

## 비선형 박막으로 둘러싸인 평면 광도파로에서의 비선형 도파광 특성

정종술 · 송석호 · 이일항

한국전자통신연구소 기초기술연구부

(1995년 12월 19일 받음)

본 논문에서는 두 개의 비선형 박막으로 둘러싸인 평면 광도파로에서의 TE 비선형 도파광 특성에 대한 새로운 접근 방법을 제안한다. 비선형 박막에 대한 특성을 묘사하는 비선형 특성 행렬을 이용하여 비선형 광도파로에 대한 비선형 분산 방정식을 해석적 형태로 유도한다. 분산 방정식을 기반으로 하는 전산시늉으로 도파광의 파워에 대한 모드 굴절율 변화, 전장의 세기가 최대인 위치, 그리고 파워 분포 등의 도파광의 비선형 특성을 계산한다. 자기-집속형 광도파로 구조에서 비선형 박막의 두께를 감소하면 파워-의존 비선형 모드 굴절율의 광학적 쌍안정 특성이 나타나며 광학적 쌍안정 특성을 위한 임계 파워는 증가한다. 그리고 비선형 광도파로 구조 내부의 파워 분포 특성은 비선형 Fabry-Perot etalon의 동작 특성과 유사한 광학적 쌍안정 특성을 나타낸다.

### I. 서 론

비선형 도파광의 진행 특성은 초고속 신호처리를 위한 완전 광동작 집적 소자의 구현에 매우 유용하기 때문에 많은 관심이 집중되고 있다.<sup>[1,2]</sup> 광의 세기 변화에 대하여 굴절율이 바뀌는 비선형 매질로 구성된 광도파로에서 비선형 도파광의 전파 상수와 전계 분포는 비선형 되먹임 (nonlinear feedback) 현상 때문에 자신의 파워 변화에 대하여 많은 영향을 받는다. 더욱이 비선형 매질로 둘러싸인 선형 박막으로 구성된 비선형 광도파로를 진행하는 비선형 광은 자기-굴곡(self-bending) 현상과 광학적 쌍안정 특성을 나타내므로 완전 광교환 및 완전 광경로 설정 소자로의 응용이 가능하다.<sup>[3-5]</sup> 자기-집속형(self-focusing) 또는 자기-확산형(self-defocusing) 비선형 박막으로 구성된 비선형 광도파로 구조에서 비선형 도파광은 많은 도파 모드를 생성한다는 것이 이론적으로 밝혀졌고<sup>[6-10]</sup> 그것에 대한 실험적 결과도 보고되어 왔다.<sup>[11,12]</sup> 그러나 현재까지 보고된 많은 연구가 한 개 또는 두 개의 비선형 매질로 둘러싸인 선형 박막으로 구성된 3층 비선형 광도파로 구조에 대하여 수행되었다. 이 구조에서는 비선형 매질에서의 전계가 친숙한 하이퍼볼릭 함수(hyperbolic function)로 형태를 가지므로 도파광의 해석적 해가 어렵지 않게 얻어진다. 본 논문에서는 양쪽에 선형 기판을 두고 그 사이에 선형 박막과 그것을 둘러싼 비

선형 박막으로 구성된 5층 비선형 광도파로 구조에 대하여 해석한다. 이 구조는 선형 박막과 비선형 박막의 굴절율과 두께를 적당히 설계하여 광학적 쌍안정 현상과 도파 모드의 파워 분포 등의 전파 특성을 조정할 수 있는 장점을 가진다.<sup>[13]</sup> 본 논문의 접근 방법은 비선형 박막의 양쪽 경계에서 전장의 접선 성분에 대한 관계를 표현한 비선형 특성 행렬(nonlinear transfer matrix)<sup>[14]</sup>을 기반으로 한다. 비선형 특성 행렬을 기반으로 하여 유도된 비선형 분산 방정식(nonlinear dispersion equation)은 야코비안 타원 함수(Jacobian elliptic function)를 사용하여 해석적 형태로 표현된다. 비선형 분산 방정식을 기반으로 한 수치 계산으로부터 얻어진 모드 굴절율의 파워 의존 특성, 전장의 강도가 최대가 되는 위치의 변화, 그리고 광도파로 내부의 파워 분포 특성 등의 광학적 비선형 특성에 대한 결과를 보고한다.

