

순수 자기광효과가 있는 광도파관의 파동 광학적 해석

(The Wave-Optics Analysis in Thin-Film Optical Waveguide with Faraday Effect)

鄭 相 九*, 金 相 高*

(Sang-Koo Chung and Sang-Seol Kim)

要 約

박막 혹은 기관이 파라데이 효과를 갖는 박막형 광도파관에서의 전자파의 전파에 대하여 처음으로 정확한 파동 광학에 의한 해석을 시도하였다. 맥스웰 방정식과 도파관의 경계조건으로부터 고유모드의 전계 및 자계 성분과 위상속도를 결정하였으며 또한 광도파관 내에서의 각 고유모드의 전계 및 자계의 형태를 나타내었다. 그 결과 제안한 해석방법에 의하여 박막형 광도파관에서의 모드변환에 대한 새로운 해석이 가능함을 보여 주었다.

Abstract

An exact wave-optics analysis of wave propagation in thin-film optical waveguide using gyrotropic materials as the substrate or film of the guide is presented for the first time. Based on the Maxwell's equations and the boundary conditions of the guide, the field composition and the boundary conditions of the guide, the field composition and the phase velocity for the eigenmodes of the guide are determined. The field patterns of the guided waves are shown for the eigenmodes of the guides. The present analysis allows a new interpretation in the mode conversion of the thin-film optical waveguides.

I. 서 론

이방성 및 회전성 매질을 광도파관 구조의 일부, 즉 기관 혹은 박막으로 사용하여 그 전파 특성^{1~3)}을 이용하면 집적광학용 모드변환기 혹은 변조기를 제작할 수 있다.⁴⁾ 그러나 이러한 광도파관 구조에서의 전파 특성을 해석하기 위한 지금까지의 고유모드 이론⁵⁾은 도파관 경계면에서의 TE 및 TM 성분에 대한 반사계수 행렬에 의존하는 기하광학적 해석법⁶⁾으로서 너무 복잡하여 실제 문제에 적용하기가 어려울 뿐만 아니라 결합매질이 기관과 박막 어느 쪽에 있는냐에 따라 해

석방법이 달라져 불편한 점이 많다. 우리는 지난 논문¹⁾에서 매질의 결합계수가 극히 작은 값을 갖는 경우에만하여 결합매질의 고유모드와 모드내의 TE 및 TM 성분비를 쉽게 결정할 수 있는 파동광학적 해석법을 제안하였다. 그러나 이 해석법은 모드내의 TE 및 TM 성분이 서로 다른 전파속도를 갖게 되어 광도파관의 고유모드가 아닌 혼합모드에 대한 근사식을 주기 때문에 엄밀한 의미에서 고유모드 해석법이라 할 수 없다.

본 논문에서는 이러한 문제점을 제거하기 위하여 결합매질이 포함된 광도파관의 정확한 고유모드를 엄밀한 파동광학으로 결정하는 방법을 처음으로 제안하였는데, 이 방법의 기본 원리는 다음과 같다.

도파관 내의 위상 정수들이 만족해야 할 관계식을 구한 다음 각 고유모드내의 TE 및 TM 성분이 도파관의 경계조건을 만족하면서 광의 진행방향에서는 같은 전파정수를 가져 고유모드가 되도록 하였으며 이때 진

*正會員, 亞洲大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Ajou Univ.)

接受日字: 1987年 4月 18日

(※ 이 논문은 1986~1987년도 과학재단 연구비 지원에 의하여 연구되었음.)

행방향에 수직인 방향의 위상속도는 위상정수 관계식이 만족되도록 TE 및 TM 성분이 서로 다른 값을 갖게 된다.

따라서 제안된 해석법은 광도파관의 고유모드 뿐만 아니라 각 모드 성분의 분포패턴을 결정할 수 있으며 특히 광도파관의 박막, 기관 혹은 박막상층중 어느 층에 결합매질이 사용되는가에 관계없이 모드해석이 가능하고 또 결합계수의 크기에 제한을 두지 않기 때문에 엄밀한 파동광학에 의존하면서도 종래의 해석법에 나타난 모든 결점을 극복하는 가장 일반적이고 유효한 고유모드 해석방법임을 나타내었다.

