분이  $z$ 축과 이루는 각을 나타낸다.

감수율 텐서 성분의 결합항  $K_{yz}$ 가 다른 항에 비하여 매우 작은 값을 나타낼 경우의 근사식은 다음과 같다.

$$\alpha_a \approx \frac{K_{xx} - K_{yy} + \beta_a^2 (1 - K_{xx}/K_{zz})}{K_{yz}} \quad (21)$$

$$\alpha_b \approx -K_{yz}^* \frac{\beta_b^2 + (K_{xx} - K_{yy})}{\beta_b^2 (K_{zz} - K_{xx}) + K_{zz} (K_{xx} - K_{yy})} \quad (22)$$

$$r_a^2 = \frac{K_{zz}}{K_{xx}} \frac{K_{zz} - \beta_a^2}{\beta_a^2} \quad (23)$$

$$r_b^2 = \beta_b^2 \frac{K_{yy} - \beta_b^2}{(K_{yy} - K_{xx} - \beta_b^2)^2} \quad (24)$$

(21)식에서 (24)식을 통하여 우리는 다음과 같이 a 및 b모드에 대한 결론을 얻을 수 있다.

i)  $\alpha_a$ 는 아주 큰값이 되며 따라서  $P_a$ 도 큰 값을 가지므로 a모드는 TM에 가까운 모드이다.

ii)  $\alpha_b$ 는 아주 작은 값이며  $r_b^2$ 도 유한한 값이므로  $P_b$ 는 작은 값이다. 따라서 b모드는 TE에 가까운 모드이다.

한편  $K_{yz} = 0$  즉, 매질이 순수이방성을 나타낼 경우에는 (13)식의  $g_a^2$ 를 (16)식에 대입하면  $E_x^a = 0$ 을 얻으며 (14)식의  $g_b^2$ 를 (16)식에 대입하여  $E_x^b = E_z^b = 0$ 을 얻게 됨으로 a모드는 순수 TM 그리고 b모드는 순수 TE임을 알 수 있다.

그림 3, 4 및 5는 LiNbO<sub>3</sub>매질에서  $\beta$ 의 변화에 따른  $\alpha$ ,  $r$  및  $P$ 값의 변화를 a 및 b모드에 대해 보여 준다.

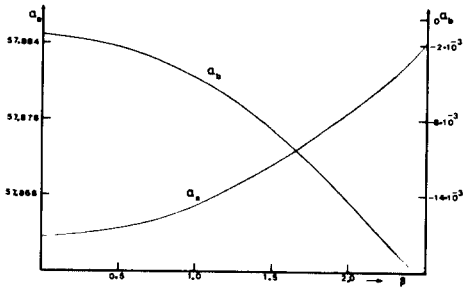


그림 3. 복합 모드의 위상 속도와  $E_z/E_y$ 의 비  
Fig. 3. Ratio of  $E_z/E_y$  vs phase constant  $\beta$  for the hybrid modes.

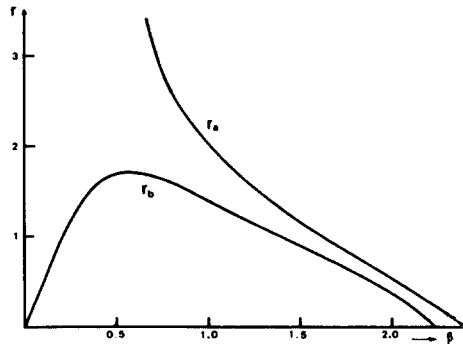


그림 4. 복합 모드의 위상 속도와  $E_x/E_z$ 의 비  
Fig. 4. Ratio of  $E_x/E_z$  vs phase constant  $\beta$  for the hybrid modes.

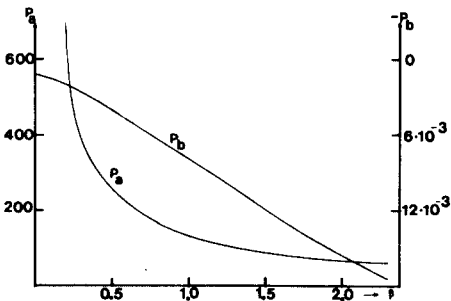


그림 5. 복합 모드의 위상 속도와 TM/TE의 비  
Fig. 5. Ratio of TM/TE vs phase constant  $\beta$  for the hybrid modes.

2. 극형매질

1) 극형 매질에서의 복합 모드

극형 매질의 감수율 텐서는 다음과 같이 주어진다.

$$[\tilde{K}] \begin{pmatrix} K_{xx} & K_{xy} & 0 \\ K_{xy}^* & K_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & K_{zz} \end{pmatrix} \quad (25)$$

Ⅲ. 1. 1)의 종형 매질에서와 같은 방법에 의하여 (25)식과 (9)식으로 부터 다음의 관계식을 얻을 수 있다.

$$g^2 \ell = \frac{1}{2K_{zz}} \{ K_{zz}(K_{xx}+K_{yy}) - \beta^2 \ell (K_{xx}+K_{zz}) \pm [K_{zz}(K_{xx}-K_{yy}) + \beta^2 \ell (K_{zz}-K_{xx})]^2 - 4|K_{xy}|^2 K_{zz} (\beta^2 \ell - K_{zz}) \}^{1/2} \quad (26)$$

또 (26)식의 근사식은 각각

$$g_a^2 = K_{xx} - \beta_a^2 \frac{K_{xx}}{K_{zz}} - \frac{|K_{xy}|^2 (\beta_a^2 - K_{zz})}{(K_{zz} - K_{xx}) \beta_a^2 + K_{zz}(K_{xx} - K_{yy})} \quad (27)$$

$$g_b^2 = K_{yy} - \beta_b^2 + \frac{|K_{xy}|^2 (\beta_b^2 - K_{zz})}{(K_{zz} - K_{xx}) \beta_b^2 + K_{zz}(K_{xx} - K_{yy})} \quad (28)$$

이 된다.

2) 극형 매질에서 복합 모드의 성분

극형 매질에서의 두 복합 모드를 (15)식으로 표현하고 한 모드내의 전체 성분간의 관계를 Ⅲ. 1. 2)와 같은 방법으로 구하면 다음의 관계식을 얻는다.

$$a_\ell = \frac{E_x \ell}{E_y \ell} = \frac{g^2 \ell + \beta^2 \ell - K_{yy}}{K_{xy}^*} \quad (29)$$

$$r_\ell = \frac{E_z \ell}{E_x \ell} = \frac{g \ell \beta \ell}{\beta^2 \ell - K_{zz}} \quad (30)$$

또 (29)식과 (30)식으로 부터 TE 성분과 TM 성분의 비는 종형 매질에서와 같이 (20)식으로 주어짐을 알 수 있다. 한편 모드 결합항  $K_{xy}$ 가 다른항에 비하여 매우 작은 값을 가지는 경우의 근사식도 같은 방법으로 쉽게 구할 수 있으며 따라서 a 및 b 복합 모드에 대한 Ⅲ. 1. 2)의 결론이 극형 매질에서도 그대로 유효함을 쉽게 증명할 수 있다.

3. 모드 결합

우리는 전장에서 균일한 이방성 매질 속을 임의의 방향으로 진행하는 전자파는 두 개의 서로 다른 복합 모드 즉 a 및 b모드로 나타낼 수 있으며 각 모드는 TE 성분과 TM 성분의 혼합으로 구성되어 있고 그 구성비는 (20)식으로 주어짐을 알았다. 또 매질이 종형

이나 극형이냐에 따라서 이론적인 해석상에는 근본적인 차이가 없다는 것을 설명하였다. 따라서 앞으로는 주로 종형매질을 취급하기로 한다.