### II. 비선형 특성 행렬로 표현된 분산 방정식

그림 1에서 5층의 박막으로 구성된 비선형 광도파로 구조를 나타내었다. 굴절율이  $n_2$ 이고 두께가  $d_2$ 인 선형 박막이 두 개의 비선형 박막으로 둘러싸여 있고 비선형 박막은 굴절율  $n_s$ 의 선형 기판과 굴절율  $n_c$ 의 선형 클래드와 접하고 있다. 양쪽 비선형 박막은 두께가 각각  $d_{n1}$ 과  $d_{n3}$ 이고  $n_i^2 = \bar{n}_i^2 + \alpha_i |E_i|^2$  ( $i=1, 3$ )

의 커(Kerr) 비선형 굴절율을 가진다. 여기서  $E_i$ 는 매질  $i$ 에서의 전계 크기이고  $\bar{n}$ 는 선형 굴절율이고  $\alpha_i$ 는 비선형 계수이다. 그리고 매질에서의 흡수는 무시하였다. 본 논문은 z-축 방향으로 진행하는 TE 모드의 경우를 해석한다. 비선형 매질을 진행하는 광파에 대하여 진행하는 방향에 대한 전계 분포의 변화가 없는 정형파인 경우에 파동 방정식은

$$\frac{d^2}{dx^2} E_i(x) + k_0^2 [(\bar{n}_i^2 - \beta^2) + \alpha_i |E_i(x)|^2] E_i(x) = 0 \quad (1)$$

와 같이 주어진다. 여기서  $\beta$ 는 모드 굴절율이고  $k_0$ 는 자유공간에서의 파수이다. 식 (1)을 일차 적분하면 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$\frac{1}{k_0^2} \left( \frac{dE_i(x)}{dx} \right)^2 + \left( (\bar{n}_i^2 - \beta^2) + \frac{1}{2} \alpha_i E_i^2(x) \right) E_i^2(x) = C \quad (2)$$

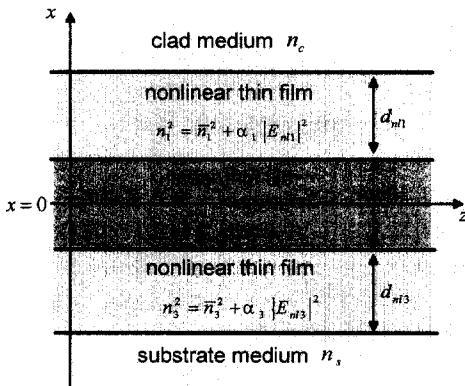


그림 1. 선형 박막과 비선형 박막으로 구성된 5층 구조의 비선형 광도파로.

표 1. 비선형 특성 행렬의 요소와 각 매개 변수

	자기-집속형(self-focusing)	자기-확산형(self-defocusing)
$m$	$(\Gamma^{1/2} - (n_i^2 - \beta^2)) / 2\Gamma^{1/2}$	$(\alpha_i C_i - \Gamma^{1/2} (n_i^2 - \beta^2) - D) / \alpha_i C_i$
$q^2$	$(n_i^2 - \beta^2) / (1 - 2m)$	$((n_i^2 - \beta^2) - \Gamma^{1/2}) / 2$
$A^2$	$2mq^2 / \alpha_i$	$-(\Gamma^{1/2} + (n_i^2 - \beta^2)) / \alpha_i$
$K(x)$	$1 - m(1 - E_o^2 / A^2)sn^2(k_o qx   m)$	$1 - m(E_o^2 / A^2)sn^2(k_o qx   m)$
$D(x)$	$1 - m(1 - E_o^2 / A^2)sn^2(k_o qx   m)$	$1 + m(E_o^2 / A^2)sn^2(k_o qx   m)$
$M(x)$	$1 - m(1 - E_o^2 / A^2) [1 + cn^2(k_o qx   m)]$	$(1 - mE_o^2 / A^2)dn^2(k_o qx   m) + m(1 - E_o^2 / A^2)cn^2(k_o qx   m)$
$t_{11}(\beta, E_0)$	$cn(k_o qx   m) / K(x)$	$cn(k_o qx   m) / K(x)$
$t_{12}(\beta, E_0)$	$\pm sn(k_o qx   m) dn(k_o qx   m) / (qK(x))$	$\pm sn(k_o qx   m) / qK(x)$
$t_{21}(\beta, E_0)$	$\pm qM(x)sn(k_o qx   m) dn(k_o qx   m) / K^2(x)$	$\pm qM(x)sn(k_o qx   m) / K^2(x)$
$t_{22}(\beta, E_0)$	$D(x)cn(k_o qx   m) / K^2(x)$	$D(x)cn(k_o qx   m) dn(k_o qx   m) / K^2(x)$