II. 순수 자기광 효과가 있는 매질에서의 고유모드

전자파의 진행방향을 x방향으로 택할 때 파라데이 효과만 있는 무손실 중성매질에서의 비유전율 텐서는 다음과 같다.

$$[\bar{K}] = \begin{pmatrix} K & 0 & 0 \\ 0 & K & -jr \\ 0 & jr & K \end{pmatrix} \quad (1)$$

전계 \vec{E} 와 자계 \vec{H} 는 다음의 맥스웰 방정식

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

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

을 만족하여야 한다. 여기서 \bullet 는 시간에 대한 미분을 나타낸다. (1)과 같은 매질 속을 전계 E_i 와 자계 H_i 는

$$E_i = F_i(z) \exp(j(\omega t - \beta k_0 x)) \quad (4)$$

$$H_i = G_i(z) \exp(j(\omega t - \beta k_0 x)) \quad (5)$$

로 나타낼 수 있으며, 여기서 ω 는 각 주파수이며 β 는 x방향의 정규화된 위상정수이고 $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ 이며 i 는 x, y 및 z를 의미하는데 y방향으로는 변화가 없다고 가정하고, z는 광도파관의 박막에 수직인 방향을 나타낸다. (4), (5)식을 사용하여 (2)식과 (3)식을 풀면 맥스웰 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\partial E_y / \partial z = j\omega \mu_0 H_x \quad (6)$$

$$\partial E_x / \partial z + j\beta k_0 E_z = -j\omega \mu_0 H_y \quad (7)$$

$$\beta k_0 E_y = \omega \mu_0 H_z \quad (8)$$

$$\partial H_y / \partial z = -j\omega \epsilon_0 K \cdot E_z \quad (9)$$

$$\partial H_x / \partial z + j\beta k_0 H_z = j\omega \epsilon_0 (K \cdot E_y - jr \cdot E_z) \quad (10)$$

$$\beta k_0 H_y = -\omega \epsilon_0 (jr \cdot E_y + K \cdot E_z) \quad (11)$$

(9)식의 E_x 와 (11)식의 E_z 를 E_y, H_y 로 나타내어 (7)식에 대입하거나, (6)식의 H_x 와 (8)식의 H_z 및(11)식의 E_z 를 E_y, H_y 로 나타내어 (10)식에 대입하면 E_y 및 H_y 는 다음의 식을 만족하여야 한다.

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k_0^2 (K - \beta^2) H_y - \frac{j\beta k_0^2 r}{\eta_0} \cdot E_y = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 (K - \beta^2 - \frac{r^2}{K}) E_y + \frac{j\eta_0 \beta k_0^2 r}{K} H_y = 0 \quad (13)$$

여기서 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 이다.

(12) 및 (13)식으로부터 (1)식의 텐서항 중에 비대각선항(r)이 존재하면 TE성분 E_y 와 TM성분 H_y 간에 결합이 일어나 복합모드가 됨을 알 수 있다. 또한 전자파의 z방향의 위상정수를 각각 E_y 에 대해서는 g_e 로, H_y 에 대해서는 g_m 으로 놓으면 (4), (5)식의 $F_i(z), G_i(z)$ 는

$$F_i(z) = E_{y0} \exp(-jk_0 g_e z) \quad (14)$$

$$G_i(z) = H_{y0} \exp(-jk_0 g_m z) \quad (15)$$

로 표시되며 또한 (14) 및 (15)식을 (12) 및 (13)식에 대입하여 β^2 에 대하여 풀면 다음식을 얻을 수 있다.

$$\beta^2 = 1/2 [2K - g_e^2 - g_m^2 \pm [(g_m^2 - g_e^2)^2 + 16\theta^2 (K - g_m^2)]^{1/2}] \quad (16)$$

