

## InGaAs/InGaAsP GRINSCH MQW 구조의 파동길잡이 성질 연구\*

김동철 · 유건호

경희대학교 물리학과 및 기초과학연구소

(1996년 2월 16일 받음)

이차원 파동길잡이의 성질을 분석할 수 있는 간단한 넘김행렬 풀이법을 개발하였다. 이 풀이법을 변형된 InGaAs/InGaAsP GRINSCH MQW 레이저 구조에 적용하여, 방식 이득을 계산하는데 필요한 광학가둠인자, 유효격임율 등이 파동길잡이 너비, GRIN의 모양, 양자우물의 갯수 등의 구조 변수에 어떻게 의존하는지 살펴보았다. 특히 GRIN 파동길잡이를 이해하는데 유효 파동길잡이 너비의 개념이 유용함을 보였다.

### I. 서 론

양자우물 레이저(quantum well laser)의 방식이득(modal gain)은 문턱 나르개 밀도(threshold carrier density), 미분이득(differential gain) 등 중요한 양들을 결정하는 기초가 된다.<sup>[1,2]</sup> 이 방식이득의 계산은 전자의 에너지띠 구조(electronic energy band structure)와 전이행렬요소(transition matrix element) 등의 전자적 성질에 대한 계산 부분과, 광학가둠인자(optical confinement factor)와 유효격임율(effective refractive index) 등의 파동길잡이(waveguide) 성질에 대한 계산이 필요하다. 이 논문에서는 GRINSCH MQW 레이저(graded-index separate confinement heterostructure multiple quantum well laser)의 파동길잡이 성질을 계산할 수 있는 간단한 넘김행렬 풀이법(transfer matrix algorithm)을 도입하였다. 이 풀이법은 본래 전자의 에너지띠 구조를 계산하는데 사용되어 온 방법<sup>[3,5]</sup>인데, 슈뢰딩거 방정식(Schrodinger equation)이 파동 방정식(wave equation)과 수학적으로 같은 구조를 갖는 것을 이용하여 파동방정식의 풀이법으로 변환되었다. 이 풀이법을 도입하면 레이저의 방식이득을 계산할 때, 전자적 성질과 파동길잡이 성질을 같은 풀이법으로 계산할 수 있다는 장점을 갖는다.

이 넘김행렬 풀이법을 광통신에서 중요한 역할을 하는 변형된(strained) InGaAs/InGaAsP GRINSCH MQW 레이저에 적용하였다. 이 구조의 주요 설계 변수인 파동길잡이 너비, 변형의 종류, GRIN의 모양(선형 혹은 포물선형),<sup>[6]</sup> 양자우물의 숫자 등에 따라 광학가둠인자, 유효격임율 등이 어떻게 달라지는지를 살펴보았다.

### II. 이 론

편의상 그림 1에서처럼,  $x$ 축 방향으로 격임율이  $n_1, n_2, n_3(n_1, n_3 < n_2)$ 인 세개의 층으로 이루어진 이차원 파동길잡이를 생각하자.  $n_2$ 층의 폭은  $d$ 이고, 다른 층들은 무한히 두껍다. 이 파동길잡이를 기술하기 위한 파동방정식과 경계면 조건(interface condition) 및 들레조건(boundary condition)은 가로자기마당 방식(transverse magnetic mode, TM)에서 자기마당(magnetic field)의 방향을  $y$ 축으로 잡을 경우 다음과 같다.<sup>[7]</sup>

$$\text{각 층에서의 파동방정식: } \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_n^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0. \quad (1)$$

$$\text{경계면 조건: } H_y \text{와 } \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \text{가 연속이다.} \quad (2)$$

$$\text{들레 조건: } x \rightarrow \pm \infty \text{ 일 때, } H_y \rightarrow 0. \quad (3)$$

식 (1)에서  $k_n$ 는 진공에서의 파수벡터(wavevector),  $n$ 은 각 층의 격임율,  $\beta$ 는 파동길잡이의 유효 퍼져나감벡터

\*이 연구는 한국전자통신연구소 및 1995년도 교육부 기초과학육성 연구비, BSRI-95-2443의 지원을 받았습니다.

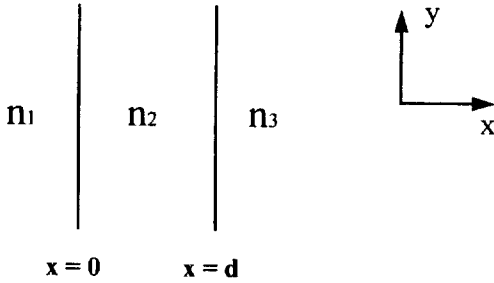


그림 1. 세 개의 층으로 이루어진 이차원 파동길잡이의 구조.