여기서  $C_i$ 는 적분 상수로써 비선형 매질에서 전장과 그 것의 미분으로 표현되는 보존 상수(conservation constant)이다. 일정한 두께를 갖는 비선형 박막을 진행하는 비선형 광파의 전계 분포는 야코비안 타원 함수(Jacobian elliptic function)로 표현된다. 자기-집속형(self-focusing) 비선형 박막에서는  $cn$  함수로 표현하고 자기-확산형(self-defocusing) 비선형 박막에서는  $sn$  함수로 표현한다.<sup>[15-16]</sup> 야코비안 함수를 적당히 잘 전개하면 자기-집속형 또는 자기-확산형 비선형 박막의 양쪽 경계에서의 전계와 그 것의 미분에 대한 접선 성분의 관계를 표현한 비선형 특성 행렬을 유도할 수 있다. 비선형 특성 행렬의 각 요소와 각 매개변수는 표 1에 나타내었다.<sup>[13-14]</sup> 경계에서의 경계조건과 비선형 특성을 이용하여 다음과 같은 비선형 분산 방정식을 유도할 수 있다.

$$\tan(k_0 d_2 \sqrt{|n_2^2 - \beta^2|}) = \frac{U(\beta, E_0) + V(\beta, E_0)}{1 - U(\beta, E_0) V(\beta, E_0)} \quad \text{for } n_2 > \beta, \quad (3a)$$

$$\tanh(k_0 d_2 \sqrt{|n_2^2 - \beta^2|}) = \frac{-[U(\beta, E_0) + V(\beta, E_0)]}{1 + U(\beta, E_0) V(\beta, E_0)} \quad \text{for } n_2 < \beta. \quad (3b)$$

여기서  $U(\beta, E_0)$ 와  $V(\beta, E_0)$ 는

$$U(\beta, E_0) = \frac{1}{\sqrt{|n_2^2 - \beta^2|}} \frac{r_{21}(\beta, E_0) + \sqrt{\beta^2 - n_c^2} r_{22}(\beta, E_0)}{r_{11}(\beta, E_0) - \sqrt{\beta^2 - n_c^2} r_{12}(\beta, E_0)} \quad (4a)$$

$$V(\beta, E_0) = \frac{-1}{\sqrt{|n_2^2 - \beta^2|}} \frac{t_{21}(\beta, E_0) + \sqrt{\beta^2 - n_s^2} t_{22}(\beta, E_0)}{t_{11}(\beta, E_0) - \sqrt{\beta^2 - n_s^2} t_{12}(\beta, E_0)} \quad (4b)$$

와 같이 표현된다. 여기서 전계  $E_0$ 는 비선형 박막과 기

판의 경계에서의 전계 크기이다. 식 (3-4)의 분산 방정식은 표 1에 나타낸 비선형 특성 행렬의 요소  $[r_{ij}]$ 와  $[t_{ij}]_{(i,j=1,2)}$ 에 의하여 표현된다. 표 1에서  $\Gamma$ 는  $\Gamma = (\bar{n}_i^2 - \beta^2)^2 + 2\alpha C_i$ 으로 표현되고 자기-확산형 경우에는 영보다 크게 된다. 그리고 역 대각 요소의 부호  $+(-)$ 는 좌표계의 설정으로 결정된다. 비선형 광도파로의 분산 방정식은 비선형 특성 행렬을 채용하여 표현함으로써 선형 광도파로의 분산 방정식과 유사한 형태로 유도되었다. 그리고 자기-집속형 광도파로 구조와 자기-확산형 광도파로 구조가 같은 형태의 비선형 분산 방정식으로 표현할 수 있다는 장점을 가진다. 초월 방정식 형태를 가지는 식 (3)의 비선형 분산 방정식에서는 파워-의존 모드 굴절율  $\beta$ 와 경계에서의 전장  $E_0$ 가 매우 중요한 매개변수가 된다. 먼저 모드 굴절율  $\beta$ 를 고정하고 고정된 모드 굴절율에 대응하는 경계에서의 전장 세기  $E_0$ 를 계산한다. 얻어진  $\beta$ 와  $E_0$ 를 이용하여 도파광의 파워와 비선형 모드 굴절율의 관계를 나타내는 비선형 분산 곡선을 그릴 수 있다. 단위 넓이당 도파광의 파워  $P_{total}$ 은 모드 굴절율  $\beta$ 와 경계에서의 전장 세기  $E_0$ 를 이용하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} P_{total} &= \frac{\eta_0 \beta}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E^2(x) dx \\ &= P_{n1} + P_{ln} + P_{n3} \\ &\quad + \frac{1}{4} \eta_0 \beta \left( \frac{E_c^2}{\sqrt{\beta^2 - n_c^2}} + \frac{E_s^2}{\sqrt{\beta^2 - n_s^2}} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

