

특성행렬을 이용한 비선형 집적거울 Etalon의 해석*

김덕봉 · 윤태훈 · 김재창

부산대학교 전자공학과

(1993년 7월 30일 받음)

본 논문에서는 특성행렬을 사용하여 비선형 집적거울 etalon의 입출력 특성을 해석하는 방법을 제시한다. 빛의 세기에 따른 매질의 굴절률 및 흡수율의 변화 특성을 알면, 이 관계식과 특성행렬식을 결합하여 집적거울 etalon의 비선형 특성을 해석할 수 있다. 이 방법은 파장에 따른 각 거울의 반사율(크기와 위상)을 일일이 구하지 않고, etalon의 구조가 주어지면 바로 입의의 파장에서의 etalon의 입출력 특성을 해석할 수 있다. 또한, 특성행렬식을 이용하여 비선형 집적거울 etalon에서의 쌍안정성을 보였다.

I. 서 론

빛을 이용하여 많은 양의 계산이나 정보를 처리하는 시스템을 구현하고자 할 때 디지털 논리소자의 광학적 구현이 요구된다. 이 논리소자는 하나 또는 여러 개의 광입력에 대해서 두 개의 출력상태 중의 한 상태를 광출력으로 내보낼 수 있으며, 이 출력이 다음 소자의 입력으로 작용할 수 있는 소자이다. 최근 MBE(molecular beam epitaxy)와 MOCVD(metalorganic chemical vapor deposition) 등의 반도체 성장장치가 등장함에 따라 비선형 집적거울 etalon의 이러한 응용에 많은 관심을 받고 있다.

비선형 집적거울 etalon은 그림 1과 같이 다층박막 구조로 된 두 개의 집적거울(integrated mirror)과 그 사이의 spacer층에 비선형 매질을 성장시켜 만든 일종의 비선형 Fabry-Perot 공진기이다.

집적거울 etalon의 동작은 spacer층을 구성하는 비선형 매질의 흡수율과 굴절률을 빛의 세기로 제어함으로써 이루어진다. spacer층의 입력 빛의 세기에 대한 굴절률과 흡수율의 변화에 의해 공진기의 광학적 길이가 변화하게 되고, 변환된 공진기의 광학적 길이가 공진조건을 만족하는가에 따라 투과율의 차이를 갖게 된다. 집적거울 etalon이 입력 빛에 대해 높은 투과율을 갖는 상태와 낮은 투과율을 갖는 상태를 이용하여 switching 동작을 할 수 있고, 또한 한 개의 입력상태에 대해 두 개의 출력상태를 갖는 쌍안정성을 이용하여 bias 빛을 이용

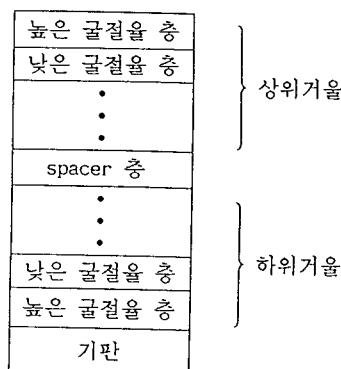


그림 1. 집적거울 etalon의 구조.

하여 메모리 소자로 사용할 수 있다.^[1]

비선형 집적거울 etalon의 입출력 특성을 해석하는 방법으로는, 집적거울과 같은 값의 반사율을 가지는 등 가적인 거울로 이루어진 Fabry-Perot etalon으로 모델링하여 수식을 유도하고, 특성을 분석하는 방법이 사용되어 왔다.^[2-3] 그러나, 이러한 방법은 각 파장에서 집적거울의 반사율의 크기와 위상을 구하고, 이 값을 etalon의 투과특성을 기술하는 식에 다시 대입하여 특성을 분석해야 한다.