(effective propagation vector)이다. 가로전기마당 방식 (transverse electric mode, TE)일 경우 \$H\_y\$를 \$E\_y\$로 바꾸고 경계면 조건을 다음과 같이 바꾸면 된다.

$$\text{경계면 조건: } E_y \text{와 } \frac{\partial E_y}{\partial x} \text{가 연속이다.} \quad (4)$$

이 방정식과 조건들은 양자우물에서의 전자의 에너지 준위를 계산하기 위한 슈뢰딩거 방정식 및 둘레조건 등과 아주 유사하다. 이들은 전도띠(conduction band) 하나만을 고려하는 싸개선 함수 어림(envelope function approximation)에서 다음과 같이 주어진다.<sup>[8]</sup>

각 층에서의 슈뢰딩거 방정식:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (V-E) \psi = 0. \quad (5)$$

경계면 조건: \$\psi\$와 \$\frac{1}{m^\*} \frac{\partial \psi}{\partial x}\$가 연속이다. (6)

둘레 조건: \$x \to \pm \infty\$일 때, \$\psi \to 0\$. (7)

이 논문에서는 슈뢰딩거 방정식을 풀기 위해 사용되어 온 넘김행렬 풀이법<sup>[3,5]</sup>을 파동방정식을 풀도록 변환하였다. 변환된 풀이법을 TM인 경우에 소개하면 다음과 같다. 먼저 두개의 성분(component)을 갖는 함수 \$F\$를 다음과 같이 도입한다.

$$F = \begin{Bmatrix} H_y \\ H'_y \end{Bmatrix}. \quad (8)$$

여기서 '는 \$x\$에 대한 미분을 나타낸다. \$H\_y\$에 대해 이차 미분방정식인 식 (1)은 \$F\$에 대해서는 일차 미분방정식으로 쓸 수 있다.

$$F' = \begin{pmatrix} H'_y \\ H''_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -(k_0^2 n^2 - \beta^2) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_y \\ H'_y \end{pmatrix} = \Lambda F. \quad (9)$$

식 (9)의 풀이(solution)는 바로 구할 수 있다.

$$F(x) = \text{Exp}(\Lambda x) F(0). \quad (10)$$

여기서 \$2 \times 2\$ 행렬 \$\text{Exp}(\Lambda x)\$는 \$x=0\$에서의 함수 \$F(0)\$를 \$x\$에서의 함수 \$F(x)\$로 넘기는 역할을 하는 넘김행렬이다. 이 넘김행렬은 \$(H\_y, H'\_y)\$에 대한 것이므로, 다른 문헌에서 종종 쓰이는 \$H\_y\$중 \$+x\$ 및 \$-x\$ 방향으로 진행되는 성분에 대한 넘김행렬<sup>[9]</sup>과는 다른 것이다.

경계면 \$x=0\$에서 식 (2)의 경계면 조건은 \$F\$로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_y(0-) \\ H'_y(0-) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_y(0+) \\ H'_y(0+) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

따라서 경계면 바로 오른쪽의 함수 \$F(0+)\$는 왼쪽의 함수 \$F(0-)\$로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$F(0+) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_2^2/n_1^2 \end{pmatrix} F(0-) = I_{21} F(0-). \quad (12)$$

이 \$I\_{21}\$과 같은 행렬을 경계면행렬(interface matrix)로 부른다. 이제 이 경계면행렬과 넘김행렬을 조합하면 \$F(d+)\$를 \$F(0-)\$로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} F(d+) &= I_{32} F(d-) \\ &= I_{32} \text{Exp}(\Lambda_2 d) F(0+) \\ &= I_{32} \text{Exp}(\Lambda_2 d) I_{21} F(0-). \end{aligned} \quad (13)$$

넘김행렬 \$\text{Exp}(\Lambda x)\$의 값을 구하기 위해서는 \$\Lambda\$를 대각선화(diagonalize)해야 한다. 대각선화된 행렬을 \$\Lambda^D\$라고 하고,

$$P^{-1} \Lambda P = \Lambda^D \quad (14)$$

라고 하자. 식 (13)을 조작하면,

$$\begin{aligned} F(d+) &= P_3 P_3^{-1} I_{32} P_2 P_2^{-1} \\ &\quad \text{Exp}(\Lambda_2^D d) P_2 P_2^{-1} I_{21} P_1 P_1^{-1} F(0-) \end{aligned} \quad (15)$$

이 되는데,

$$P_1^{-1} F(0-) = \xi(0-), \quad (16)$$

$$P_2 I_{21} P_1^{-1} = I_{21}^D, \quad (17)$$

등으로 놓으면 다음 식이 된다.