Ⅲ. 1. 2)의 (15), (17) 및 (19)식을 이용하면 **a** 및 **b** 모드의 전계 성분을 **x**만의 함수로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{pmatrix} E_y^\ell \\ E_z^\ell \\ E_x^\ell \end{pmatrix} = E^\ell(z_0) \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_\ell \\ \alpha_\ell r_\ell \end{pmatrix} \exp(-j\beta_\ell k_0 x) \quad (31)$$

여기서  $E^\ell(z_0)$ 는 (15)식에서  $z=z_0$ 로 일정하게 취했을 때의 정수에 해당하며  $g_a$  혹은  $g_b$ 만의 함수가 된다.

(31) 식은 각 고유 모드가 매질속을 진행해 나갈때 그 전계 성분의 위상변화를 나타낸다. 그러나 모드 해석에 요구되는 것은 두 모드의 합에 의한 전체전계 성분의 변화이므로 매질속의 진행거리  $x$ 에 따른 실제의 전계 성분은 다음식으로 표현된다.

$$\begin{pmatrix} E_y(x) \\ E_z(x) \\ E_x(x) \end{pmatrix} = E^a(z_0) \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_a \\ \alpha_a r_a \end{pmatrix} e^{-j\beta_a k_0 x} + E^b(z_0) \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_b \\ \alpha_b r_b \end{pmatrix} e^{-j\beta_b k_0 x} \quad (32)$$

(32)식을 사용하면 전체 전계성분의  $x=0$ 에서부터  $x$ 에 따라 어떻게 변하는가를 조사하면 다음의 모드 결합 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{pmatrix} E_y(x) \\ E_z(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Omega x + j \frac{\alpha_a + \alpha_b}{\alpha_a - \alpha_b} \sin \Omega x \\ 2j \frac{\alpha_a \alpha_b}{\alpha_a - \alpha_b} \sin \Omega x \end{pmatrix} - 2j \frac{\sin \Omega x}{\alpha_a - \alpha_b} \begin{pmatrix} E_y(0) \\ E_x(0) \end{pmatrix} + \cos \Omega x - j \frac{\alpha_a + \alpha_b}{\alpha_a - \alpha_b} \sin \Omega x \begin{pmatrix} E_y(0) \\ E_x(0) \end{pmatrix} \quad (33)$$

여기서  $\Omega = \frac{k_0}{2} (\beta_a - \beta_b)$  이다.

한편, (32)식의 전계 성분간에는 다음의 관계식이 항상 성립한다.

$$E_x(x) = T_y E_y(x) + T_z E_z(x) \quad (34)$$

여기서

$$T_y = \frac{\alpha_a \alpha_b}{\alpha_a - \alpha_b} (r_b - r_a) \quad (35)$$

$$T_z = \frac{\alpha_a r_a - \alpha_b r_b}{\alpha_a - \alpha_b} \quad (36)$$

이다.

(33)식과 (34)식을 이용하면 균일한 이방성 매질속을 진행하는 전자파의 TE 성분과 TM 성분간의 변환은 쉽게 구할 수 있다.

이제 그 구체적인 예를 보이기 위하여 그림 6에 종형 이방성 매질의  $\text{LiNbO}_3$ 와 등방성 매질(여기서는 공기)의 경계면을 나타내었다.

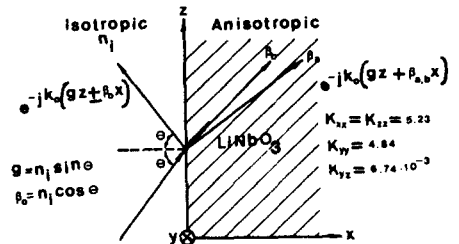


그림 6. 이방성 매질과 등방성 매질 경계면에서의 전자파의 반사와 굴절

Fig. 6. Reflection and refraction of wave at the boundary of anisotropic medium.

여기서  $n_1$ 는 등방성 매질의 굴절율이다. 경계면 즉  $x=0$ 에서  $z$ 방향의 위상속도는 연속이어야 하므로  $g_a = g_b = g$ 이며 이 조건을 이용하면 (17)식으로부터 다음의 관계식을 얻는다.

$$\alpha_a \alpha_b = \frac{(g^2 - K_{yy})^2 + (g^2 - K_{yy})(\beta_a^2 + \beta_b^2) + \beta_a^2 \beta_b^2}{|K_{yz}|^2} \quad (37)$$

한편 (12)식에 같은 조건을 대입하여 계산하면

$$\beta_a^2 + \beta_b^2 = (K_{yy} + K_{zz}) - g^2 \left(1 + \frac{K_{zz}}{K_{xx}}\right) \quad (38)$$

$$\beta_a^2 \beta_b^2 = \left(\frac{K^2}{K_{xx}} - 1\right) [K_{zz}(g^2 - K_{yy}) + |K_{yz}|^2] \quad (39)$$

을 얻을 수 있고 위의 공식과 (37) 식으로부터 다음 관계식을 얻는다.

$$\alpha_a \alpha_b = \frac{g^2}{K_{xx}} - 1 \quad (40)$$

그림 6에서 전자파가 경계면에 수직으로 입사하면 즉  $\theta = 0$  이면  $g = n_i \sin \theta$  이므로 (40) 식에서  $\alpha_a \alpha_b = -1$  된다.

따라서 (33) 식에서 TE ↔ TM 모드 변환율이 같은 값을 갖게 되고 또 이때는  $r_a = r_b = 0$  이므로 (34) 식에서  $E_x(x) = 0$ 임을 알 수 있다. 따라서 이 경우에는 모드 결합이론<sup>[2]</sup>에서 잘 알려진 다음의 TE-TM 전력 변환식을 얻을 수 있다.

$$P_{TM}(x) / P_{TM}(0) = 1 - F \sin^2 \Omega x \quad (41)$$

$$P_{TE}(x) / P_{TM}(0) = F \sin^2 \Omega x \quad (42)$$

여기서  $P_{TE}$  및  $P_{TM}$  는 각각 TE 및 TM성분의 전력 (power)을 나타내며 F는 전력 변환 효율(power conversion efficiency)로서 다음식으로 주어진다.

$$F = \frac{4}{(\alpha_a - \alpha_b)^2} \quad (43)$$

또  $L = \frac{\pi}{2} / \Omega$  을 최대 모드 변환을 위한 최소 거리<sup>[11]</sup> 라고 한다. 그러나 전자파가 경계면에 수직으로 입사하지 않는 경우 즉  $\theta \neq 0$  이면 TE ↔ TM 모드 변환율이 같지 않다. 다음 표 1에 간단한 입사

조건의 경우에 대한 TE ↔ TM 전력 변환식을 나타내었다.

전력 변환 효율이 TE 성분의 전력  $P_{TE}(x)$ 와 TM 성분의 전력  $P_{TM}(x)$ 에서 서로 다른 크기의 값을 가짐을 알 수 있다.

그림 7에서 부터 그림 9까지에 그림 6에 나타난 입사각  $\theta$ 에 따른 모드 변환 변수들의 변화를 나타내었다.

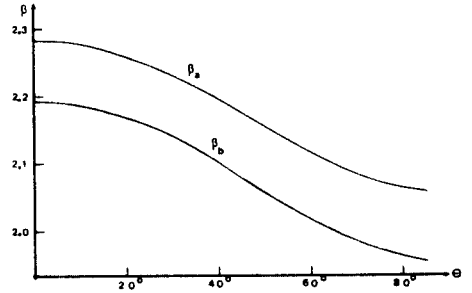


그림 7. 입사각  $\theta$ 에 의한 복합 모드의 전파 상수의 변화

Fig. 7. Phase constant  $\beta$  vs incident angle  $\theta$ .

#### IV. 광도파관의 고유 모드

##### 1. 복합 모드의 경계 조건

III장에서 우리는 전자파가 어느 매질층을 통과할 때 그 매질의 감수율 텐서  $(\tilde{K})$  중에 비대각선항이 영이 아닌 값을 가지면 (예로 종형 매질의 경우  $K_{yz} \neq 0$ ) 그

표 1. 입사 조건에 따른 TE ↔ TM 전력 변환의 예  
Table 1. Power relationships is TE ↔ TM conversion.