본 논문에서는 단일층의 두 경계면에서의 field의 관계를 나타내는 특성행렬을 사용하여 비선형 집적거울 etalon의 입출력 특성을 해석하는 방법을 제시한다. 지금까지는 특성행렬이 집적거울 etalon의 선형특성을 분

* 본 연구는 한국과학재단의 92년도 일반목적기초(핵심전문)연구 지원금으로 수행되었습니다.

석하는 데 이용되어 왔으나,^[4-7] 이는 비선형 접적거울 etalon의 해석에도 바로 사용될 수 있다. 빛의 세기에 따른 매질의 굴절률 및 흡수율의 변화 특성을 알면, 이 관계식과 매질의 굴절률 및 흡수율에 따른 field 분포를 구할 수 있는 특성행렬식을 결합하여 접적거울 etalon의 비선형 특성을 해석할 수 있다. 이 방법은 파장에 따른 각 거울의 반사율(크기와 위상)을 일일이 구하지 않고, etalon의 구조가 주어지면 바로 임의의 파장에서의 etalon의 입출력 특성을 해석할 수 있다. 특히, 거울총이 비선형 특성을 나타낼 경우에는 등가거울에 의한 해석은 불가능하나, 특성행렬을 이용할 경우에는 이러한 경우에도 해석이 가능하다.

II. 접적거울 etalon의 기본이론

다층박막에서 임의의 경계 $p-1$ 과 p 에서의 전자계를 경계 조건에 맞추어 연관 짓는다면,^[8]

$$\begin{bmatrix} E_{p-1} \\ H_{p-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_p & i \frac{\sin \delta_p}{Y_p} \\ i Y_p \sin \delta_p & \cos \delta_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_p \\ H_p \end{bmatrix} \quad (1)$$

의 특성행렬로 표현된다. 여기서 E_p , E_{p-1} 와 H_p , H_{p-1} 는 경계 p 과 $p-1$ 에서 입사 빔과 반사 빔의 전장과 자장의 접선 성분이다. $Y = \sqrt{\epsilon/\mu}$ 는 매질의 어드미턴스이고, ϵ 과 μ 는 매질의 유전율과 투자율이다. 광학에서 매질의 어드미턴스 Y 는 복소 굴절률($N = n + j\alpha\lambda/4\pi$)과 $Y = \eta_0 N$ 의 관계를 가진다. n , α 는 각각 굴절률과 흡수계수이고 λ 는 자유 공간에서의 빛의 파장이다. 그리고 $\eta_0 = 2.6544 \times 10^{-3}$ Siemens는 자유 공간의 특성 어드미턴스(characteristic admittance)이다. Y_p 은 매질 p 의 어드미턴스이다. 그리고 δ_p 은

$$\delta_p = \frac{2\pi N_p d_p}{\lambda} \quad (2)$$

로 되며, 층 p 에 수직으로 입사하여 두께 d_p 을 진행함으로써 발생하는 위상 변화이다. N_p 은 각 층 p 의 복소 굴절률이고, λ 는 자유 공간에서의 입사빔 파장이다.

접적거울 etalon의 공진기내의 빛은 매질과 상호작용을 통하여 비선형 접적거울 etalon의 광쌍안정성을 일으킨다. etalon 내부에서의 빛의 세기는 전계의 분포에서 유도된다. 그림 1과 같은 구조를 가진 접적거울 etalon을 q 개의 다층박막층으로 구성되어 있다고 생각하면, 전계의 분포는 단일층의 특성행렬을 이용하여 구할 수 있다. 즉, 식 (1)을 이용하여 기판과 q 번째 층의 경계에서의

field를 기준으로 하여 임의의 층 p 에서의 field를 다음과 같은 수식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{bmatrix} E_p \\ H_p \end{bmatrix} = \prod_{k=p+1}^q \begin{bmatrix} \cos \delta_k & i \frac{\sin \delta_k}{Y_k} \\ i Y_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_q \\ H_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r & s \\ t & u \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ Y_s \end{bmatrix} E_q \quad (3)$$