식 (5)에서  $\eta_0$ 는 자유-공간에서의 어드미턴스이고  $E_c(E_s)$ 는 비선형 박막과 클래드 (기판)의 경계에서의 전장 세기이다. 그리고  $P_{ln}$ 는 선형 박막 내부를 진행하는 도파광의 파워이고  $P_{n1}$ 과  $P_{n3}$ 는 각각 상층 비선형 박막과 하층 비선형 박막에서의 도파광 파워를 나타낸다. 선형 박막에서의 도파광 파워  $P_{ln}$ 는 해석적인 형태를 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} P_{ln} &= \frac{\eta_0 \beta}{8k_{2x}} [2Q_0 k_{2x} d_2 + Q_1 \sin(2k_{2x} d_2) + Q_2 \sin^2(k_{2x} d_2)] \\ &\quad \text{for } n_2 > \beta, \\ P_{ln} &= \frac{\eta_0 \beta}{8k_{2x}} [2Q_1 k_{2x} d_2 + Q_0 \sinh(2k_{2x} d_2) + Q_2 \sinh^2(k_{2x} d_2)] \\ &\quad \text{for } n_2 < \beta \end{aligned} \quad (6)$$

식 (6)에서  $k_{2x} = k_0 \sqrt{|n_2^2 - \beta^2|}$ ,  $Q_0 = RR^* + SS^*$ ,  $Q_1 = RR^* - SS^*$ ,  $Q_2 = 2(RS^* + SR^*)$ 이다. 그리고 상수  $R$ 과  $S$ 는 비선형 특성 행렬의 요소와 경계에서의 전장 세기  $E_0$ 를

이용하여 다음과 같은 관계식에서 계산할 수 있다.

$$\begin{aligned} R &= (t_{11} - t_{12} \sqrt{\beta^2 - n_s^2}) E_0 \\ S &= \frac{t_{21} - t_{22} \sqrt{\beta^2 - n_s^2}}{\sqrt{|n_s^2 - \beta^2|}} E_0 \end{aligned} \quad (7)$$

상층 비선형 박막과 하층 비선형 박막을 진행하는 도파광의 파워  $P_{ni}(i=1, 3)$ 는 다음의 관계식으로부터 계산할 수 있다.

$$P_{ni} = \frac{1}{2} \eta_0 \beta A_i^2 \int_0^{d_{ni}} \vartheta^2 [q_i(x + x_{0i}) |m_i|] dx \quad (8)$$

여기서 최대 전장 세기의 위치를 나타내는 적분 상수  $x_{0i}$ 는

$$x_{0i} = \frac{1}{q_i} \vartheta^{-1} \left[ -\frac{E_{cs}}{A_i} |m_i| \right] \quad (9)$$

(9)와 같이 주어진다. 여기서  $\vartheta$ 는 아코비안 타원 함수인데, 자기-집속형 박막에서는  $cn$  함수를 나타내고 자기-확산형 박막에서는  $sn$  함수를 나타낸다.

### III. 전산 시늉 결과

해석적 형태로 유도된 비선형 분산 방정식을 기반으로 하는 수치적 계산은 비선형 광도파로를 진행하는 비선형 광파에 대한 전반적인 특성을 알기 위하여 자기-집속형 구조와 자기-확산형 구조의 광도파로에서 수행된다. 자기-집속형 광도파로 구조를 진행하는 비선형 도파광은 자기-굴곡 특성과 광쌍안정 특성을 나타내므로 완전 광동작(all-optical operation) 소자로 응용될 수 있는 많은 장점을 가진다. 그래서 본 논문에서는 자기-집속형 광도파로 구조의 광학적 특성을 주로 해석한다.

수치 계산에 사용된 대칭형 구조의 비선형 광도파로의 매개변수는 비선형 박막의 선형 굴절율  $\bar{n}_1 = \bar{n}_3 = 1.55$ , 기판의 굴절율  $n_c = n_s = 1.50$ , 선형 광도파로의 굴절율  $n_2 = 1.57$ , 비선형 계수  $\alpha_1 = \alpha_3 = 6.38 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 이고 동작 파장은  $\lambda = 0.515 \mu\text{m}$ 이다. 그림 2는 비선형 박막의 두께를  $d_{n1} = d_{n3} = 1.0 \mu\text{m}$ 으로 고정하고 선형 박막의 두께  $d_2$ 를 매개 변수로 하는 비선형 광도파로의 비대칭 TE 모드(asymmetric TE mode)와 대칭 TE 모드(symmetric TE mode)에 대한 전형적인 분산 곡선을 보여준다. 그림에서 실선은 선형 박막의 두께가  $d_2 = 1.2 \mu\text{m}$ 인 경우에 대한 모드 굴절율의 파워 의존 특성을 나타내고 점선은  $d_2 = 0.6 \mu\text{m}$  때의 모드 굴절율 특성을 보여준다. 그림