입 사 조 건	TE-TM 전력 변환식
$E_y(0) = 1$ $E_z(0) = 0$ $E_x(0) = T_y$	$P_{TE}(x) = 1 + \frac{4\alpha_a\alpha_b}{(\alpha_a - \alpha_b)^2} \sin^2 \Omega x$ $P_{TM}(x) = T_y^2 + \frac{4\alpha_a^2\alpha_b^2}{(\alpha_a - \alpha_b)^2} (1 + r_a r_b) \sin^2 \Omega x$
$E_y(0) = 0$ $E_z(0) = 1$ $E_x(0) = T_z$	$P_{TE}(x) = \frac{4}{(\alpha_a - \alpha_b)^2} \sin^2 \Omega x$ $P_{TM}(x) = 1 + T_z^2 + \frac{4\alpha_a\alpha_b}{(\alpha_a - \alpha_b)^2} (1 + r_a r_b) \sin^2 \Omega x$

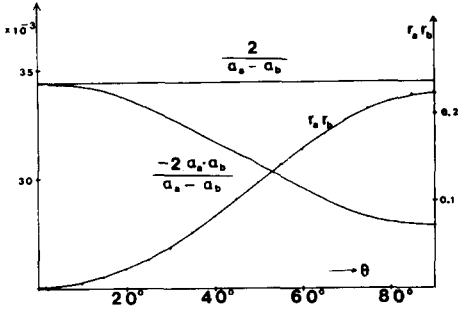


그림 8. 입사각  $\theta$ 에 의한 모드 결합항의 변화  
 Fig. 8. Variation of coupling terms with incident angle  $\theta$ .

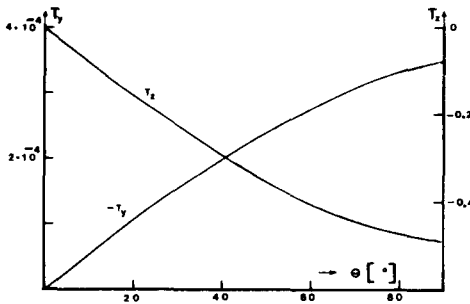


그림 9. 입사각  $\theta$ 에 의한  $T_y$  및  $T_z$ 의 변화  
 Fig. 9. Variation of  $T_y$  and  $T_z$  with incident angle  $\theta$ .

매질에 존재할 수 있는 전계 혹은 자계의 성분간에 결합이 이루어지므로 이러한 이방성 매질의 고유 모드는  $(E_y, H_x, H_z)$  성분으로 구성되는 TE파와  $(H_y, E_x, E_z)$  성분으로 된 TM파의 합으로 이루어지는 혼합 모드가 되며 또 두개의 다른 비율로 혼합된 고유 모드 즉, a 모드가 b모드가 있음을 밝혔는데 똑같은 논리는 광도파관에도 적용된다.

즉 그림 1의 광도파관에서 기관, 박막 및 박막 상층부 가운데 어느 한 매질이라도 이러한 이방성 매질로 구성되면 광도파관의 고유 모드는 a 및 b 두 종류의 혼합 모드가 될 것이다. 다만 광도파관에서는 이 두 종류의 혼합 모드를 구성하는 전계 성분과 자계 성분들이 도파관의 경계 조건을 모두 만족시키지 않으면 안된다.

따라서 우리는 TE 성분의  $E_y$  혹은 TM 성분의  $H_y$  를 다음의 함수 형태로 나타낼 수 있다.<sup>[4]</sup>

$$E_y = A \exp[j(\omega t - \beta k_0 x)] \begin{cases} \cos \phi \exp(P_s z) : z \leq 0 \\ \cos(h_f z + \phi) : 0 \leq z \leq d \\ \cos \psi \exp[P_t(d-z)] : z \geq d \end{cases}$$

여기서  $\phi$ 와  $\psi$ 는 모드에 따라 결정되는 위상 값이며

$P_s$ 와  $P_t$ 는 각각 기관과 박막 상층부의 감쇠 상수이고  $h_f$ 는 박막내 정재파의 전파 상수로서 각 매질의 감수율 텐서에 따라 종형의 경우는 (12)식에 의하여 그리고 극형의 경우는 (26)식으로 주어지며 또 a 및 b 모드에 따라 각각  $\beta_a$  혹은  $\beta_b$ 의 함수가 된다. 표 2에 a 및 b모드에 따른 이들의 관계를 나타내었다.

표 2. 광도파관 각층의 전파 상수와 복합 모드  
 Table 2. Phase constants of hybrid modes for different Layer medium of the guide.

복합 모드의 종류	a	b
$(P_s / k_0)^2$	$-(g_a)_s^2$	$-(g_b)_s^2$
$(h_f / k_0)^2$	$(g_a)_f^2$	$(g_b)_f^2$
$(P_t / k_0)^2$	$-(g_a)_t^2$	$-(g_b)_t^2$

한편 (44) 식으로 주어지는  $E_y$  혹은  $H_y$  및 이들로부터 얻을 수 있는  $H_x$  혹은  $E_x$  성분은 광도파관의 경계면 즉  $z=0$  및  $z=d$ 에서 연속이어야 하므로 TE 및 TM 성분에 대한 다음의 위상특성식(characteristic equation for phase constant)<sup>[4]</sup>을 각각 얻을 수 있다.

$$\tan^{-1}(P_s / h_f) + \tan^{-1}(P_t / h_f) + m\pi = h_f d \quad (45)$$

$$\tan^{-1} \left[ \frac{K_{xxf}}{K_{xxs}} \frac{P_s}{h_f} \right] + \tan^{-1} \left[ \frac{K_{xxf}}{K_{xxt}} \frac{P_t}{h_f} \right] + m\pi = h_f d \quad (46)$$

위에서  $m=0, 1, \dots$ 의 정수이다.

(45)식과 (46)식으로부터 a 및 b혼합모드는 각각 두개의 위상 특성식을 얻게 되며 또 m의 값에 따라서도 다른 위상식을 얻게 된다.

그러나 m의 값이 일정할 때  $K_{xxf} > K_{xxt}$  및  $K_{xxf} > K_{xxs}$ 이므로 동일한 종류의 복합 모드를 구성하는 TE 성분과 TM 성분은 (45)식 및 (46)식으로 주어지는 위상 곡선들이 결코 교차하지 않으며 TE성분이 TM 성분보다 위상속도가 항상 빠름을 알 수 있다.

## 2. 광도파관과 위상 특성 곡선

임의의 광도파관 구조에 대하여 (45) 및 (46)식은 광도파관 고유 모드의 TE 및 TM 성분이 만족하는 위상 특성 곡선을 준다. 지금까지 구체적인 광도파관 구조, 특히 모드 결합 이론에서 취급한 광도파관에 대한 복합 모드의 위상 특성을 조사하여 복합 모드의 전파 특성을 알아보기로 한다.

1) 박막 매질이 이방성을 갖고 종형으로 구성된 경우



그림 10에 광도파관 구조와 박막이 순수 이방성을 갖는 경우의 위상 특성곡선이 나타나 있다. 매질의 감수율 텐서값은 광의 파장이 자유 공간에서  $\lambda_0 \cong 5500\text{\AA}$  때의 값이다.[4]  $\text{LiNbO}_3$ 는 전기광 효과를 나타내는 결정체이므로 전계를 인가[5]하거나 혹은 광축을 yz 면에서 회전 시킴으로써 비 대각선항  $K_{yz}$ 의 값을 쉽게 알 수 있으며 회전각을  $1^\circ$ 로 택하면  $K_{yz} = 6.74 \times 10^{-3}$ 을 얻는다.[4] 이 경우 복합 모드의 위상 특성 곡선을 얻기 위하여 광도파관 각층의 감수율 값은 (12)식 혹은 (13)식과 (14)식에 대입하고 표 2의 관계식을 사용하면 그림10의 광도파관에 대한 다음 표 3을 얻는다.