여기서, Y_s 는 기판의 어드미턴스이다. 식 (3)에 의해 p 층에서의 전계 E_p 은

$$E_p = [r+sY_s] E_q \quad (4)$$

으로 나타낼 수 있다. 공진기내의 빛의 세기의 분포는 수직 입사한 경우 다음 식으로 표시된다.

$$I_p = \frac{c \epsilon n_s}{2} |E_p|^2 \quad (5)$$

여기서, c 는 빛의 속도, ϵ 은 자유공간에서의 유전율이고, n_p 는 p 층의 굴절률이다. 식 (5)에 식 (4)를 대입하면

$$\begin{aligned} I_p &= \frac{c \epsilon n_p}{2} |E_q|^2 \frac{n_p}{n_s} [r+sY_s]^2 \\ &= I_s \frac{n_p}{n_s} [r+sY_s]^2 \end{aligned} \quad (6)$$

I_s 는 etalon의 출력 빛의 세기이므로

$$I_s = T I_{input} \quad (7)$$

로 주어진다. 여기서, T 는 etalon의 투과율, I_{input} 는 etalon의 입력 빛의 세기이다. 식 (7)을 식 (6)에 대입하면

$$I_p = \frac{n_p}{n_s} [r+sY_s]^2 T I_{input} \quad (8)$$

이 되고, 입력 빛의 세기에 대한 etalon 내부에서 빛의 세기 분포를 구할 수 있다. 그림 2는 공진조건을 만족할 때와 만족하지 않을 때의 etalon내부의 빛의 세기 분포를 나타내었다. 공진조건을 만족할 때는 공진기내의 빛의 세기가 입력 빛의 세기보다 큰 값을 가짐을 알 수 있다.

III. 비선형 접적거울 etalon의 광쌍안정성

광 논리소자의 성능을 결정짓는 데 있어서 가장 중요한

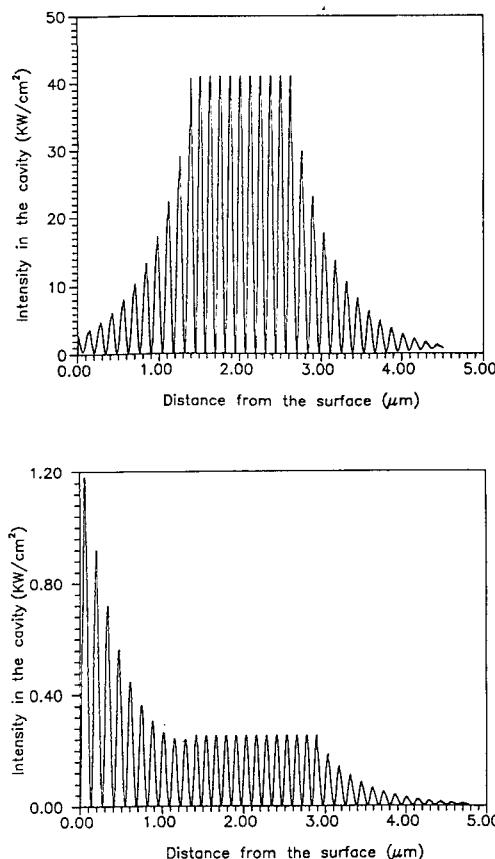


그림 2. etalon 내부의 빛의 세기 분포.

(a) 공진조건을 만족할 경우, (b) 공진조건을 만족하지 않을 경우

요소가 비선형 매질의 선택이다. 흡수보다는 분산을 이용하는 etalon이 소자의 적응성이 좋기 때문에 바람직하며, 굴절률의 비선형 변화가 큰 매질이 바람직하다. 비선형성의 크기가 바로 소자의 요구전력을 결정하게 되므로 대단히 중요하다. 이상적으로는, 매질이 동작파장에서 투명하거나, 적어도 흡수손실이 흡수포화되어야 한다. 또, 고속동작을 위해서 매질의 비선형성이 입력 빛의 세기 변화에 빨리 반응하여야 한다.