$$\xi(d+) = I_{32}^D \text{Exp}(\Lambda_2^D d) I_{21}^D \xi(0-). \quad (18)$$

식 (13)에 비해 식 (18)의 대각선 표현(diagonal representation)<sup>[4]</sup>은 두가지 장점을 갖는다. 하나는 넘김행렬

$\text{Exp}(\Lambda^D x)$ 를 쉽게 구할 수 있다는 것인데,  $\Lambda$ 의 고유값(eigenvalue)이  $\pm \chi$ 일 때,  $\text{Exp}(\Lambda^D x)$ 의 대각선 요소의 값은  $\exp(\pm \chi x)$ 가 된다. 다른 하나는 한 층에서

$$\xi(x) = \begin{pmatrix} \exp(\chi x) & 0 \\ 0 & \exp(-\chi x) \end{pmatrix} \xi(0) \quad (19)$$

이므로,  $\chi$ 가 실수일 때, 즉 유효굴절률(effective refractive index)  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ 가 층의 굴절률  $n$ 보다 클 때,  $\xi$ 는 지수적으로 증가하거나 감소하는 성분을 나타내는 계수(coefficient)가 된다는 것이다.

위에서 언급한  $\xi$ 의 성질을 이용하여 식 (3)의 둘째 조건을 부가할 수 있다. 층 1과 3에서 각각 양의(positive) 고유값이 첫번째 고유값이 되도록 고유값의 순서를 정하면,  $\xi(d+)$ 의 첫번째 성분과  $\xi(0-)$ 의 두번째 성분이 0이라는 것이 둘째조건이다.

$$\chi = \begin{pmatrix} \xi(0-)\text{의 첫번째 성분} \\ \xi(d+)\text{의 두번째 성분} \end{pmatrix} \quad (20)$$

와 같은 벡터  $\chi$ 를 정하면,

$$\xi(0-) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \chi = U_L \chi \quad (21)$$

$$\xi(d+) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \chi = U_R \chi \quad (22)$$

가 각각 둘째조건을 만족하는 함수이다. 식 (21)과 (22)를 식 (18)에 넣어 정리하면,

$$(U_R - I_{32}^D \text{Exp}(\Lambda_2^D d) I_{21}^D U_L) \chi = 0 \chi \quad (23)$$

의 식을 얻는다. 이 식은 전형적인 고유값 문제(eigenvalue problem)이다. 유효전파상수  $\beta$ 를 변화시켜가며 식 (23)의 좌변의 행렬의 고유값을 계산하여 그 중 하나가 0이 되면 하나의 가두어진 방식(confined mode)이 존재한다. 그때의 고유벡터  $\chi$ 에서 출발하여 식 (21)과 식 (16)을 이용하면  $x=0-$ 에서의 자기마당  $H_y(0-)$ 를 구할 수 있고, 넘김행렬과 경계면행렬을 곱하여 다른 모든  $x$ 에서의 자기마당의 값을 구할 수 있다.

TE의 경우에는 경계면행렬이 단위행렬(unit matrix)이 되어 더욱 간단해진다. 위에서는 편의상 세개의 층으로 이루어진 파동길잡이의 경우를 생각하였지만, 층의 수가 더 많아져도 단지 곱하는 넘김행렬과 경계면행렬의 수만 늘려주면 됨을 쉽게 알 수 있다. GRIN 구조와 같이 한 층의 굴절률이 변하는 경우에는 그 층을 굴절률이 일정하고 너비가 충분히 작은 버금층(sublayer)들로 나누어

근사시켜 풀 수 있다.

이 방법에 의한 컴퓨터 프로그램은 참고문헌 [2]의 그림 2.5와 참고문헌 [10]의 표 1 등을 다시 계산하여 봄으로써 신뢰성을 검증하였다. 세 개의 층으로 이루어진 이차원 파동길잡이처럼 간단한 구조에 대해서 유효 굴절률과 자기마당 분포를 구하는데는 개인용 컴퓨터(personal computer)로도 거의 시간이 걸리지 않는다.