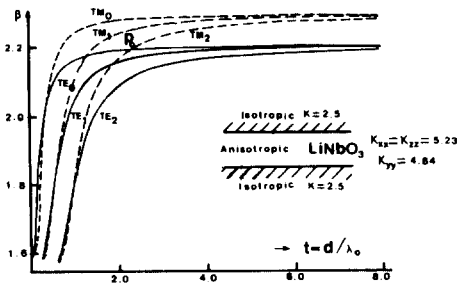


그림 10. 박막이 이방성을 갖는 광도파관과 기본 모드  
Fig. 10. Phase-constant curves of basic system modes for the guide shown in inset. [4]

표 3. 그림 10 광도파관 각층의 위상 속도  
Table 3. Phase constants for different layer medium of the guide in Fig. 10.

복합 모드의 종류	a	b
$(P_t / k_0)^2$	$\beta_a^2 - K$	$\beta_b^2 - K$
$(h_f / k_0)^2$	$K_{xx} - (1 - \delta)\beta_a^2$	$K_{yy} - (1 + \delta)\beta_b^2$
$(P_s / k_0)^2$	$\beta_a^2 - K$	$\beta_b^2 - K$

표 3에서 결합 상수  $\delta$ 는 (13)식 및 (14)식에서  $|K_{yz}|^2$ 에 비례하는 값으로 여기서는  $\delta = 0.2227 \times 10^{-4}$ 이다.

표 3의 a 및 b 양모드에 대한 각 전파 상수의 관계식을 (45)식과 (46)식에 대입하면  $\text{TE}_m^a$  및  $\text{TM}_m^a$  그리고  $\text{TE}_m^b$  및  $\text{TM}_m^b$ 의 각자에 대한 위상 특성식을 얻을 수 있다. 여기서  $\text{TE}_m^a$ 는 a모드의 m차 TE 성분을 뜻하며 그밖의 성분에 대해서도 같은 방법의 해석이 적용된다.

표 3에서  $\delta = 0$ , 즉 박막의 감수율 텐서의 결합항  $K_{yz} = 0$ 면 III.1.2)에서 밝힌 것과 같이 a복합 모드

는 순수 TM 그리고 b복합 모드는 순수 TE 모드만으로 구성되며 이때의 순수 TE 모드와 순수 TM모드를 광도파관의 기본 모드[4]라고 부른다.

그림10에서  $P_0$ 는  $\text{TE}_0^b$  기본 모드와  $\text{TM}_2^a$  기본 모드의 위상 특성 곡선이 교차하는 점으로 이때의  $t_0 = \frac{d}{\lambda_0} = 2.2$ 며  $\beta_0 = 2.17$ 이다.

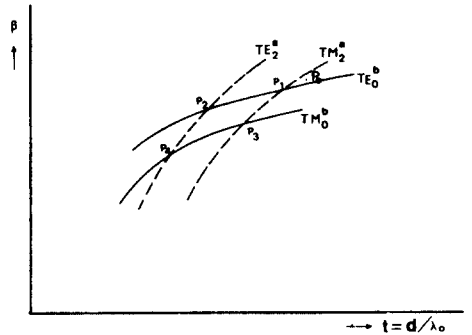


그림 11. 복합 모드의 위상 특성 곡선의 교차점(박막이 이방성을 갖는 경우)  
Fig. 11. Crossing of phase-constant curves for hybrid modes of the guide in Fig. 10.

그림11는  $\delta \neq 0$  경우에 그림10의 광도파관에 대한 복합 모드의 위상 특성 곡선을 나타낸 것으로  $\text{TE}_0^b$ ,  $\text{TM}_0^b$ ,  $\text{TE}_2^a$  및  $\text{TM}_2^a$ 의 위상 곡선을 기본 모드의 교차점  $P_0$ 를 중심으로 하여 비유적으로 그린 것이다.

그림에서  $\text{TE}_0^b$ 와  $\text{TM}_0^b$  그리고  $\text{TE}_2^a$ 와  $\text{TM}_2^a$ 의 위상 곡선은 결코 서로 교차하지 않으며 TE성분이 TM보다 항상 위상 속도가 빠름을 알 수 있다. 그림11에서 4개의 교차점  $P_1, P_2, P_3$  및  $P_4$ 는 기본 모드의 교차점  $P_0$ 로부터 쉽게 구할 수 있으며 부록 A에서 그 관계식을 유도하였다.

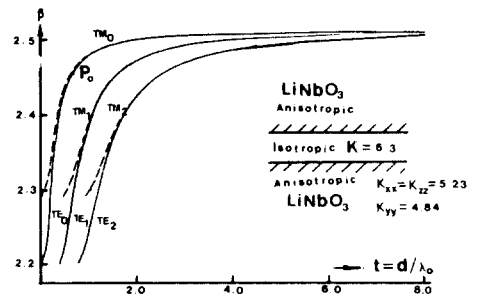


그림 12. 기관 및 박막 상층부가 이방성을 갖는 광도파관과 기본 모드[4]  
Fig. 12. Phase-constant curves of basic system modes for the guide structure shown in inset. [4]

2) 기관 및 박막상층 매질이 이방성을 갖고 중형으로 구성된 경우

도파관 구성과 기본 모드의 위상 특성 곡선을 그림 12에 나타내었다. 광도파관 각 층의 감수율 텐서값을 (13)식 및 (14)식에 대입하면 표 4의 관계를 얻는다.

표 4. 그림12의 광도파관 각층의 위상 속도  
Table 4. Phase constants for different Layer medium of the guide in Fig.12.

복합 모드의 종류	a	b
$(P_t / k_0)^2$	$\beta_a^2 (1 - \delta) - K_{xx}$	$\beta_b^2 (1 + \delta) - K_{yy}$
$(h_r / k_0)^2$	$K - \beta_a^2$	$K - \beta_b^2$
$(P_s / k_0)^2$	$\beta_a^2 (1 - \delta) - K_{xx}$	$\beta_b^2 (1 + \delta) - K_{yy}$

표 4의 a 및 b 양 모드에 대한 매질 각 층의 전파 상수 관계식을 (45)식과 (46)식에 대입하면 그림 12의 광도파관에 대한  $TM_m^a$ ,  $TE_m^a$ ,  $TE_m^b$  및  $TM_m^b$ 의 위상 특성식을 얻을 수 있다. 이들 중에서  $m=0$  일때의 위상 특성 곡선을 그림13에 비유적으로 나타내었다.

$TM_0^a$ 와  $TE_0^b$ 의 교차점  $P_c$ 는 기본 모드  $TE_0$  및  $TM_0$ 의 교차점  $P_0$ 로부터 쉽게 구할 수 있으며 부록에 그 관계식을 기술하였다. 그림13에서 위상 곡선의 교차점이 단 한개만 존재하는 것은 그림12에서 기본모드의 위상 곡선이 그림10의 광도파관이 갖는 기본 모드의 위상 곡선과 서로 나르게 나타나기 때문이다.

한편 기관만이 이방성을 갖고 박막상층부는 등방성 매질인 경우에도 위상 특성 곡선은 그림13과 유사하게 단 한 개의 교차점이 존재한다.

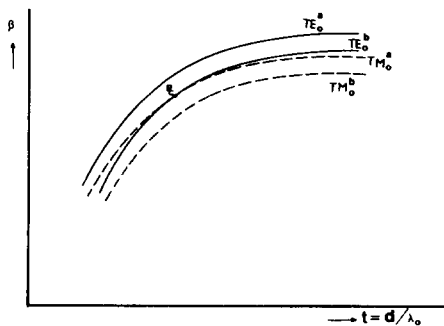


그림13. 복합 모드의 위상 곡선의 교차점(기관 및 박막상층부가 이방성을 갖는 경우)

Fig.13. Crossing of phase-constant curves for hybrid modes of the guide in Fig.12.