여기서 θ 는 k_0 로 정규화된 파라데이 회전각이며 $\theta = r / (2\sqrt{K})$

이다.¹⁹⁾ (16)식에서 + 및 -에 따라 두개의 값을 갖는 β 값을 구별하기 위하여 -를 택하면 $\theta = a$ 이고 a모드라고 부르며 이때 β_a 는 g_{ea} 및 g_{ma} 의 함수가 된다. 반대로 +를 택하면 $\theta = b$ 가 되고 b모드라 부르며 이때 β_b 는 g_{eb} 및 g_{mb} 의 함수로 나타난다. 두 복합모드a 및 b모드 각각의 TE 성분의 E_i^t 와 TM 성분의 H_i^t 간의 비를 (12), (13) 및 (14), (15)식으로부터 구하면

$$R_i = H_i^t / (\eta_0 E_i^t) = j2\beta_i \theta \sqrt{K} / (g_{mi}^2 - K + \beta_i^2) = j(g_{ei}^2 - K + \beta_i^2 + 4\theta^2) \sqrt{K} / (2\beta_i \theta) \quad (18)$$

이 된다. 자기광효과가 없는 경우 즉 결합항 $r = 0$ 이면 (12), (13)식에서 (12)식은 순수 TM모드를 (13)식은 순수 TE모드를 나타낸다. 따라서 순수 TE모드의 위상정수를 β_e , 순수 TM모드의 위상정수를 β_m 으로 두면

$$\beta_e^2 = K - g_e^2 \quad (19)$$

$$\beta_m^2 = K - g_m^2 \quad (20)$$

으로 놓을 수 있다. 일반적으로 $\theta \ll K$ 이므로 g_{mi}^2 이 g_{ei}^2 보다 큰 경우 β_a 는 β_m 에 가까워지고 β_b 는 β_e 에 가까워지므로 a모드는 TM모드에 가깝고 b모드는 TE모드에 가깝다. 반대로 g_{mi}^2 이 g_{mi}^2 보다 큰 경우에는 a모드는 TE모드에, b모드는 TM모드에 가깝다.

III. 순수 자기광 효과를 갖는 광도파관에서의 전자파

광도파관이 파라데이 효과를 갖는 매질로 구성되면, 전자파가 이러한 매질 속을 통과할 때 전계 혹은 자계의 성분간에 결합이 생기므로 이러한 매질의 고유모드는 II장에서 밝힌바와 같이 TE파와 TM파의 합으로의 합으로 이루어지는 두 종류의 혼합모드 즉a모드 및

b모드가 될뿐 아니라 이러한 두 종류의 혼합모드를 구성하는 전계성분과 자계 성분들이 도파관의 경계조건을 만족시키지 않으면 안된다. 그리고 박막 상층과 기판에서는 사라지는 파가 되어야 하며 박막에서는 정상파가 서야하므로 TE성분의 E_y^0 혹은 TM성분의 H_y^0 은 다음의 함수 형태로 나타낼 수 있다.¹⁴⁾

$$E_y^0 = A_1 \exp(j(\omega t - \beta_1 k_0 x)) \begin{cases} \cos \phi_e^0 \exp(P_{es}^0 z) & z < 0 \\ \cos(h_{e,r}^0 z - \phi_e^0) & 0 < z < d \\ \cos \phi_e^0 \exp(P_{et}^0 (d-z)) & z > d \end{cases} \quad (21)$$

$$H_y^0 = B_1 \exp(j(\omega t - \beta_1 k_0 x)) \begin{cases} \cos \phi_m^0 \exp(P_{ms}^0 z) & z < 0 \\ \cos(h_{m,r}^0 z - \phi_m^0) & 0 < z < d \\ \cos \phi_m^0 \exp(P_{mt}^0 (d-z)) & z > d \end{cases} \quad (22)$$

여기서 $\phi_e^0, \phi_m^0, P_{es}^0, P_{ms}^0, P_{et}^0, P_{mt}^0$ 은 각각 기판과 박막 상층의 감쇠상수이고 $h_{e,r}^0, h_{m,r}^0$ 은 두께d인 박막내 정재파의 위상정수로서 각 매질의 감수율 텐서에 따라 (16)식으로 주어지며 a 및 b모드에 따라 β_a 및 β_b 의 함수로 된다. (14), (15)식을 (21), (22)식과 비교하면 z방향 위상정수 g_{et} 및 g_{mt} 은 박막에서는 실수이고 박막 상하층에서는 허수임을 알 수 있다.