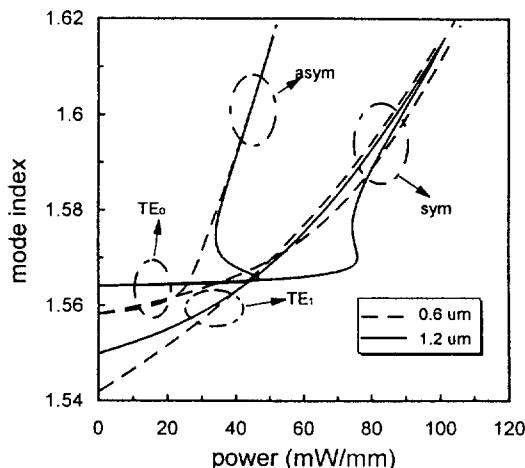


그림 2.  $\bar{n}_1=\bar{n}_3=1.55$ ,  $n_c=n_s=1.50$ ,  $n_2=1.57$ ,  $\alpha_1=\alpha_3=6.38 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ,  $\lambda=0.515 \mu\text{m}$ ,  $d_{nl1}=d_{nl3}=1.0 \mu\text{m}$ 의 비선형 도파광 구조에서 도파광의 세기에 대한 비대칭  $TE_0$  모드와 대칭  $TE_1$  모드의 분산 특성 곡선. 점선은 선형 박막의 두께가  $d_2=0.6 \mu\text{m}$ 인 경우에 대한 모드 굴절율 특성을 나타내고 실선은  $d_2=1.2 \mu\text{m}$ 일 때의 모드 굴절율 특성이다.

2에서 선형 박막의 두께를 증가하면 모드 굴절율의 광 쌍안정 현상이 더 크게 나타남을 알 수 있다.<sup>[3,4]</sup> 그리고  $TE_1$  비선형 도파 모드의 분산 곡선은 비선형 매질로 둘러싸인 선형 박막 구조의 3층 비선형 광도파로 구조에서는 나타나지 않는 특성을 보여준다. 첫째는  $TE_1$ 의 파워-의존 모드 굴절율이 선형 박막의 굴절율보다 증가하는 경우 ( $\beta>n_2$ )가 발생한다는 것이고 둘째는  $TE_0$  모드의 굴절율보다 크게 되는 ( $\beta_{TE1}>\beta_{TE0}$ ) 도파광의 파워 구간이 존재한다는 것이다. 이상에서는 선형 박막의 두께 변화에 대한 특성을 알아보았다. 앞으로는 선형 박막의 두께는 고정하고 비선형 박막의 두께를 매개 변수로 하여 비선형 도파광의 광학적 특성을 해석한다. 그림 3은 선형 박막의 두께가  $d_2=1.2 \mu\text{m}$ 이고 비선형 박막의 두께가 변하는 비선형 광도파로 구조에서 모드 굴절율의 광쌍 안정 특성에 대한 변화를 보여준다. 실선은 비선형 박막의 두께가  $d_{nl1}=d_{nl3}=1.0 \mu\text{m}$ 일 때의 모드 굴절율의 광학적 쌍안정 특성을 나타내고 점선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.5 \mu\text{m}$ 인 경우이다. 그림 3에서 광학적 쌍안정 특성의 임계 파워(critical power)는 비선형 박막의 두께가 증가하면 감소한다는 것을 알 수 있다. 그리고 광학적 쌍안정 특성의 이력 현상(hysteresis)은 선형 박막의 두께 변화에서도 나타나지만 비선형 박막의 두께 변화에 대해서도 나타난다는 것을 알 수 있다. 도파광의 파워가 임계치에