현재까지는, direct-gap 반도체가 비선형성이 크고, 빨리 스위칭되고, 제작기술이 잘 발달되어 있고, 순도와 표면의 질이 좋아서, 가장 좋은 매질로 알려져 있다. 이 중에서도 GaAs 소자가 absorption band edge 근처에서 대단히 큰 비선형 굴절률을 보이며, 상온에서 동작 가능하고, 속도가 대단히 빨라 가장 유망하다. 특히, quan-

tum well 구조의 etalon은 비선형효과가 보다 크고, 다이오드 레이저 파장에서 동작시킬 수 있다.

흡수율 $\alpha(I_{in})$ 과 굴절률 $n(I_{in})$ 을 Lee 등^[9]에 의한 bulk 매질에 대한 실험결과로부터 다음과 같이 모델하였다.

$$n(I_{in}) = n_o - \frac{n_1 I_{in}}{1 + \frac{I_{in}}{I_s}} \quad (9)$$

$$\alpha(I_{in}) = \alpha_o + \frac{\alpha_1}{1 + \frac{I_{in}}{I_s}} \quad (10)$$

여기서, 동작파장($\lambda=887.4$ nm)에서, $n_o=3.606$, $n_1=0.0024$ mW, $\alpha_o=200/\text{cm}$, $\alpha_1=800/\text{cm}$, 포화 광 세기 $I_s=20$ mW(spot size: diameter 15 μm)로 하였다. 식 (9)의 n_1 과 I_s 는 [9]의 1.4 eV에서의 실험결과($I_{in}=8$ mW일 때 $n-n_o=0.014$, $I_{in}=20$ mW일 때 $n-n_o=0.024$, $I_{in}=50$ mW일 때 $n-n_o=0.034$)를 흡수포화를 가정(함수 모양)하여 얻었다.

광쌍안정이란 특정한 빛의 세기와 주파수 성분을 가진 빛이 연속적으로 입사하였을 때, 광소자의 안정상태가 둘 존재한다는 것으로 정의된다. 광쌍안정 현상은 빛의 세기에 대한 매질의 상태 변화에 의한 공진기의 광적 거리의 변화와 공진기의 광적거리가 동작파장의 반파장의 정수배를 만족하는 공진조건이 만족될 때 최대의 투과율을 갖는 etalon의 특성에 의해 발생한다.

광쌍안정성의 발생 과정은 공진기내의 빛의 세기에 대한 spacer의 굴절률과 흡수율의 변화를 나타내는 식 (9)과 식 (10)의 곡선, 그리고 각각의 입력 빛의 세기에 대한 etalon 특성곡선을 이용하면 쉽게 이해할 수 있다.^[10]

IV. 특성 행렬에 의한 직접거울 etalon의 광쌍안정성 해석

공진기내의 빛의 세기 변화에 의해 매질의 비선형 특성이 발생한다. 그런데 그림 2에서 보듯이 공진기내의 빛의 세기는 거리에 따른 sinusoidal 함수의 형태를 가진다. sinusoidal 함수 모양의 세기에 의해 발생한 전자-hole의 밀도 역시 거리에 따른 sinusoidal 함수로 나타나게 된다. 즉, 높은 빛의 세기를 가지는 지점에서는 많은 전자-hole를 여기시키고, 낮은 빛의 세기를 가지는 점에서는 낮은 밀도의 전자-hole를 여기시킨다. 그런데 이러한 밀도 차이에 의한 매질에서의 전자-hole의 확산이 발생하므로 전자-hole의 밀도에 의해서 발생하는 비선