반도체 레이저의 방식이득을 나타내는 식은 다음과 같이 주어진다.<sup>11)</sup>

$$\Gamma g(E) = \Gamma \frac{1}{E} \frac{\pi e^2 \hbar \bar{n}_x}{\epsilon_0 c m_0^2 \bar{n}^2} |M_T(\mathbf{k}_\perp)|^2 \rho_{\text{net}}(E) [f_c(E_c) - f_v(E_v)] \quad (24)$$

이 식 중 이 논문에서 관심있는 양은 광학가둠인자  $\Gamma$ , 결정의 굴절률  $\bar{n}$ , 그리고 군굴절률(group index of refraction)  $\bar{n}_x$  등이다. 먼저 광학가둠인자는 TE의 경우

$$\Gamma = \int_{d_w} E_y^2 dx / \int_{-x} E_x^2 dx \quad (25)$$

로 정의되고, TM의 경우에 이에 해당하는 식은

$$\Gamma = \int_{d_w} (H_y/n^2)^2 dx / \int_{-x} (H_x/n^2)^2 dx \quad (27)$$

이 된다. 여기서  $d_w$ 는 활성층(active layer), 즉 양자우물의 너비이다. 결정의 굴절률은

$$\bar{n} = \frac{n_w d_w + n_B d_B}{d_w + d_B} \quad (27)$$

로 계산하였다. 여기서  $n_w$ ,  $n_B$ 는 우물과 가로막이(barrier)의 굴절률이고,  $d_w$ ,  $d_B$ 는 우물과 가로막이 영역의 총너비이다. 또한

$$\bar{n}_x \approx n_{\text{eff}} + \omega \frac{dn_{\text{eff}}}{d\omega} \quad (28)$$

로 정의되는 군굴절률은  $1.55 \mu\text{m}(0.80 \text{ eV})$ 의 파길이(wave length)에서

$$\bar{n} \approx n_{\text{eff}}^{0.80} + 0.80 \frac{n_{\text{eff}}^{0.82} - n_{\text{eff}}^{0.78}}{0.04} \quad (29)$$

로 계산하였다. 여기서  $n_{\text{eff}}^E$ 는 에너지  $E$ 인 파동에 대한 파동길잡이의 유효굴절률이다.

### III. InGaAs/InGaAsP GRINSCH MQW 레이저에 적용한 계산 결과 및 토의

#### 3.1 GRINSCH MQW 구조 및 입력 격임율

이 논문에서 생각하는 GRINSCH MQW 구조는 그림 2와 같다. 제일 바깥쪽의 껍질층(cladding layer)은 InP로 잡았고, 파동길잡이 내의 가로막이로는 InP에 격자정합되고 띠간격(band gap)이  $1.25 \mu\text{m}$ 인  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.54}\text{P}_{0.46}$ 를 사용하였다. 우물물질로는 InP에 격자정합된  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , 0.9% 압축변형된(compressively strained)  $\text{In}_{0.663}\text{Ga}_{0.337}\text{As}$ , 1.4% 인장변형된(tensile strained)  $\text{In}_{0.332}\text{Ga}_{0.668}\text{As}$ 의 세 경우를 생각하였다. 이 양자우물들이 실온(room temperature)에서  $1.55 \mu\text{m}$ 의 띠간격을 갖으려면 너비는 각각  $21 \text{ \AA}$ ,  $49 \text{ \AA}$ ,  $180 \text{ \AA}$ 이어야 하는 것으로 계산되었다.<sup>[11]</sup> MQW일 경우 우물과 우물 사이의 가로막이의 너비는  $200 \text{ \AA}$ 으로 하였다. GRIN 영역의 모양으로는 GRIN 영역이 없는 계단형 SCH의 경우, 선형(linear) GRIN, 포물선형(parabolic) GRIN의 세가지 경우를 생각하였다. 파동길잡이의 모양이 좌우대칭인 경우만 생각하였다

GaAs, GaP, InP 등 세 이원(binary) 반도체에 대한 입력(input) 격임율은 참고문헌 [12]의 것을 취했고, InAs의 격임율은 참고문헌 [13]에서 취했다. 삼원(ternary)와 사원(quaternary) 반도체의 경우는  $X = (n^2 - 1) / (n^2 + 2)$ 이 다음과 같이 선형 속채우기(linear interpolation) 되도록 하였다.<sup>[13]</sup>

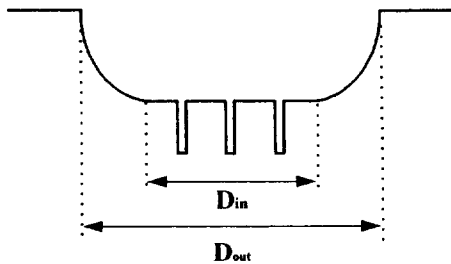


그림 2. GRINSCH MQW 구조의 전도띠 끝을 그린 그림. 이 그림에서 GRIN 영역은 포물선형이다.

$$X(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}) = (1-x)(1-y)X(\text{InP}) + (1-x)yX(\text{InAs}) + x(1-y)X(\text{GaP}) + xyX(\text{GaAs}). \quad (30)$$

모든 계산은  $1.55 \mu\text{m}$  ( $0.80 \text{ eV}$ )에서 하였으나, 식 (29)의 계산을 위하여는  $0.78 \text{ eV}$ ,  $0.80 \text{ eV}$ 와  $0.82 \text{ eV}$ 에서의 격임율이 필요한데, 이들이 표 1에 요약되어 있다. 변형이 격임율에 미치는 영향은 무시하였다.