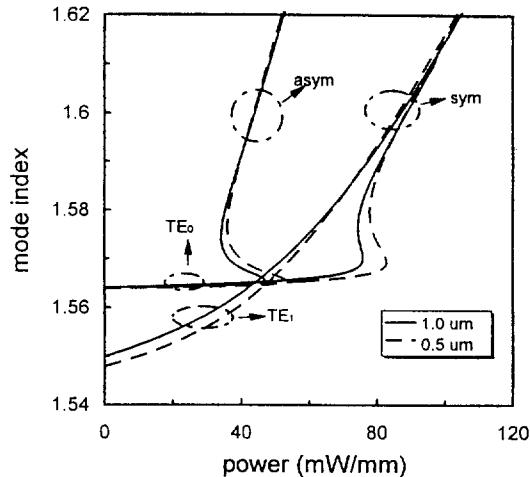


그림 3.  $\bar{n}_1=\bar{n}_3=1.55$ ,  $n_c=n_s=1.50$ ,  $n_2=1.57$ ,  $\alpha_1=\alpha_3=6.38 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ,  $\lambda=0.515 \mu\text{m}$ ,  $d_2=1.2 \mu\text{m}$ 의 비선형 도파광 구조에서 도파광의 세기에 대한 비선형 모드 굴절율의 광쌍안정 특성. 실선은 비선형 박막의 두께가  $d_{nl1}=d_{nl3}=1.0 \mu\text{m}$ 인 경우에 대한 모드 굴절율 특성을 나타내고 점선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.5 \mu\text{m}$ 일 때의 모드 굴절율 특성이다.

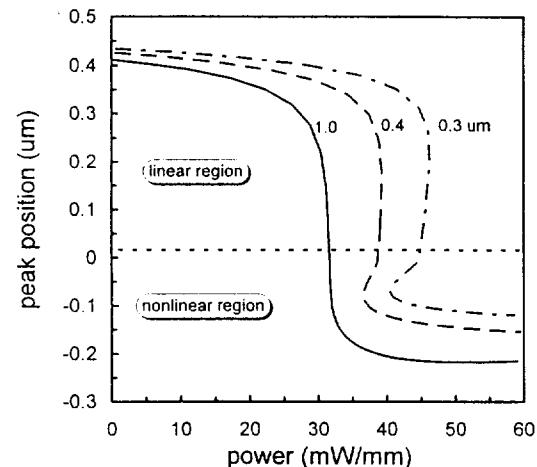


그림 4. 도파광의 파워 변화에 대한 비대칭  $TE_0$  모드의 최대 전계 세기의 위치 변화. 실선은 비선형 박막의 두께가  $d_{nl1}=d_{nl3}=1.0 \mu\text{m}$ 인 경우를 나타내고 점선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.4 \mu\text{m}$ , 일점쇄선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.3 \mu\text{m}$ 인 경우이다.

도달하기 전에는 도파광의 대부분의 파워는 선형 박막 내부에 집중되어 있고 임계치보다 증가하면 도파광의 파워는 비선형 박막으로 전달된다. 그림 4는 선형 박막의 두께가  $d_2=1.0 \mu\text{m}$ 인 구조에서 도파광의 파워 변화에 대한 비대칭  $TE_0$  모드의 최대 전계 세기의 위치 변화를

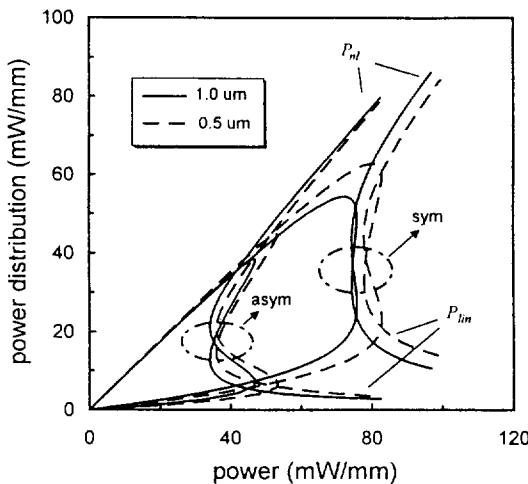


그림 5. 대칭  $TE_0$  도파 모드와 비대칭  $TE_0$  도파 모드의 도파광 파워에 대한 선형 박막 내부의 파워와 비선형 박막 내부의 파워의 파워 분포 특성. 실선은 비선형 박막의 두께가  $d_{nl1}=d_{nl3}=1.0 \mu\text{m}$ 인 경우를 나타내고 점선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.5 \mu\text{m}$ 인 경우이다.