형 현상은 위치에 관계없이 일정한 값을 가지게 된다. 그러므로 빛의 세기에 대한 spacer층의 굴절률과 흡수율의 변화를 계산할 때 spacer층의 빛의 세기로 평균값을 사용할 수 있다. spacer층을 m 개의 얇은 박막층으로 이루어져 있다고 가정하면, 식 (8)을 이용하여 spacer층의 빛의 세기(평균값)는

$$I = \frac{1}{m} \sum_{k=p+1}^{p+m} \frac{n_k}{n_s} [r+sY_q]^2 T I_{input} = G(N_k, I_{input}) \quad (11)$$

이 된다. 그런데, 식 (9)과 식 (10)에서 볼 수 있듯이, 공진기내의 매질은 빛의 세기에 따라 흡수율과 굴절률의 크기가 변한다. 즉, 복소 굴절률 N_k 는

$$N_k = n_k + j\alpha_k \frac{\lambda}{4\pi} = n_0 - \frac{n_1 I}{I_s} + j \frac{\lambda}{4\pi} \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{1 + \frac{I}{I_s}} \right) \quad (12)$$

이 된다. 식 (12)를 식 (11)에 대입하면, 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$I = G(I, I_{input}) \quad (13)$$

이 식에서 우리는 공진기내의 빛의 세기에 따라 굴절률 및 흡수율의 변화가 발생하고, 다시 이 변화에 의해 빛의 세기가 결정된다는 것을 알 수 있다. 즉, etalon의 현 상태에서의 공진기내의 빛의 세기가 다음 상태의 빛의 세기에 영향을 미친다는 것이다.

식 (13)에서 I 를 구하기 위해서 본 논문에서는 수치 해석의 한 방법인 고정점 반복법을 사용하였다.^[11] 입력 빛의 변화에 대한 공진기내에서의 빛의 세기를 구하면 공진기내의 빛의 세기와의 간단한 비례식에 의해 etalon의 출력 빛의 세기를 구할 수 있다.^[3] 이러한 방법으로 입력 빛의 세기를 일정한 크기까지 증가시키다가 다시 감소시켜 etalon의 입출력 특성을 구하면, 그림 3의 히스테리시스 곡선을 얻을 수 있다. 이 히스테리시스 곡선은 앞에서 말한 것과 같이 특정한 파장과 빛의 세기를 갖는 입력 빛에 대해 두 개의 안정상태가 존재하는 광쌍안정 현상을 설명한다.

위에서는 etalon 소자를 매질의 반응시간에 비해 저속으로 동작시킨다고 가정하여 steady-state 해에 대해서만 고려하였으나, 이제는 매질의 반응시간을 고려하여 짧은 입력펄스에 대한 etalon의 동작에 관하여 살펴 본다.

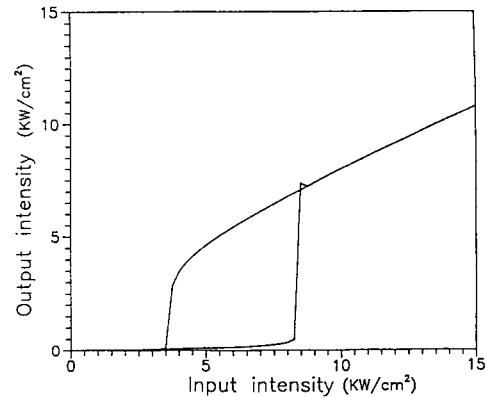


그림 3. 비선형 집적거울 etalon의 입출력 특성곡선

전자-hole 쌍의 밀도 N 에 대한 rate 방정식은 N 의 공간상에서의 변화를 무시하면,^[12]

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} + \frac{\alpha(\omega, N)}{\hbar\omega} I \quad (14)$$