한편 (22) 및 (21)식으로 주어지는 H_y^0 혹은 E_y^0 로부터 얻을 수 있는 H_x^0 혹은 E_x^0 성분은 광도파관의 경계면 즉 $z=0$ 및 $z=d$ 에서 연속이 되어야 하므로 TE 및 TM 성분은 다음의 위상특성식(characteristic equation for phase constant)을 만족해야 한다.

$$\tan^{-1}(P_{es}^0/h_{e,r}^0) + \tan^{-1}(P_{et}^0/h_{e,r}^0) + n\pi = h_{e,r}^0 d \quad (23)$$

$$\tan^{-1}((K_r/K_s)(P_{ms}^0/h_{m,r}^0)) + \tan^{-1}((K_r/K_t)(P_{mt}^0/h_{m,r}^0)) + n\pi = h_{m,r}^0 d \quad (24)$$

위에서 $n=0, 1, 2, \dots$ 의 정수이다. (23)식과 (24)식으로 부터 a 및 b혼합모드는 각각 두개의 위상 특성식을 얻게되며 또 n의 값에 따라서 다른 위상식을 갖게된다. 이제 광도파관에서 박막 혹은 기판이 순수 자기광효과가 있는 경우를 생각해 보기로 한다.

1) 박막이 순수 자기광 효과가 있는 경우

그림 1은 박막상층과 기판은 비유전율이 각각 K_t, K_s 인 등방성 매질이며 박막은 (1)식의 텐서를 갖는 광도파관의 구조를 나타낸 것이다. 광도파관에 대한 (21), (22)식의 감쇠상수, 정재파의 위상 정수는 (16)식에서 표1과 같이 주어진다.

결합매질로 되어 있는 박막에서는 각 고유모드의 TE성분과 TM성분이 각기 다른 z방향의 위상정수 즉 g_{et} 및 g_{mt} 을 갖고 (16)식에 의하여 이들의 함수로 β_i 이 결정된다. 그러나 등방성 매질인 기판과 박막상층에서는 혼합모드의 TE성분과 TM성분이 (21) 및 (22)식에서

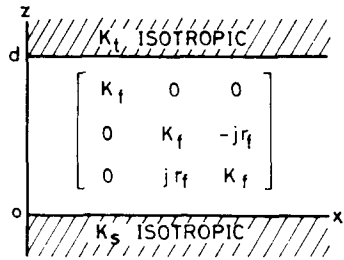


그림 1. 박막이 자기광 효과를 갖는 광도파관
Fig. 1. Magneto-optic Thin-Film Waveguide.

표 1. 그림 1과 같은 광도파관에서 각층의 전파 상수

Table 1. Phase Constants for Different Layer Media of the Guide in Fig. 1.

복합모드의 종류	a	b
$(P_{es}^0/k_0)^2, (P_{ms}^0/k_0)^2$	$\beta_a^2 \cdot K_s$	$\beta_b^2 \cdot K_s$
$(P_{et}^0/k_0)^2, (P_{mt}^0/k_0)^2$	$\beta_a^2 \cdot K_t$	$\beta_b^2 \cdot K_t$
$(h_{e,r}^0/k_0)^2$	g_{ea}^2	g_{eb}^2
$(h_{m,r}^0/k_0)^2$	g_{ma}^2	g_{mb}^2

알 수 있듯이 같은 감쇠상수 즉 $\beta_i^2 = K$ 형태로 나타낸다.

표 1을 (23), (24)식에 대입하면 다음과 같은 두개의 식을 얻는다.

$$\tan^{-1} \sqrt{(\beta_a^2 - K_s)/g_{ea}^2} + \tan^{-1} \sqrt{(\beta_a^2 - K_t)/g_{et}^2} + n\pi = 2\pi \sqrt{g_{ea}^2} d / \lambda_0 \quad (25)$$

$$\tan^{-1} ((K_r/K_s) \sqrt{(\beta_b^2 - K_s)/g_{mb}^2}) + \tan^{-1} ((K_r/K_t) \sqrt{(\beta_b^2 - K_t)/g_{mt}^2}) + n\pi = 2\pi \sqrt{g_{mb}^2} d / \lambda_0 \quad (26)$$