3. 광도파관에서의 모드 변환

1) 박막이 이방성을 갖는 경우

서로 다른 복합 모드의 TE 성분과 TM 성분은 그림 11에서 보는 것처럼 그 위상 특성 곡선이 교차한다. 예를 들면 그림11의  $P_1(t_1, \beta_1)$ 점은 박막 두께가  $t_1 \lambda_0$  일때  $TE_0^a$  및  $TM_2^a$ 의 위상 곡선이 서로 교차하는데 이 두 성분이  $\beta_1 k_0$ 의 위상 속도를 가지고 x방향으로 진행하는 것을 의미하고 있다.

그러나 이 경우에  $TE_2^a$  성분은  $\Delta\beta_a k_0$  또한  $TM_0^b$  성분은  $-\Delta\beta_b k_0$ 의 위상 속도 차를 갖게 되는데 그림 11에 나타난 임의의 위상 곡선의 교차점  $P_n(t_n, \beta_n)$ 에서 비교차 특성 곡선이 갖는 위상 속도차는 다음 관계식으로 주어진다. (부록 B참조)

$$\Delta\beta_a = \frac{K_{xx} - \beta_n^2}{\pi t_n \beta_n^3} \sqrt{\beta_n^2 - K} \tag{47}$$

$$\Delta\beta_b = \frac{K_{yy} - \beta_n^2}{\pi t_n \beta_n^3} \sqrt{\beta_n^2 - K} \tag{48}$$

여기서  $n=1, 2, 3, 4$ 의 정수로서 그림11의 비교차점을 나타낸다.

(47) 및 (48) 식으로 주어진 비교차 성분의 위상 속도차 즉  $|\Delta\beta_a|$  및  $|\Delta\beta_b|$ 는 위상 속도  $\beta_n$ 에 비하여 무시될 수 있을 정도로 아주 작은 값이므로 각 교차점에서의 복합 모드의 전체 성분은 위상차를 고려해 넣으면 (31) 식을 그대로 적용할 수 있다.

즉 예를들면  $P_1$  교차점 부근에서 각 모드의 전체 성분은 다음 근사식으로 주어진다.

$$\begin{pmatrix} E_{y0}^b \\ E_{z0}^b \\ E_{x0}^b \end{pmatrix} = F_0^b(z) \exp(-jk_0 \beta_x x) \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_b \exp(j\Delta\beta_b k_0 x) \\ \alpha_b \Gamma_b \exp(j\Delta\beta_b k_0 x) \end{pmatrix}$$

및 (49)

$$\begin{pmatrix} E_{y2}^a \\ E_{z2}^a \\ E_{x2}^a \end{pmatrix} = F_2^a(z) \exp(-jk_0 \beta_x x) \begin{pmatrix} \exp(-j\Delta\beta_a k_0 x) \\ \alpha_a \\ \alpha_a \Gamma_a \end{pmatrix}$$

(50)

위에서

$$F_0^b(z) = A_0^b \cos(h_r^b z + \phi_0^b) \quad (51)$$

$$F_2^a(z) = A_2^a \cos(h_r^a z + \phi_2^a) \quad (52)$$

임은 (44) 식에서 주어진다.

(49) 식과 (50) 식을  $z=z_0$ 에서 전체 성분끼리 합하고 공통 위상값  $\exp(-jk_0\beta_1 x)$ 을 제외하면 다음식을 얻는다.

$$E_y(x) = F_0 + F_2 \exp(-j\Delta\beta_a k_0 x) \quad (53)$$

$$E_z(x) = a_b F_0 \exp(j\Delta\beta_b k_0 x) + a_a F_2 \quad (54)$$

$$E_x(x) = a_b r_b F_0 \exp(j\Delta\beta_b k_0 x) + a_a r_a F_2 \quad (55)$$

여기서  $F_0$  및  $F_2$ 는 (51)식 및 (52)식에서  $z=z_0$ 을 대입한 것이다. (53)식에서 (55)식까지를 사용하면 다음의 관계식

$$E_x(x) = T_y(x)E_y(x) + T_z(x)E_z(x) \quad (56)$$

을 얻을 수 있으며

여기서

$$T_y(x) = \frac{a_a a_b (r_b - r_a)}{a_a \exp(-j\Delta\beta_b k_0 x) - a_b \exp(-j\Delta\beta_a k_0 x)} \quad (57)$$

$$T_z(x) = \frac{a_a r_a \exp(-j\Delta\beta_b k_0 x) - a_b r_b \exp(-j\Delta\beta_a k_0 x)}{a_a \exp(-j\Delta\beta_b k_0 x) - a_b \exp(-j\Delta\beta_a k_0 x)} \quad (58)$$

이다. 다른 교차점에 대해서도 똑같은 방법을 적용하면 유사한 관계식을 얻을 수 있다. 그러나 (56), (57) 및 (58) 식으로 주어진 관계식은 모든 교차점에서 그대로 성립한다.

따라서 (56)식에 의하여  $E_x(x)$ 를 독립 변수로 보지 않는 경우에는 모드간의 결합을  $E_y(x)$  및  $E_z(x)$ 의 변화 즉 Jones행렬 형태

$$\begin{pmatrix} E_x(x) \\ E_z(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{yy} & C_{yz} \\ C_{zy} & C_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y(0) \\ E_z(0) \end{pmatrix} \quad (59)$$

로 나타내는 것이 편리하다. 표 5에 그림12의 각 교차점에서의 Jones 행렬의 각항에 대한 관계식이 주어졌다.

표 5에서

$$\Omega_1 = k_0 \frac{\Delta\beta_a + \Delta\beta_b}{2} \quad (60)$$

$$\Omega_2 = k_0 \frac{\Delta\beta_a - \Delta\beta_b}{2} \quad (61)$$

이다.

표 5와 (56)식을 이용하면 그림10의 광도파관에 대

표 5. 그림11의 각 교차점에 대한 Jones 행렬값  
Table 5. Matrix elements at the crossing points of phase-constant curves shown in Fig.11.

행 \ 열 교차점	$C_{yy}$	$C_{yz}$	$C_{zy}$	$C_{zz}$
$P_1$	$\frac{a_a - a_b e^{-j\Delta\beta_a k_0 x}}{a_a - a_b}$	$\frac{e^{-j\Delta\beta_a k_0 x} - 1}{a_a - a_b}$	$\frac{a_a a_b (e^{j\Delta\beta_b k_0 x} - 1)}{a_a - a_b}$	$\frac{a_a - a_b e^{-j\Delta\beta_b k_0 x}}{a_a - a_b}$
$P_2$	$\begin{matrix} \cos \Omega_1 x \\ -j \sin \Omega_1 x \end{matrix}$	0	$-j \frac{2 a_a a_b}{a_a - a_b} \sin \Omega_2 x$	$\begin{matrix} \cos \Omega_2 x \\ +j \frac{a_a + a_b}{a_a - a_b} \sin \Omega_2 x \end{matrix}$
$P_3$	$\begin{matrix} \cos \Omega_2 x \\ +j \frac{a_a + a_b}{a_a - a_b} \sin \Omega_2 x \end{matrix}$	$-j \frac{2}{a_a - a_b} \sin \Omega_2 x$	0	$\begin{matrix} \cos \Omega_1 x + \\ j \sin \Omega_1 x \end{matrix}$
$P_4$	$\frac{a_a e^{-j\Delta\beta_a k_0 x} - a_b}{a_a - a_b}$	$\frac{(1 - e^{-j\Delta\beta_a k_0 x})}{a_a - a_b}$	$\frac{a_a a_b (1 - e^{j\Delta\beta_b k_0 x})}{a_a - a_a}$	$\frac{a_a e^{j\Delta\beta_b k_0 x} - a_b}{a_a - a_b}$

표 6. 그림10의 광도파관에서 TE↔TM 전력 변환의 예

Table 6. Power relationships in TE↔TM conversion for the guide of Fig. 10.