으로 주어진다. 여기서, τ 는 carrier의 relaxation time이고, I 는 공진기내의 빛의 세기이다. 공진기내에서의 정재파 효과가 diffusion에 의해 없어졌다고 가정하면, 공진기내의 빛의 세기는 식 (11)에 의해 구해지고, 이것과 식 (14)을 이용하여 집적거울 etalon의 동특성을 얻을 수 있다. 입사빔의 세기는 시간에 따라 변화하나, 시간에 따른 변화가 공진기에서의 왕복시간에 비해서 충분히 느려야 한다. L 은 보통 수 μm 정도이므로 왕복시간은 0.1 ps 미만이나, τ 는 보통 수 ns 정도이므로 이러한 조건을 만족한다. 입사빔의 pulse width 변화에 따른 etalon의 입출력 특성을 그림 4에 나타내었다. 여기서 입사빔은 대칭형의 삼각파를 가정하였으며, 입사빔이 0이 아닌 값을 가지는 시간을 pulse 폭으로 하였다. 미분방정식 (14)의 해는 4차 Runge-Kutta 방법^[11]을 이용하여 식 (11)와 함께 수치해석적으로 구하였다. 이 때, $n(N)$ 과 $\alpha(N)$ 는

$$n(N) = n_0 - \frac{n_1 N}{1 + \frac{N}{N_s}} \quad (15)$$

$$\alpha(N) = \alpha_0 + \frac{\alpha_1}{N} \quad (16)$$

로 가정하였다. 여기서 $n_0 = 3.606$, $n_1 = 3.07 \times 10^{-19} \text{ cm}^3$, $\alpha_0 = 200/\text{cm}$, $\alpha_1 = 800/\text{cm}$, 포화 carrier 밀도 $N_s = 1.3 \times 10^{17}$

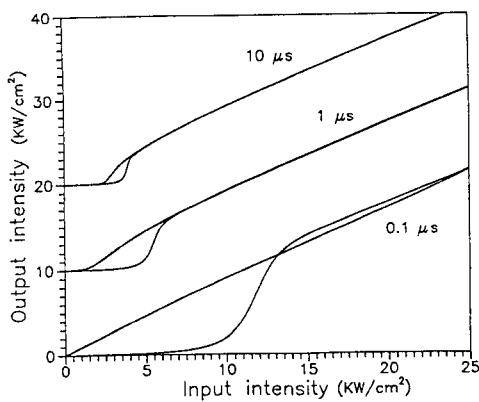


그림 4. 입력 펄스 폭에 대한 비선형 접적거울 etalon의 동특성. $\tau=10 \text{ ns}$ 이고, 펄스 폭이 $1 \mu\text{s}$, $10 \mu\text{s}$ 곡선의 경우 10 , 20 (KW/cm^2)씩 이동되었다.

/cm³, 입사광의 photon 에너지 = 1.4 eV (파장 887.4 nm), 거울의 총수는 상위거울 20층, 하위거울 27층으로 하고, spacer의 길이는 $L=1.243 \mu\text{m}$ 로 하였다. 그림 4에서 pulse폭이 감소함에 따라 switch-up intensity가 증가하고, 따라서 히스테리시스 영역이 넓어짐을 알 수 있다. 이러한 현상은 dynamic hysteresis 효과라 하며,^[12] 이는 식(14-16)에서 보듯이 매질의 비선형성을 발생시키는 전자와 hole의 밀도의 변화가 입력 pulse의 전체 에너지량과 관계가 있기 때문이다.

V. 결 론

본 논문에서는 접적거울 etalon의 비선형 특성을 특성행렬을 이용하여 해석하는 방법을 논하였다. 먼저, 특성행렬을 이용하여 다층박막 구조로 되어 있는 접적거울의 출력특성과 etalon의 공진기내의 빛의 세기를 구하였다. 그리고, 공진기를 채우고 있는 비선형 매질의 빛의 세기에 따른 굴절률과 흡수율의 변화와 공진기의 광학적 길이에 따른 공진기내의 빛의 세기를 결합하여, etalon이 공진기내에서 가질 수 있는 빛의 세기를 구하였다. 그리고, 이 값을 이용하여 etalon의 출력값을 구할 수 있었다. 빛의 세기가 증가하다가 감소하는 입력빛에 대해 위의 방법으로 시뮬레이션하여 광쌍안정성을 보여주는 히스테리시스 곡선을 그려냈다. 또한, 비선형 매질의 동작시간을 고려하여 짧은 입력펄스에 대한 etalon의