위에서 β_i^2 은 (16)식에 의하여 g_{ei}^2 과 g_{mi}^2 의 함수로 주어지므로 (25) 및 (26)식은 광도파관의 고유모드를 결정하는 위상특성식이 된다. 또 이식에서 보면 같은 d에서 g_{mi}^2 이 g_{ei}^2 보다 큼을 알 수 있으므로 앞에서 언급했듯이 a모드는 TM모드에 가깝고 b모드는 TE모드에 가까움을 알 수 있다. 파라데이 효과가 없는 경우 즉 $r=0$ 인 경우는 a모드는 순수 TM모드가 되고 b모드는 순수 TE모드가 되며 이때 각각 전파상수를 β_a 는 β_m 및 β_b 는 β_e 로 대체하면 이 기본모드의 위상특성식은 TE 및 TM에 관한 식들 즉(25) 및 (26)식에서 g_{ei}^2 및 g_{mi}^2 을 각각 $K_r - \beta_e^2$ 및 $K_r - \beta_m^2$ 으로 바꾸면 된다.

그림 2는 $K_t=1, K_s=2.5$ 및 $K_r=4.48$ 과 $\theta_r=9 \times 10^{-3}$ 인 경우에 $t=d/\lambda_0$ 에 따른 β_i 이 기본모드에서 어떻게 분할되는가를 나타냈으며 여기서 보듯이 t값이 커짐에 따라 β_e 와 β_m 의 차는 줄어들고 $|\beta_a - \beta_m|$ 과 $|\beta_b - \beta_e|$ 은 커져서 즉 분할이 커짐을 알 수 있다.

그림 3은 $n=0$ 일때 그림 2와 같은 조건에서 t에 따

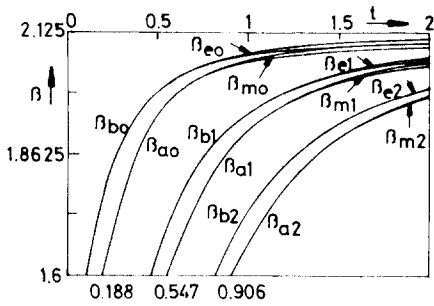


그림 2. 그림 1의 도파관에서 $K_1=1$, $K_2=2.5$ 및 $K_f=4.48$, $\theta_f=9 \times 10^{-3}$ 일때 박막의 두께에 따른 위상정수

Fig. 2. Phase-Constant Curves for the Guide Structure in Fig. 1.

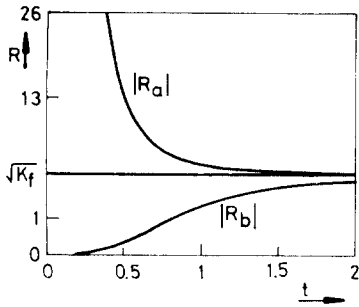


그림 3. 그림 2의 조건에서 박막의 두께에 따른 $n=0$ 고유모드의 TM/TE비

Fig. 3. The TM/TE Ratio vs. the Thin-film Thickness for $n=0$ Eigenmode of the Guide in Fig. 1.

은 $|R_a|$, $|R_b|$ 의 변화를 보인 것으로서 t 가 커짐에 따라 주 분할이 증가함에 따라 $|R_a|$ 및 $|R_b|$ 는 $\sqrt{K_f}$ 로 가까이 감으로 모드변환 효율이 증가함을 알 수 있다.¹⁾ 또한 그림 2에서 보듯이 $0.188 < t < 0.547$ 에서는 0 모드, $0.547 < t < 0.906$ 에서는 0, 1 모드, $t > 0.906$ 에서는 0, 1, 2 모드들의 E_y^a 가 다 정재파로 실 수 있음을 알 수 있다. 3, 4, ... 모드에 대해서도 도파관 두께에 따라 설정되며 이 모드들 중 모드변환에 가장 큰 영향을 미치는 것은 분할이 제일 큰 0 모드임을 알 수 있다.