나타낸 것이다. 그리고 실선은 비선형 박막의 두께가  $d_{nl1}=d_{nl3}=1.0 \mu\text{m}$ 인 경우의 최대 전계 위치를 나타내고 점선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.4 \mu\text{m}$ , 일점쇄선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.3 \mu\text{m}$ 인 경우이다. 그림 4에서 최대 전계의 위치가 임계 파워 근처에서 선형 영역에서 비선형 영역으로 급격히 이동된다는 것을 알 수 있다. 그리고 비선형 영역으로 이동된 최대 전계의 위치는 도파광의 파워에 거의 영향을 받지 않는다. 비선형 박막의 두께가 증가하면 최대 전계의 위치가 이동되는 도파광의 임계 파워는 감소한다. 그림 5는 선형 박막의 두께가  $d_2=1.0 \mu\text{m}$ 인 광도파로 구조에서 대칭  $TE_0$  도파 모드와 비대칭  $TE_0$  도파 모드의 도파광 파워  $P_{total}$ 에 대하여  $P_{ln}$ 과  $P_{nl}$ 의 파워 분포 특성(power distribution)으로 나타나는 광학적 쌍안정 특성 곡선을 보여준다. 여기서  $P_{ln}$ 은 선형 광도파로 영역에 존재하는 단위 넓이당 도파광의 파워이고  $P_{nl}$ 는 상층 비선형 박막과 하층 비선형 박막 영역에 존재하는 단위 넓이당 도파광의 파워를 나타낸다. 실선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=1.0 \mu\text{m}$ 인 경우에 대한 쌍안정 특성 곡선을 나타내고 점선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.5 \mu\text{m}$ 인 경우이다. 그림 5에서 도파광 파워가 임계 파워에 도달하기 전에는 대부분의 파워는 선형 박막 내부를 진행한다는 것을 알 수 있다. 비대칭 도파 모드에 대한 임계 파워는  $P_c \approx 40 \text{ mW/mm}$ 이고 대칭 도파 모드의 임계 파워는  $P_c \approx 80 \text{ mW/mm}$ 이다. 도파광의 파워가 임계 파워보다 증가하면 파워의 증가로 인하여 비선형 박막의

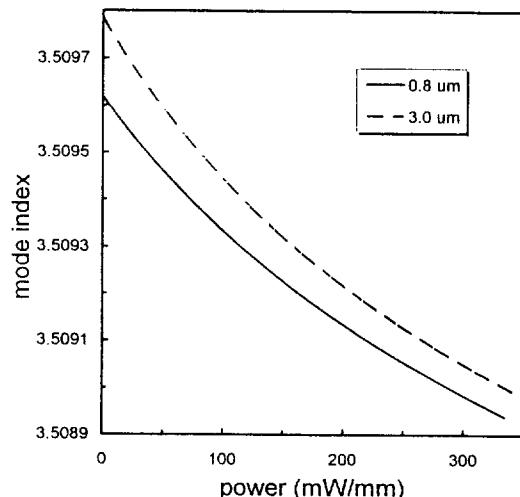


그림 6.  $\bar{n}_1=\bar{n}_3=3.502$ ,  $n_c=n_s=3.21$ ,  $n_2=3.513$ ,  $\alpha_1=\alpha_3=-1.276 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ,  $\lambda=0.85 \mu\text{m}$ ,  $d_2=1.8 \mu\text{m}$ 의 자기-확산형 광도파로 구조에 대한  $TE_0$  도파 모드의 비선형 분산 특성 곡선. 실선은 비선형 박막의 두께가  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.8 \mu\text{m}$ 인 경우를 나타내고 점선은  $d_{nl1}=d_{nl3}=3.0 \mu\text{m}$ 인 경우이다.

굴절율이 증가하므로 대부분의 도파광 파워는 비선형 영역으로 전달된다. 그리고 그림 5에서 나타난 쌍안정 특성 곡선은 비선형 Fabry-Perot etalon의 쌍안정 특성과 매우 유사하다는 것을 알 수 있다.

다음은 자기-확산형 비선형 박막으로 구성된 광도파로의 특성을 해석한다. 전산 시늉에 사용된 대칭형 구조의 비선형 광도파로의 매개변수는 비선형 박막의 선형 굴절율  $\bar{n}_1=\bar{n}_3=3.502$ , 기판의 굴절율  $n_c=n_s=3.21$ , 선형 광도파로의 굴절율  $n_2=3.513$ , 두께  $d_2=1.8 \mu\text{m}$ , 비선형 계수  $\alpha_1=\alpha_3=-1.276 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 이고 동작 파장은  $\lambda=0.85 \mu\text{m}$ 이다. 그림 6은 비선형 박막의 두께가  $d_{nl1}=d_{nl3}=0.8 \mu\text{m}$  (실선)과  $d_{nl1}=d_{nl3}=3.0 \mu\text{m}$  (점선)인 경우에  $TE_0$  도파 모드의 비선형 분산 곡선을 나타낸 것이다. 그림 6에서 도파광의 파워가 증가하는 경우에는 모드 굴절율이 감소하고 반면에 비선형 박막의 두께가 증가에 대해서는 모드 굴절율이 증가함을 알 수 있다.