#### 3.2 계단형 SCH 단일 양자우물 구조의 광학가동인자; 변형의 종류에 따른 효과

먼저 가장 간단한 형태인 계단형 SCH에 양자우물이 하나만 있을 경우의 광학가동인자를 계산하였다. 그림 3은 세 종류의 양자우물에 대해 파동길잡이(이 논문에서 좁은의미의 파동길잡이는 우물과 장벽물질로 이루어진 부분을 가리킨다.) 너비  $d_m$ 의 함수로 TE 및 TM의 기본방식(fundamental mode)의 광학가동인자를 계산한

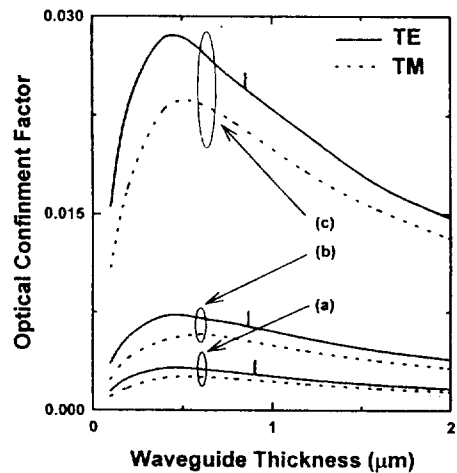


그림 3. 계단형 SCH 단일 양자우물 구조의 파동길잡이 너비에 따른 광학가동인자. (a) 0.9% 압축변형된 양자우물의 경우, (b) 변형되지 않은 경우, (c) 1.4% 인장변형된 경우. 실선은 TE, 점선은 TM의 경우이며, TE 곡선 상의 수직막대는 두 번째 방식이 생기기 시작하는  $d_m$ 의 위치를 나타낸다.

표 1. 파동의 에너지가 각각 0.82, 0.80, 0.78 eV일 때의 각 층의 입력 격임율

에너지(eV)	InAs	GaAs	GaP	InP	$\text{In}_{0.663}\text{Ga}_{0.337}\text{As}$	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	$\text{In}_{0.332}\text{Ga}_{0.668}\text{As}$	$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.54}\text{P}_{0.46}$
0.82	3.496	3.374	3.055	3.172	3.454	3.438	3.414	3.307
0.80	3.490	3.371	3.053	3.168	3.448	3.433	3.410	3.302
0.78	3.481	3.368	3.051	3.164	3.442	3.427	3.405	3.297

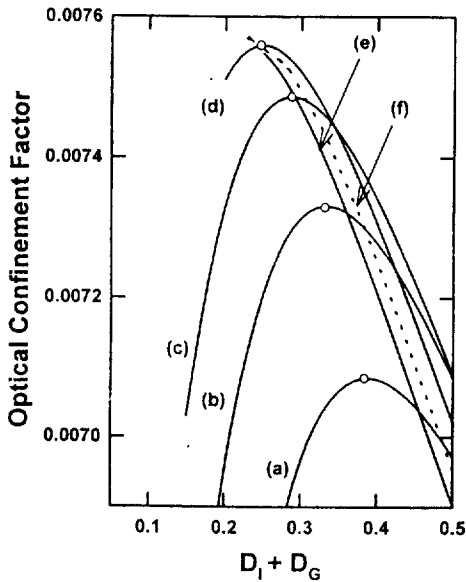


그림 4. 선형 GRINSCH 구조에서 광학가동인자를 한쪽 GRIN 영역의 너비  $d_c$ 의 함수로 그린 그림. (a)  $d_l$  (파동길잡이 너비의 반) =  $0.05 \mu\text{m}$ , (b)  $0.10 \mu\text{m}$ , (c)  $0.15 \mu\text{m}$ , (d)  $0.20 \mu\text{m}$ , (e)  $0.25 \mu\text{m}$ 일 때로  $0.05 \mu\text{m}$  간격으로 그린 것이고, 점선으로 된 (f)  $d_l = 0.23 \mu\text{m}$  곡선은 광학가동인자가 가장 큰 계단형 SCH의 경우를 포함하는 곡선이다. 곡선위의 흰 점은 광학가동인자가 최대가 되는 점을 나타낸다.

것이다. 양자우물의 너비가 일반적인  $d_m$ 의 값에 비해 훨씬 작기 때문에 파동길잡이의 성질은 주로  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.34}\text{P}_{0.46}/\text{InP}$  구조에 의해 결정이 된다. 따라서 그림 3의 세 곡선은 모두 비슷한 꼴이고, 광학가동인자는 양자우물의 두께에 대략 비례하게 되어 인장변형된 경우가 가장 크게 된다.