그림 4는 그림 2에서 t 가 1일때 광도파관의 고유모드 E_y^a, H_y^a 의 파형을 $n=0, 1, 2$ 세 모드에 대하여 나타낸 것으로 (21) 및 (22)식에 의하여 결정된 파형과 (18)식에 의하여 결정되는 $|R_a|$ 및 $|R_b|$ 를 각각 표시하였으며 이 때 0모드의 $|R_a|$, $|R_b|$ 값이 $\sqrt{K_f}$ 에 가장 가까워지므로 0모드가 모드변환에 가장 큰 영향을 미침을 알

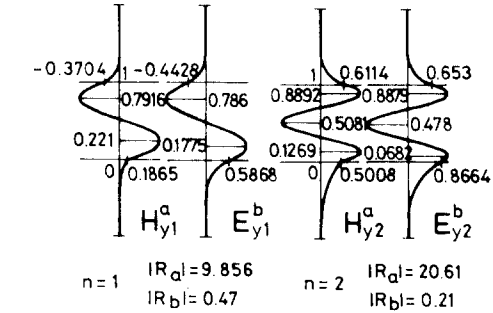
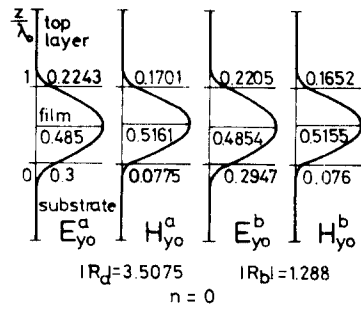


그림 4. $t=1$ 일때 n 값에 따른 E_y^a, H_y^a 의 파형변화
Fig. 4. The Waveforms of E_y^a and H_y^a at $t=1$.

수 있다. 또한 그림 4에서의 분할폭 $|\beta_n - \beta_m| = |\beta_0 - \beta_1|$ 의 값을 조사하면 0모드는 0.03이고 1모드는 0.0038이며 2모드는 0.0013이므로 0모드가 제일 크게 분할이 일어남을 알 수 있다.

그림 5는 복합모드의 E_y^a 와 H_y^a 가 박막의 두께 d 에 따라 어떻게 변하는가를 알기 위해서 t 가 0.5 및 2일때 $n=0$ 모드의 파형을 비교한 것이다. 이 그림과 그림 4에 $n=0$ 모드의 그것과 비교하면 박막의 두께가 커질수록 정재면에서의 전계 및 자계의 크기가 점점 작아짐을 알 수 있다. 즉 전자파는 광도파관의 박막속에 보다 잘 집중되게 진행된다.

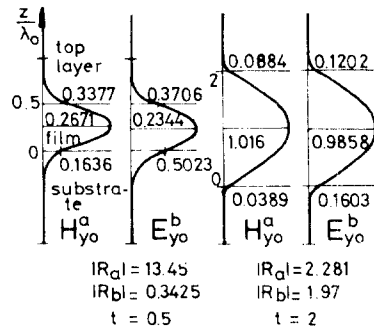


그림 5. $t=0.5$ 및 2일때 $n=0$ 모드의 E_y^a 와 H_y^a 의 파형
Fig. 5. The Waveforms of E_y^a and H_y^a at $t=0.5$ & 2.

2) 기판이 순수 자기광 효과가 있는 경우

그림 6은 박막상층과 박막은 비유전율 K_t, K_r 를 갖는 등방성매질이고 기판은 (1)식의 텐서를 갖는 광도파관의 구조를 나타낸 것이다. 이 광도파관에 대한(21), (22)식의 감쇠상수 및 정재파의 위상정수는 a 및 b모드에 따라 표 2와 같이 얻어진다.

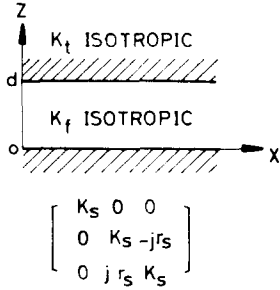


그림 6. 기판이 자기광 효과를 갖는 광도파관
Fig. 6. Waveguide with Magnetooptic Substrate.

표 2. 그림 6과 같은 도파관에서 각층의 전파상수
Table 2. Phase Constants for Different Layer Media of the Guide in Fig. 6.

복합모드의 종류	a	b
$(P_{e1}/k_0)^2, (P_{m1}/k_0)^2$	$\beta_a^2 K_t$	$\beta_b^2 K_t$
$(h_{e1}/k_0)^2, (h_{m1}/k_0)^2$	$K_r - \beta_a^2$	$K_r - \beta_b^2$
$(P_{e2}/k_0)^2$	K_{e2}^2	K_{e2}^2
$(P_{m2}/k_0)^2$	K_{m2}^2	K_{m2}^2

여기서 β_a 및 β_b 는 (16)식에서 K를 K_s 로 대체된 식으로부터 얻어지며 $-g_{e1}^2$ 및 $-g_{m1}^2$ 인 것은 g_{e1} 및 g_{m1} 이 허수이어야 하기 때문이다.