#### IV. 결 론

본 논문에서는 5층 구조로 구성된 비선형 광도파로의 광학적 비선형 특성을 해석하였다. 야코비안 타원 함수로 표현되는 비선형 특성 행렬을 이용하여 새로운 형태의 비선형 분산 방정식을 유도하였다. 비선형 분산 방정식은

자기-집속형 구조와 자기-화산형 구조에 대하여 같은 형태로 유도되었고 선형 광도파로의 분산 방정식과도 유사한 형태를 갖는다. 그리고 자기-집속형 광도파로 구조에서 선형 박막의 두께와 비선형 박막의 두께 변화에 대한 비선형 광파의 광학적 쌍안정 특성 변화에 대하여 해석하였다. 비선형 광파의 광학적 쌍안정 특성은 선형 박막의 두께 변화에 대해서 영향을 받을 뿐만 아니라 비선형 박막의 두께 변화에도 영향을 크게 받는다는 것을 알 수 있었다. 그리고 비선형 광도파로 구조 내부의 파워 분포 특성은 비선형 Fabry-Perot etalon의 동작 특성과 유사한 광학적 쌍안정 특성을 나타내었다. 더욱이 5층 구조의 비선형 광도파로 구조에서는  $TE_1$  비선형 도파 모드의 파워-의존 모드 굴절율이 선형 박막의 굴절율보다 증가하는 경우 ( $\beta > n_2$ )가 발생하였고  $TE_0$  모드의 굴절율보다 크게 되는 ( $\beta_{TE_1} > \beta_{TE_0}$ ) 도파광의 파워 구간이 존재하였다. 자기-화산형 광도파로 구조에서는 도파광의 파워가 증가하는 경우에는 모드 굴절율이 감소하고 반면에 비선형 박막의 두께가 증가에 대해서는 모드 굴절율이 증가하였다.

### 참 고 문 헌

- [1] G. I. Stegeman, E. M. Wright, N. Finlayson, R. Zanoni, and C. T. Seaton, *J. Lightwave Techn.*, **LT-6**, 953 (1988).
- [2] A. B. Aceves, P. Varatharajah, A. C. Newell, E. M. Wright, G. I. Stegeman, D. R. Heatley, J. V. Moloney, and H. Adachihiara, *J. Opt. Soc. Am.* B, 7, 963 (1990).
- [3] B. M. A. Rahman, J. R. Souza, and J. B. Davies, *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **PTL-2**, 265 (1990).
- [4] R. A. Sammut, Q. Y. Li, and C. Pask, *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 884 (1992).
- [5] C. De Angelis and G. F. Nalecco, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 55 (1993).
- [6] N. N. Akhmediev, *Sov. Phys. JETP*, **56**, 299 (1982).
- [7] C. T. Seaton, J. D. Valera, R. L. Shoemaker, G. I. Stegeman, J. T. Chilwell, and S. D. Smith, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 774 (1985).
- [8] A. Ankiewicz and H. T. Tran, *J. Mod. Opt.*, **38**, 1093 (1991).
- [9] P. Varatharajah, J. V. Moloney, A. C. Newell, and E. M. Wright, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 46 (1993).
- [10] J. P. Torres and L. Torner, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 45 (1994).
- [11] S. Maneuf, R. Desailly, and C. Froehly, *Optics Comm.*, **65**, 193 (1988).
- [12] R. de la Fuente and A. Barthélémy, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-28**, 547 (1992).
- [13] J.-S. Jeong, C. H. Kwak, and E.-H. Lee, *Optics Comm.*, **116**, 351 (1995).
- [14] U. Trutschel, F. Lederer, and M. Golz, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25**, 194 (1989).
- [15] N. N. Akhmediev, K. O. Bolter, and V. M. Eleonskii, *Opt. Spectrosc.*, **53**, 540 (1982).
- [16] A. D. Boardman and P. Egan, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**, 319 (1986).

### Nonlinear Guided-Wave Properties in Planar Waveguides with Two Nonlinear Bounding Thin Films

Jong-Sool Jeong, Seok Ho Song and El-Hang Lee  
*Basic Research Department, Electronics & Telecommunications Research Institute,  
Yusong P.O. Box 106, Taejon, Korea*

(Received: December 19, 1995)

We present a novel description of TE nonlinear guided waves in planar waveguides with two nonlinear bounding thin films. The nonlinear dispersion relations of the nonlinear waveguides are obtained by adopting the nonlinear transfer matrix. The optical properties obtained from these equations include: the power dependence of mode indices, the transition of the field maximum location, and the power distribution. The planar waveguide with self-focusing nonlinear layers shows the optical bistability of power-dependent mode indices, and the critical powers for the optical bistability increase with decreasing thickness of the nonlinear layers. The power distributions display the optical bistabilities, similar to those of nonlinear Fabry-Perot etalon.