그림 3의 TE 곡선에는 두번째 방식(second mode)이 생기기 시작하는  $d_m$ 을 수직 막대로 표시하여 놓았다. 세 경우 모두 약  $0.80 \sim 0.86 \mu\text{m}$ 로 광학가동인자가 최대가 되는 너비인  $0.45 \mu\text{m}$  근처보다는 훨씬 두껍다. 참고로 꺾질층인 InP가 없을 때의 TE 광학가동인자는 각각  $3.62 \times 10^{-5}$ ,  $1.63 \times 10^{-4}$ ,  $1.93 \times 10^{-3}$ 로, 꺾질층이 있을 때의 최대값의 1/20 이하이다.

TE와 TM의 광학가동인자는 숫자값의 차이가 있을 뿐 그 경향은 같으므로, 이제부터는 TE 광학가동인자만을 생각하기로 한다.

### 3.3 GRINSCH 단일 양자우물 구조의 광학가동인자 격자 정합된 단일 양자우물의 경우에 대하여, 선형

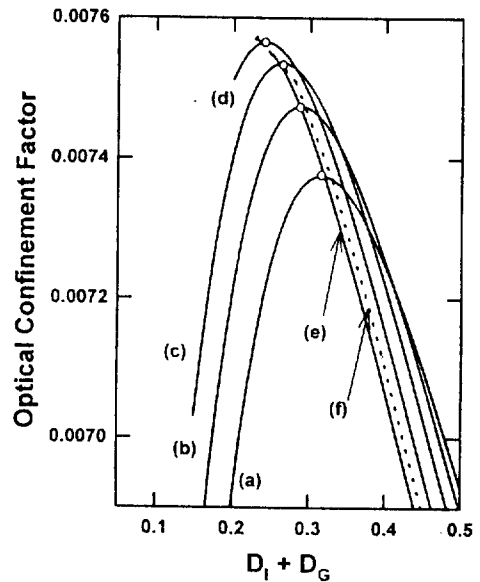


그림 5. 포물선형 GRINSCH 구조에서 광학가동인자를 한쪽 GRIN 영역의 너비  $d_c$ 의 함수로 그린 그림. (a)  $d_l = 0.05 \mu\text{m}$ , (b)  $0.10 \mu\text{m}$ , (c)  $0.15 \mu\text{m}$ , (d)  $0.20 \mu\text{m}$ , (e)  $0.25 \mu\text{m}$ 일 때로  $0.05 \mu\text{m}$  간격으로 그린 것이고, 점선으로 된 (f)  $d_l = 0.23 \mu\text{m}$  곡선은 광학가동인자가 가장 큰 계단형 SCH의 경우를 포함하는 곡선이다. 곡선위의 흰 점은 광학가동인자가 최대가 되는 점을 나타낸다.

GRINSCH 구조(그림 2에서 포물선부분이 직선으로 되어있는 구조)에서  $d_l = d_m/2$ 을  $0.05 \text{ \AA}$  단위로 변화시켜 가며,  $d_c = (d_m - d_l)/2$ 의 함수로 광학가동인자를 계산하였다. 그림 4는 계산된 광학가동인자를  $d_l + d_c$ 의 함수로 그린 것이다.  $d_l$ 가 작을 때  $d_c$ 의 함수로 본 광학가동인자는  $d_c > 0$ 에서 최대값을 가진다. 최대값을 가질 때의  $d_l + d_c/2$ 값은 거의 일정한 데, 이는 그림 4에서 최대값을 갖는  $d_l + d_c$ 의 위치(그림 4에서 곡선상의 흰 점으로 표시된 위치)가 일정한 간격으로 떨어져 있음에서 확인할 수 있다.  $d_l$ 가  $0.23 \mu\text{m}$  보다 크면,  $d_c$ 가 커지면서 광학가동인자는 단조 감소한다.

우리는 여기서 유효 파동길잡이 너비라는 개념을 도입한다.  $d_{eff} = d_l + d_c/2$ 로 정의되는 이 유효 파동길잡이 너비는, 선형 GRINSCH 구조에 대응하는 계단형 SCH 구조를 생각할 때, 그 계단형 SCH 구조의 파동길잡이 너비로서 아주 자연스러운 값이다. 이 유효 파동길잡이 너비라는 용어를 사용하여 표현하면, 선형 GRINSCH 구조에서 광학가동인자가 최대가 되는 유효 파동길잡이 너비는 일정하다.