표 2의 관계식들 (23), (24)식에 대입하면 다음과 같은 위상특성식을 얻는다.

$$\tan^{-1} \sqrt{-g_{e1}^2 / (K_r - \beta_a^2)} + \tan^{-1} \sqrt{(\beta_a^2 - K_t) / (K_r - \beta_a^2)} + n\pi = 2\pi \sqrt{K_r - \beta_a^2} \cdot d / \lambda_0 \quad (27)$$

$$\tan^{-1} ((K_r / K_s) \sqrt{-g_{m1}^2 / (K_r - \beta_b^2)}) + \tan^{-1} ((K_r / K_t) \sqrt{(\beta_b^2 - K_t) / (K_r - \beta_b^2)}) + n\pi = 2\pi \sqrt{K_r - \beta_b^2} \cdot d / \lambda_0 \quad (28)$$

(27), (28)식에서 보면 같은 d에서 $-g_{e1}^2$ 이 $-g_{m1}^2$ 보다 크므로 박막이 자기광 효과가 있는 경우와 마찬가지로 a모드는 TM 모드에 가깝고 b모드는 TE 모드에 가깝다. 파라데이 효과가 없는 경우 즉 $r_s = 0$ 인 경우에 기본모드의 위상특성식은 박막이 자기광 효과가 있을 때의 기본모드의 위상특성식과 같다.

또한 정규화된 파라데이 회전각 θ_s 는 (17)식과 마찬가지로 $\theta_s = r_s / (2\sqrt{K_s})$ 로 주어진다.

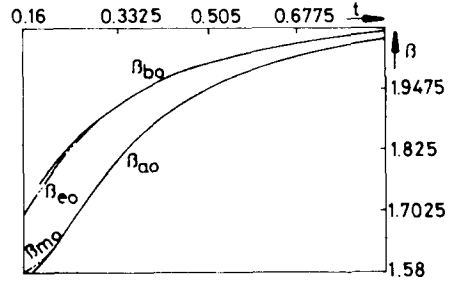


그림 7. 그림 7의 도파관에서 $K_t = 1, K_s = 2.5, K_r = 4.48$ 및 $\theta_s = 9 \cdot 10^{-2}$ 일 때 박막의 두께에 따른 $n = 0$ 모드의 위상정수

Fig. 7. Phase-Constant Curves for the Guide Structure in Fig. 6.

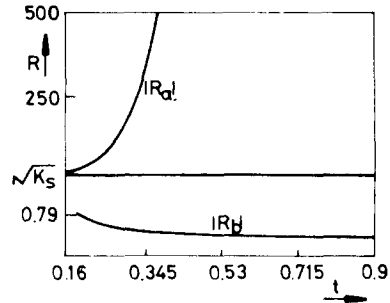


그림 8. 그림 8의 조건에서 박막의 두께에 따른 $n = 0$ 고유모드의 TM/TE비

Fig. 8. The TM/TE Ratio vs. the Thin-Film Thickness for $n = 0$ Eigenmode of the Guide in Fig. 6.

그림 7과 그림 8은 기본모드의 위상특성식과 (27), (28)식에서 K_t, K_r 및 K_s 는 박막의 경우와 마찬가지로 값을 가지고 $\theta_s = 9 \times 10^{-2}$ 일 때 박막의 두께에 따른 위상정수의 변화와 고유모드의 TM/TE비를 $n = 0$ 의 경우에 나타냈는데 특별한 점은 박막이 파라데이 효과가 있는 경우와는 정반대로 박막의 두께가 커질수록 분할은 작아지고 $|R_a|$ 는 $\sqrt{K_s}$ 로 부터 급격히 증가하고 $|R_b|$ 는 $\sqrt{K_s}$ 로 부터 감소하므로 모드변환에 불리함을 알 수 있다.