입사 조건 교차점	$E_y(0)=1, E_z(0)=0, E_x(0)=T_y(0)$	$E_y(0)=0, E_z(0)=1, E_x(0)=T_z(0)$
$P_1$	$P_{TE}(x) = 1 + \frac{4\alpha_a\alpha_b}{(\alpha_a-\alpha_b)^2} \sin^2 \frac{\Delta\beta_a k_0 x}{2}$ $P_{TM}(x) = T_y^2(0)$ $+ \frac{4\alpha_a^2\alpha_b^2}{(\alpha_a-\alpha_b)^2} (1+r_a r_b) \sin^2 \frac{\Delta\beta_b k_0 x}{2}$	$P_{TE}(x) = \frac{4}{(\alpha_a-\alpha_b)^2} \sin^2 \frac{\Delta\beta_a k_0 x}{2}$ $P_{TM}(x) = (1+T_x^2(0)) \left(1 + \frac{4\alpha_a\alpha_b}{(\alpha_a-\alpha_b)^2} \sin^2 \frac{\Delta\beta_b k_0 x}{2}\right)$ $+ \frac{4\alpha_a\alpha_b(r_b-r_a)(\alpha_a^2 r_a - \alpha_b^2 r_b)}{(\alpha_a-\alpha_b)^4}$ $\sin^2 \frac{\Delta\beta_b k_0 x}{2}$
$P_2$	$P_{TE}(x) = 1$ $P_{TM}(x) = T_y^2(0)$ $+ \frac{4\alpha_a^2\alpha_b^2}{(\alpha_a-\alpha_b)^2} (1+r_a r_b) \sin^2 \Omega_2 x$	$P_{TE}(x) = 0$ $P_{TM}(x) = 1 + \frac{4\alpha_a\alpha_b}{(\alpha_a-\alpha_b)^2} \sin^2 \Omega_2 x$ $+ T_z^2(0) \left[1 + \frac{4\alpha_a\alpha_b r_a r_b}{(\alpha_a r_a - \alpha_b r_b)^2} \sin^2 \Omega_2 x\right]$

한 모드 변환을 쉽게 계산할 수 있다. 표 6에 표 1에서와 같은 입사 조건하에서의 TE-TM 전력 변환식을 교차점  $P_1$  및  $P_2$ 에 대해 나타내었다. 광도파관의 전력 변환 효율이 교차점에 따라 서로 다르게 나타나며  $P_1$  교차점이  $P_2$  교차점보다 최대 모드 변환을 위한 최소거리(the minimum distance for achieving maximum conversion)가 훨씬 짧은 것에 주목할 만하다.

따라서  $P_1$  교차점이  $P_2$  점보다 모드 변환에 있어서는 훨씬 유리함을 알 수 있다. 똑같은 방법으로 계산하면  $P_3$  점은  $P_2$  점과 그리고  $P_4$  점은  $P_1$  점과 유사한 성질을 갖고 있음을 증명할 수 있다. 실제로 (61) 식에서  $\Omega_2=0$  이라고 보면  $P_2$  점과  $P_3$  점은 모드 변환이 거기 없는 상태라고 할 수 있다.

2) 기관 및(혹은) 박막 상층부가 이방성을 갖는 경우

그림13에 나타낸 것과 같이 단 한 개의 교차점  $P_c$  ( $t_c, \beta_c$ )에서  $TE_0^b$  및  $TM_0^a$  위상 목선이 교차한다. 이때 나머지 위상 목선 즉,  $TE_0^a$  와  $TM_0^b$ 는 교차점

으로 부터 각각  $\Delta\beta_a k_0$  및  $-\Delta\beta_b k_0$ 의 위상 속도 차이를 갖게 되어 마치 IV. 3. 1)에서 취급한  $P_1$  교차점과 유사하다. 다만, 위상 속도 차이가 다음식으로 주어진다. (부록 C참조)

$$\Delta\beta_a = \frac{K - \beta_c^2}{\pi_c \beta_c^3} \sqrt{\beta_c^2 - K_{xx}} \tag{62}$$

$$\Delta\beta_b = \frac{K - \beta_c^2}{\pi_c \beta_c^3} \sqrt{\beta_c^2 - K_{yy}} \tag{63}$$

따라서 (49) 식 및 (50) 식에서 시작하여 (61) 식에 이르는 모든 관계식은 그대로 유효하며 표 5 및 표 6의  $P_1$  점에 관한 해석은 그대로  $P_c$  점에 적용된다.

4. 결 토

지금까지 우리는 광도파관의 각종 매질 가운데 어느 층이라도 광학적으로 이방성을 가지면서 동시에 감수율 텐서가 모드 결합함을 보유하는 경우를 취급하였다. 그 예로서 그림10에서는 LiNbO<sub>3</sub>를 광도파관의 박

막으로 사용할 경우를, 그리고 그림12에는 같은 매질을 기관 및 박막 상층부로 사용할 경우를 나타내었는데 TE-TM 모드 변환의 관점에서 이 두 경우를 비교해 보자. 그림 11의 P<sub>1</sub> 교차점은 그림10의 기본 모드의 교차점 P<sub>0</sub>에 근사하므로 β<sub>1</sub>=2.17 및 t<sub>1</sub>=2.2라 놓을 수 있고 이때 α<sub>a</sub>=57.88 및 α<sub>b</sub>=-17×10<sup>-3</sup>은 그림3에서 얻을 수 있다. 이 값들을 이용하여 표6에 주어진 전력 변환 효율을 계산하면 초기 조건과 TE 및 TM 성분과 관계없이 모두 0.12%내외의 값을 얻는다. 그리고 이때 결합모드의 위상 속도 차이는 (47)식 및 (48)식을 사용하면, Δβ<sub>a</sub>=0.010966 및 Δβ<sub>b</sub>=0.002759 이므로 전력 변환 속도는 TM 성분이 TE 성분보다 약 4배 빠름을 알 수 있다.

한편, 그림13에서 복합 모드의 교차점P<sub>c</sub>를 그림 12의 기본 모드의 교차점 P<sub>0</sub>와 거의 같다고 놓으면 β<sub>c</sub>=2.45 및 t<sub>c</sub>=0.79를 얻을 수 있고 또 이때 α<sub>a</sub>=57.9 및 α<sub>b</sub>=-20.10<sup>-3</sup> 이므로 전력 변환 효율은 LiNbO<sub>3</sub>을 박막으로 사용할 때와 거의 차가 없음을 알 수 있다.

반면에 위상 속도 차이는 (62)식과 (63)식으로 부터 Δβ<sub>a</sub>=0.00716 및 Δβ<sub>b</sub>=0.00879가 된다. 따라서 이방성 매질을 박막으로 사용하는 것보다 기관으로 사용하는 것이 전력 변환 속도가 비슷하게 되므로 유리함을 알 수 있다. 그러나 LiNbO<sub>3</sub>와 같은 이방성 매질을 광도파관의 박막이나 혹은 기관으로 사용할 경우에는 전력 변환 효율이 모두 0.1% 내외에 머물기때문에 모드 변환이 극히 미소하다.

표6에 주어진 관계식에서 보면 α<sub>a</sub>에 α<sub>b</sub>의 절댓치가 1에 가까울수록 전력 변환 효율이 좋음을 알 수 있으나 (21)식 및 (22)식에 주어진 것처럼 LiNbO<sub>3</sub>와 같은 이방성 매질에서는 기대할 수가 없다. 이러한 난점은 이방성 매질 대신에 등방성 매질이면서 감수율 텐서가 결합항을 갖는 매질, 예를 들면 YIG와 같은 순수 자기광 효과를 나타내는 매질을 광도파관에 사용할 때만 극복될 수 있다.<sup>[8]</sup>

V. 結 論

집적 광학용 광도파관의 박막이나 기관 혹은 상층부에 전기광 효과 혹은 자기광 효과를 나타내는 이방성 매질을 사용할 때의 이론적 해석 방법을 엄밀한 파동 광학에 근거를 둔 고유 복합 모드 이론으로 제시하였다. 또 각 고유 모드의 TE 및 TM 성분의 위상 및 크기와 각 고유 모드가 만족하는 위상 특성 곡선을 구함으로써 모드 변환을 일으키는 조건 및 그 변환율을 나타내었으며 TE↔TM 변환을 Matrix를 사용하여 표시하였다. 그리하여 광도관에 대한 결론을 다음의 얻었다.