광학가동인자의 최대값은,  $d_{eff} = d_l + d_c/2$ 가 일정하다는

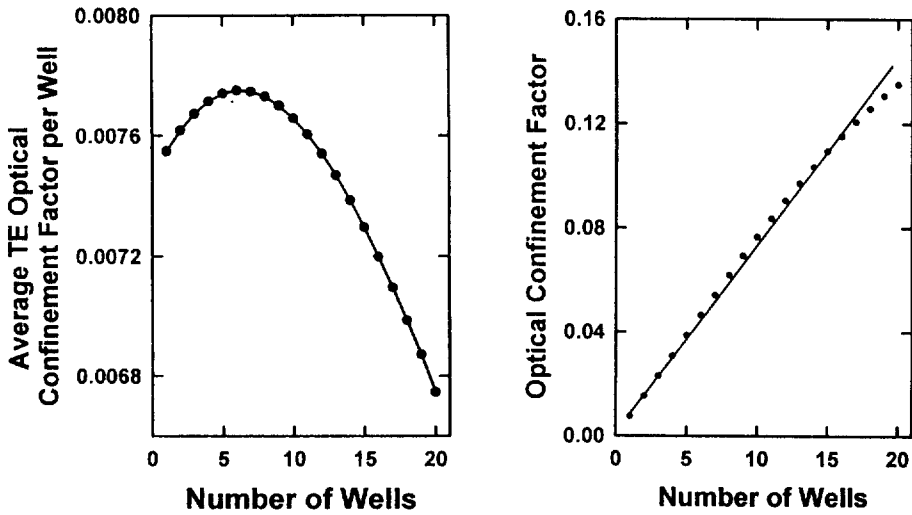


그림 6. 계단형 SCH 구조에서 양자우물의 수에 따른 광학가둠인자의 변화. (a) 양자우물 하나당의 광학가둠인자, (b) 구조 전체의 광학가둠인자. (b)에서 실선은 광학가둠인자가 양자우물의 수에 선형으로 비례하는 경우를 나타낸다.

조건에서  $d_c$ 가 클수록 (즉  $d_l$  작을수록), 작아짐을 그림 4에서 볼 수 있다. 따라서 그림 4로부터 내릴 수 있는 다른 하나의 결론은 계단형 SCH 구조의 광학가둠인자가 제일 크다는 것인데, 그림 4에서 점선으로 그려진 곡선에서  $d_c=0$ 인 경우이다.

포물선형 GRIN에 대해 비슷한 계산을 반복한 결과가 그림 5에 나와 있다. 이 경우에 유효 파동길잡이 너비로서 자연스러운 선택은  $d_{eff}=d_l+2d_c/3$ 인데, 이렇게 유효 파동길잡이 너비를 선택하면, 선형 GRINSCH 구조에서와 마찬가지로 포물선형 GRINSCH 구조에서도 광학가둠인자가 최대가 되는 유효 파동길잡이 너비는 일정하다. 역시 계단형 SCH 구조의 광학가둠인자가 제일 크다.

### 3.4 계단형 SCH MQW에서 양자우물의 수에 따른 광학가둠인자

광학가둠인자에 관한 한 GRINSCH 구조가 계단형 SCH 구조보다 유리할 것이 없었으므로 다시 계단형 SCH 구조로 되돌아가,  $d_m=d_{out}$  영역에 격자정합된 49 Å의 양자우물  $N$ 개가 200 Å의 가로막이를 사이에 두고 놓인 구조에 대한 광학가둠인자를  $N$ 의 함수로 계산하였다. 그림 6(a)는 양자우물 당의 평균 광학가둠인자를  $N$ 의 함수로 그린 것이다.

그림 6(a)는 정성적으로 다음과 같이 이해할 수 있다.  $N$ 이 작을 때 광학가둠인자가 증가하는 것은 양자우물의 격임율이 가로막이의 격임율보다 크기 때문에  $N$ 이 늘어나면서 파동길잡이 영역의 평균격임율이 커지기 때문

표 2. 변형에 따른 균격임율  $\bar{n}_g$ 과 결정격임율  $\bar{n}$ .

	0.9% 압축변형	무변형	1.4% 인장변형
$\bar{n}_{eff}^{0.82}$	3.23528	3.23475	3.24327
$\bar{n}_{eff}^{0.80}$	3.22832	3.23050	3.23905
$\bar{n}_{eff}^{0.78}$	3.22343	3.22558	3.23417
$\bar{n}_g$	3.41132	3.41390	3.42105
$\bar{n}$	3.30487	3.30755	3.31784
$\bar{n}_g/\bar{n}^2$	0.31233	0.31206	0.31078