그러나 박막의 두께가 얇아질수록 박막이 자기광 효과가 있는 경우 보다 $|\beta_a - \beta_b|$ 은 크므로 최대모드변환을 위한 광도파관의 최소거리는 작으나 그림 7에서 보듯이 자기광 효과를 더 강하게 하여도 즉 θ 값은 훨씬 더 크더라도 위상분할이 미약하여 박막이 자기광 효과가 있는 경우보다 모드변환에는 더 불리함을 알 수 있다.

그림 9는 $t = 1.5$ 일 때 $n = 0, 1, 2$ 에서 E_0^2 과 H_0^2 를 나

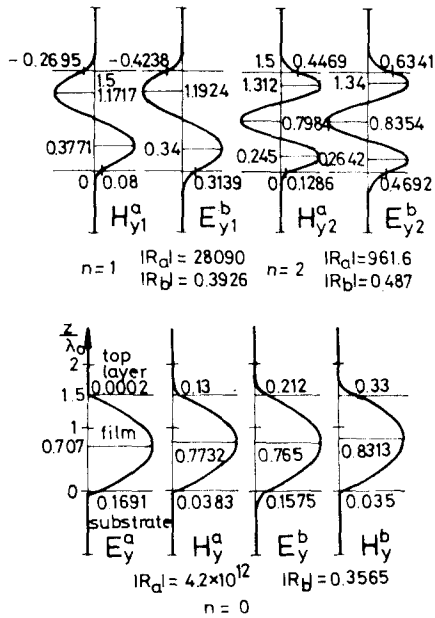


그림 9. $t = 1.5$ 일때 $n=0, 1, 2$ 모드의 E_y^a 및 H_y^b 의 파형 변화
 Fig. 9. The Waveforms of E_{ym}^a and H_{ym}^b at $t = 1.5$.

타면 것이며, 여기서 모퉁이 박막이 자기광 효과가 있는 경우와는 달리 모드변환에 가장 큰 영향을 미치는 모드가 $|R_a|$, $|R_b|$ 가 $\sqrt{K_s}$ 에 가장 가까운 제1 박막 모드인 2모드임을 알 수 있으며, 이는 박막이 얇을수록 분할이 커지므로 같은 박막의 두께에서는 박막 모드가 분할이 제일 크기 때문이다.

IV. 결 론

파라데이 효과가 있는 매질에서 전자파의 전파 특성을 해석하여 이러한 매질을 박막 혹은 기관으로 사용한 광도파관에 적용하였다.

박막이 자기광 효과가 있는 경우에는 박막의 두께가 증가하면 기본모드의 위상정수 차가 감소하고 따라서 혼합모드의 위상분할이 커지므로 모드변환에 유리함을 알 수 있었다.

반면 기관이 자기광 효과가 있는 경우에는 박막의 두께가 감소함에 따라 기본모드의 위상정수 차가 증가하며 동시에 혼합모드의 분할도 커지나 근본적으로 박

막이 자기광 효과가 있는 경우보다 분할이 극히 미약하여 모드변환 효율면에서는 박막이 자기광 효과가 있는 경우보다 좋지않음을 알 수 있었다.

參 考 文 獻

- [1] P.K. Tien, "Light waves in thin films and intergrated optics", *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2395-2413, Nov. 1971.
- [2] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guide-wave optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-9, no. 9, p. 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, p. 394, Oct. 1972.
- [4] S. Yamamoto, Y. Koyamada and T. Makimoto, "Normal-mode analysis of anisotropic thin-film waveguides for intergrated optics", *Journal of Appl. Phys.* vol. 43, no. 12, p. 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. 32, no. 4, p. 1861, 1972.
- [6] S. Wang, J.D. Crow 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, p. 3232, July 1973.
- [7] M.W. Muller, M.J. Sun and S.K. Chung, "Magnetic domains for intergrated optics", *Symp. Proc. of Optical and Acoustical Micro-electronics*, vol.23, pp.393-341, 1974.
- [8] 정상구, 임한조, "자기광 효과를 갖는 광도파관의 혼합모드 해석", 대한 전자공학회 1983하계 종합학술대회 논문집, vol. 6, no. 1, 83/7, pp. 101.
- [9] 정상구, 임한조, "광도파관에서 지성박막에 의한 모드변환," 대한 전자공학회지 제20권 제6호, 11월, 1983.