동작에 관해 살펴 보았다. 이를 통하여 입력 펄스 폭이 작아짐에 따라 히스테리시스 영역이 넓어지는 현상을 보았다. 특성행렬을 이용하여 etalon을 해석하는 방법은 공진기내의 빛의 세기가 파장의 합수로 표현되므로 어떤 파장에서도 etalon의 입출력 특성을 알 수 있다. 또한, etalon을 구성하는 매질들의 굴절률, 흡수율, 거울의 총수, spacer의 길이, 그리고 동작파장이 주어지면 etalon의 동작특성을 바로 구할 수 있다. 그리고, 거울층의 자체 흡수율도 손쉽게 고려할 수 있는 등 여러가지 상황을 고려할 수 있으므로 실제의 경우와 매우 가깝게 시뮬레이션을 할 수 있다. 이는 광스위칭을 위한 접적거울 etalon 설계의 최적화에 많은 도움이 될 것이다.

참 고 문 헌

- [1] H. M. Gibbs, G. Khitrova, and N. Peyghambarian (Eds.), *Nonlinear Photonics* (Springer-Verlag, Berlin, 1990).
- [2] M. E. Warren, S. W. Koch and H. M. Gibbs, IEEE Computer, **20**, 68 (1987).
- [3] 윤태훈, Quantum Well구조 반도체를 이용한 Fabry-Perot Etalon에 관한 연구, 한국전자통신연구소 보고서, 1990.
- [4] 정종술, 윤태훈, 김재창, 한국통신학회 논문지, **17**, 688 (1992).
- [5] 정종술, 윤태훈, 김재창, 대한전자공학회 논문지, **29-A**, 206 (1992).
- [6] 정종술, 윤태훈, 김재창, 한국광학회지, **3**, 11 (1992).
- [7] T.-H. Yoon, J. C. Kim, and J.-S. Jung, "Design of integrated-mirror etalons for photonic switching," in *Optoelectronic Component Technologies*, Guo-Chang Chi, C. S. Hong, Editors, SPIE **1813**, 67 (1992).
- [8] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filter*, 2nd ed. (Macmillan, 1986).
- [9] Y. H. Lee, A. Chavez-Pirson, S. W. Koch, H. M. Gibbs, S. H. Park, J. Morhange, and A. Jeffery, Phys. Rev. Lett. **57**, 2446 (1986).
- [10] B. S. Ryvkin, Sov. Phys. Semicond. **19**(1), 1(1985).
- [11] S. D. Conte and C. de Boor, *Elementary Numerical Analysis: An Algorithmic Approach*. (MacGraw Hill, 1988).
- [12] S. W. Koch, N. Peyghambarian, and H. M. Gibbs, J. Appl. Phys. **63**, R1(1988).

Analysis of a Nonlinear Integrated-Mirror Etalon by the Characteristic Matrix Method

Dug Bong Kim, Tae-Hoon Yoon and Jae Chang Kim

Department of Electronics Engineering, Pusan National University, Pusan 609-735, Korea

(Received: July 30, 1993)

In this paper we propose a method to analyze the nonlinear behavior of an integrated-mirror etalon by the characteristic matrix method. If the dependence of the refractive index and the absorption coefficient upon the light intensity are known, we can couple this with an equation by which we can evaluate the light intensity distribution inside an etalon for the given values of the refractive index and the absorption coefficient. By solving these coupled equations by the iteration method, we evaluate the transmission characteristics of a nonlinear integrated-mirror etalon. By the characteristic matrix method, we have demonstrated the static and dynamic bistable behavior of a nonlinear integrated-mirror etalon.