1) 광도파관에서는 a 및 b 두 종류의 복합 모드가 존재하며 모드 결합은 한 복합 모드의 TE 성분과 다른 복합 모드의 TM 성분의 위상 특성 곡선이 교차하는 점에서 일어난다. 따라서 동일 복합 모드내의 TE 성분과 TM 성분 사이에는 모드 결합이 일어날 수 없다.

2) TE→TM 변환과 그 역변환에서 전력 변환 효율이 서로 다른 값을 가지며 또 TE 및 TM 성분의 전력 변환 위상 속도가 서로 다르다.

3) TE 성분과 TM 성분의 전력 변환 속도의 크기는 이방성 매질을 박막으로 사용할 때 보다 기관으로 사용할 때가 그 차이가 작으므로 모드 변환에 유리하다.

附 錄

A. 기본 모드와 복합 모드의 위상차

그림11에서 TE<sub>0</sub> 및 TM<sub>2</sub> 기본 모드의 교차점 P<sub>0</sub>(t<sub>0</sub>, β<sub>0</sub>)로 부터 TE<sub>0</sub><sup>b</sup> 및 TM<sub>2</sub><sup>a</sup> 복합 모드의 교차점 P<sub>1</sub>(t<sub>1</sub>, β<sub>1</sub>)을 구해보자.

그림 10의 광도파관에 대한 기본 모드를 TE<sub>n</sub> 및 TM<sub>n</sub>이라 할때 복합 모드 TE<sub>n</sub><sup>b</sup> 및 TM<sub>n</sub><sup>a</sup>의 위상 곡선은 (45) 및 (46)식에 표3의 관계식을 대입하면 쉽게 얻을 수 있다. 즉, TM<sub>n</sub> 및 TM<sub>n</sub><sup>a</sup>의 위상 곡선을 각각 f(β) 및 h(β)라 하면 다음 식으로 표현된다.

$$f(\beta) = 2 \tan^{-1} C \sqrt{\frac{\beta^2 - a}{b - \beta^2}} + n\pi - 2\pi\sqrt{b - \beta^2} \tag{A.1}$$

$$h(\beta) = 2 \tan^{-1} C \sqrt{\frac{\beta^2 - a}{b - \beta^2(1 - \delta)}} + n\pi - 2\pi\sqrt{b - \beta^2(1 - \delta)} \tag{A.2}$$

위에서 a=K, b=K<sub>xx</sub> 그리고 c=b/a이다.

한편, TE<sub>n</sub>과 TE<sub>n</sub><sup>b</sup>의 위상곡선은 각각(A.1) 및 (A.2)식에서 C=1, δ<0 이고 b=K<sub>yy</sub>로 TM 경우에는 다른 값을 가진다.

위식에서 |δ| << 1 이므로 h(β)는 f(β)에 아주 근사한 곡선임을 알 수 있다.

따라서

$$h(\beta) = f(\beta) + \Delta f(\beta) \tag{A.3}$$

이라고 가정하면

$$\Delta f(\beta) \text{는 근사적으로 다음과 같이 주어진다.} \tag{A.4}$$

$$\Delta f(\beta) = \frac{\delta\beta^2}{\sqrt{b - \beta^2}} \left[ \pi + \frac{C\sqrt{\beta^2 - a}}{b - \beta^2 + C^2(\beta^2 - a)} \right]$$

기본 모드의 교차점  $P_0(t_0, \beta_0)$  는 (A. 1) 식을 만족해야 하므로  $t=t_0$  일때  $f(\beta_0) = 0$  이 된다. 한편, 복합 모드  $TM_n^a$  의 특성 곡선은  $t=t_0$  일때  $h(\beta_0 + \Delta\beta) = 0$  을 만족한다고 하자.

(A. 3) 식을 이용하여  $t_0, \beta_0$  부근에서 Taylor의 근사식을 적용하면

$$h(\beta_0 + \Delta\beta) = \frac{\partial f(\beta_0)}{\partial \beta} \Delta\beta + \Delta f(\beta_0) = 0 \quad (A. 5)$$

을 얻을 수 있으며

$$\text{여기서 } \Delta\beta = \frac{-\Delta f(\beta_0)}{\frac{\partial f(\beta_0)}{\partial \beta}} \quad (A. 6)$$

이 된다. (A. 1) 및 (A. 4) 식을 (A. 6) 식에 적용하면

$$\Delta\beta = \frac{\delta\beta_0}{2} [1 - Q_{TM}(\beta_0, t_0)] \quad (A. 7)$$

및

$$Q_{TM}(\beta_0, t_0) = \left[ \pi t_0 \left( \frac{1}{C} + C \frac{\beta_0^2 - a}{b - \beta_0^2} \right) \sqrt{\beta_0^2 - a} + \frac{b - a}{b - \beta_0^2} \right]^{-1} \quad (A. 8)$$

을 얻는다.

그림 10의 광도파관에서 파라미터의 값들을 (A. 8) 에 대입하면,  $Q_{TM} \approx 0.01$ 임을 알 수 있다. 따라서  $t=t_0$ 에서  $TM_2^a$ 는  $TM_2$  보다  $\Delta\beta_{TM} = \frac{\delta\beta_0}{2}$ 의 위상 차이를 가진다.

한편, 기본모드  $TE_n$ 와 복합모드  $TE_n^b$ 의 위상 관계는 (A. 1) 및 (A. 2)식에서  $C=1$ 로 놓고 또  $\delta$  대신에  $-\delta$ 를 대입하면(A. 7)으로 부터

$$\Delta\beta_{TE} = -\frac{\delta\beta_0}{2} [1 - Q_{TE}(\beta_0, t_0)] \quad (A. 9)$$

된다. 여기서

$$Q_{TE} = \left[ \frac{b - a}{b - \beta_0^2} (\pi_0 \sqrt{\beta_0^2 - a} + 1) \right]^{-1} \quad (A. 10)$$

이다. 전술한 것과 같이 그림 10의 광도파관의 파라미터 값들을 대입하면  $Q_{TE} \ll 1$ 임을 알 수 있다. 따라서  $t=t_0$ 에서  $TE_0^b$ 는  $TE_0$ 보다  $\Delta\beta_{TE} = -\frac{\delta\beta_0}{2}$ 의 위상차를 갖는다.

기본 모드의 위상 곡선이 갖는 기울기  $m = \frac{d\beta}{dt}$  를 (A. 1)식에서 구하면

$$m = \frac{(b - \beta^2)}{t\beta + \frac{\beta}{\pi\sqrt{\beta^2 - a}} R(\beta)} \quad (A. 11)$$

$$R(\beta) = \frac{C(b-a)}{(b - C^2a) + \beta^2(C^2 - 1)} \quad (A. 12)$$

을 얻을 수 있다.

이제 교차점  $P_0$ 에서  $TE_0$ 곡선의 기울기를  $m_e$  그리고  $TM_2$  곡선의 기울기를  $m_m$ 라 하자. 그림 10의 광도파관과 표 3의 파라미터 값을(A. 11) 및 (A. 12) 식에 대입하면 다음 결과를 얻을 수 있다.

$$m_e \approx \frac{K_{yy} - \beta_0^2}{\beta_0 t_0} \quad (A. 13)$$

$$m_m \approx \frac{K_{xx} - \beta_0^2}{\beta_0 t_0} \quad (A. 14)$$

그림 11에서  $TE_0^b$  및  $TM_2^a$ 의 위상 곡선을  $P_0$  부근에서 국부적으로 직선으로 생각하여 각각 다음의 근사식으로 표현할 수 있다.

$$TM_2^a : (\beta - \beta_0) = m_m(t - t_0) + \frac{\delta}{2}\beta_0 \quad (A. 15)$$

$$TE_0^b : (\beta - \beta_0) = m_e(t - t_0) - \frac{\delta}{2}\beta_0 \quad (A. 16)$$

위의 두 복합모드의 위상 곡선이 교차하는 점  $P_1$  은 따라서

$$t_1 = t_0 - \frac{\delta\beta_0}{m_m - m_e} \quad (A. 17)$$

$$\beta_1 = \beta_0 - \frac{\delta\beta_0}{2} \left( \frac{m_m + m_e}{m_m - m_e} \right) \quad (A. 18)$$

가 된다.

### B. 동일한 복합 모드의 TE 성분과 TM 성분의 위상차

그림 11에서 나타난 것과 같이 동일한 복합 모드의 TE 성분과 TM 성분은 그 위상 곡선이 결코 서로 교차하지 않는다는 것은 전술한 바 있다.

복합 모드의 TM 성분은 (A. 2) 식으로 나타낼 수 있으며 그림 11의 광도파관에 대한 TE 성분은 (A. 2) 식에  $C=1$ 을 대입한 형태가 된다.

그러나 (A. 2)식에서  $|\delta| \ll 1$ 이므로 우리는 (A. 2) 식 대신 (A. 1)식을 사용하여 두 위상 곡선간의 위상차를 구하기로 하자.

먼저 (A.1) 식을 다음과 같이 고쳐쓰자.

$$f(\beta) = f_1(\beta) + \Delta f_1(\beta) \quad (B.1)$$

여기서  $f_1(\beta)$ 는 (A.1) 식에서  $C=1$ 을 대입한 함수이며

$$\Delta f_1(\beta) = 2 \tan^{-1} \frac{(C-1) \sqrt{(\beta^2 - a)(b - \beta^2)}}{(b - \beta^2) + C(\beta^2 - a)} \quad (B.2)$$

는 삼각 함수의 관계식에서 얻어진다.

(B.1) 및 (B.2) 식을 (A.6) 식에 이용하여 대입하고  $t$ 가 아주 작은 값이 아니라고 가정하면 다음의 근사식을 얻을 수 있다.

$$\Delta \beta = \frac{(b - \beta^2)}{\beta^3 \pi} \sqrt{\beta^2 - a} \quad (B.3)$$

(B.3) 식은 동일한 복합모드의 TE 성분이 TM 성분에 대하여 갖는 위상차를 나타내고 있다.

(B.3) 식을 이용하여 그림13의  $P_1(t_1, \beta_1)$  교차점에서  $TE_2^a$ 와  $TM_2^a$ 의 위상차  $\Delta \beta_a$  및  $TE_0^b$ 와  $TM_0^b$ 의 위상차  $\Delta \beta_b$ 를 구하면 본문의 (53) 및 (54) 식에  $n=1$ 을 대입한 값이 된다.

한편, 부록 A에서와 같이 복합 모드의 각 성분에 대한 위상곡선을 교차점  $P_1$  부근에서 국부적으로 직선으로 간주하면 다음의 관계식을 얻는다.

$$(\beta - \beta_1) = \begin{cases} m_m'(t - t_1) + \Delta \beta_a : TE_2^a \\ m_m'(t - t_1) : TM_2^a \\ m_e'(t - t_1) : TE_0^b \\ m_m'(t - t_1) - \Delta \beta_b : TM_0^b \end{cases} \quad (B.4)$$

여기서  $m_e'$  및  $m_m'$ 는 (A.13) 및 (A.14) 식으로 주어지며 다만  $\beta_0$ 는  $\beta_1$  그리고  $t_0$ 는  $t_1$ 으로 대체된 값이 된다. (B.4) 식으로 주어진 4개의 직선 가운데 2개의 기울기가 다른 직선끼리 만나는 점들이 그림 11에 나타난  $P_2, P_3$  및  $P_4$  교차점이며 이들의 좌표도 (B.4) 식을 이용하면 쉽게 구할 수 있다.

C. 기관 혹은 박막 상층부가 이방성을 갖는 경우의 위상차

기본 모드의 교차점  $P_0(t_0, \beta_0)$ 로부터 복합 모드의 교차점  $P_c(t_c, \beta_c)$ 를 구하는 방법은 부록 A에서 취급한 것과 같다. 다만 이 경우에 복합 모드의 위상곡선은 다음식과 같이 주어진다.

$$h(\beta) = 2 \tan^{-1} C \sqrt{\frac{\beta^2(1 + \delta) - a}{b - \beta^2}} + n\pi - 2\pi$$

$$- 2\pi \sqrt{b - \beta^2} = 0 \quad (C.1)$$

따라서 (A.1) 및 (C.1) 식을 이용하면

$$\Delta \beta = \frac{C\delta}{2} \beta_0 \frac{b - \beta_0^2}{\pi_0 [b - \beta_0^2 + C(\beta_0^2 - a)] \sqrt{\beta_0^2 - a} + C(b - a)} \quad (C.2)$$

얻는다. 기본 모드의 교차점  $P_0$ 에서 복합 모드  $TM_n^a$ 가 갖는 위상차를  $\Delta \beta_{TM}$ , 그리고  $TE_n^b$ 가 갖는 위상차를  $\Delta \beta_{TE}$ 라 하면 이들 값은 (C.2) 식에 그림 12의 파라미터 값을 대입하면 얻을 수 있다. 다만  $\Delta \beta_{TM}$ 의 경우엔  $C = b/a, \delta < 0, a = K_{xx}$ 이고  $\Delta \beta_{TE}$ 의 경우엔  $\delta > 0$  그리고  $C = 1, a = K_{yy}$ 이며  $b$ 는 일정하여  $b = K$ 이다.

이들 값은 (A.11) 및 (A.12) 식에도 그대로 적용되어  $P_0$ 에서 기본 모드의 위상 곡선들이 갖는 기울기  $m_e$  및  $m_m$  값을 정해주며  $m_e > m_m$ 임을 알 수 있다. 그 결과 복합 모드의 교차점  $P_c(t_c, \beta_c)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$t_c = t_0 + \frac{\Delta \beta_{TM} + \Delta \beta_{TE}}{m_e - m_m} \quad (C.3)$$

$$\beta_c = \beta_0 + \frac{m_m \Delta \beta_{TE} + m_e \Delta \beta_{TM}}{m_e - m_m} \quad (C.4)$$

복합 모드의 교차점  $P_c$ 로부터 나머지 위상 곡선 즉  $TE_n^a$ 와  $TM_n^b$ 가 갖는 위상차는 (B.3) 식에 의하여 각각 (62) 식 및 (63) 식으로 주어진다.

### 參 考 文 獻

- [1] P.K. Tien, "Light waves in thin films and integrated optics," *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2395-2413, Nov. 1971.
- [2] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-9, no.9, pp. 919, Sept. 1973.
- [3] P.K. Tien, et al, "Switching and modulation of light in magneto-optic waveguides of garnet films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 3, pp. 394, Oct. 1972.

- [4] S. Yamamote, Y. Koyamada, and T. Makimoto, "Normal-mode analysis of anisotropic and gyrotropic thin-film waveguides for integrated optics," *Journal of Appl. Phys.*, vol. 43, no. 12, pp. 5090, 1972.
- [5] S. Wang, M. Shah, and J. D. Crow, "Studies of the use of gyrotropic and anisotropic materials for mode conversion in thin-film optical-waveguide application," *Journal of Appl. Phys.* vol. 43, no. 4, pp. 1861, 1972.
- [6] S. Wang, J. D. Crow, S. Wong, and M. Shah, "Eigenmode analysis of wave propagation in optical waveguides deposited on gyrotropic and anisotropic substrates," *Journal of Appl. Phys.*, vol. 44, no. 7, pp. 3232, July 1973.
- [7] M.W. Muller, M.J. Sun. and S.K. Chung, "Magnetic domains for integrated optics," *Symp. Proc. of Optical and Acoustical Microelectronics*, vol. 23, pp. 393-411, 1974.
- [8] S.K. Chung, to be published.
-