으로 생각할 수 있다. 하지만  $N$ 이 어느 정도 이상 늘어나면, 전기마당의 크기가 적어지는, 꺾질층에 가까운 영역에 양자우물들이 위치하게 되면서 양자우물당의 광학가둠인자는 감소하게 된다. 하지만 양자우물의 수가 상당히 커질 때까지는 양자우물당 광학가둠인자의 상대적인 변화는 그리 큰 편은 아니다. 따라서, 앞서 변형의 종류에 따른 광학가둠인자의 변화를 논의했을 때와 마찬가지로, 전기마당의 분포는 일차적으로 꺾질층과 가로막이층에 의해 결정되고 가로막이층의 일부가 양자우물층으로 바뀌는 부분은 작은 건드림(perturbation)으로 생각할 수 있다. 이것은 그림 6(b)에서도 확인할 수 있는데, MQW 구조의 총 광학가둠인자는 양자우물의 수, 즉 양자우물 부분의 총 너비에 대략 비례하고, 양자우물에 의한 건드림의 효과로 양자우물의 수가 작을 때는 선형보다 약간 크게, 양자우물의 수가 많을 때는 선형보다 약간 작게 변화하게 된다.

### 3.5 변형에 따른 $\bar{n}_g/\bar{n}^2$ 인자의 변화

여기서는 변형이 다른 세 종류 양자우물의 경우에 대해 식 (24)의  $\bar{n}_g/\bar{n}^2$ 가 어떻게 변하는가를 살펴본다. 파동길잡이의 너비가  $0.5 \mu\text{m}$ 인 계단형 SCH에 양자우물의 수  $N=4$ 인 경우를 생각하였다. 표 2에는 식 (27)과 (28)에 의해 계산된  $\bar{n}_g$ ,  $\bar{n}$  및  $\bar{n}_g/\bar{n}^2$ 의 값이 요약되어 있다. 0.9% 압축변형이 있는 경우와 변형이 없는 경우 레이저는 TE로 발진하므로 이 값들은 TE의 경우로 계산하였고, 1.4% 인장변형이 있는 경우는 TM의 경우이다.  $\bar{n}_g$ 가 큰 경우에  $\bar{n}$ 도 크기 때문에, 세 경우의  $\bar{n}_g/\bar{n}^2$ 의 값의 차이는 0.5% 미만에 불과하다. 따라서 변형이 이득 곡선에 미치는 영향 중에서  $\bar{n}_g/\bar{n}^2$ 을 통한 효과는 미미한 것으로 결론지을 수 있다. 참고문헌 [13]에 따라 양자우물의 수를 최적화시켜 양자우물의 수가 변형에 따라 달라지는 경우에도  $\bar{n}_g/\bar{n}^2$ 의 값의 변화는 1% 미만인 것을 확인하였다. 한편  $\bar{n}_g/\bar{n}^2$  대신  $1/\bar{n}$ 를 쓰면 이득이 3% 정도 줄어든다.

## VI. 결 론

전자의 에너지띠 구조를 계산하는데 사용되어 온 넘김행렬 방법을 응용하여 이차원 파동길잡이 성질을 계산할 수 있는 넘김행렬 풀이법을 도입하였다. 이 풀이법은 이해하기 쉽고 간편하며, GRINSCH MQW 구조와 같이 임의의 꺾임을 변화가 있는 구조에서도 적용할 수 있다. 또한 레이저의 방식이득을 계산할 때 전자적 성질과 파동길잡이 성질을 같은 풀이법으로 계산할 수 있다는 장점을 갖는다.

이 풀이법을 써서  $1.55 \mu\text{m}$ 에서 발진하는 변형된 InGaAs/InGaAsP GRINSCH MQW 레이저 구조의 파동길잡이 성질을 살펴보았다. 광학가동인자, 유효꺾임을 등이 파동길잡이 너비, 변형의 종류, GRIN의 모양, 양자우물의 갯수 등의 구조 변수에 어떻게 의존하는지 연구하였다. 파동 길잡이의 성질은 기본적으로 꺾질층과 가로막이층에 의해 결정되고 양자우물층은 작은 건드림

을 주는 것으로 이해할 수 있어서, 광학가동인자는 대체로 우물층의 총 두께에 비례하는 것을 알았다. GRIN 파동길잡이를 이해하는데 유효 파동길잡이 너비의 개념이 유용함을 보였다. 또한 방식이득에서 변형의 종류가  $\bar{n}_g/\bar{n}^2$  인자에 미치는 영향은 미미함을 보였다.

## 참 고 문 헌

- [1] P. S. Zory, Jr. ed., *Quantum Well Lasers* (Academic, Boston, 1993), Chap. 1.
- [2] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993), Chap. 2.
- [3] L. R. Ram-Mohan, K. H. Yoo, and R. L. Aggrawal, *Phys. Rev. B* **38**, 6151 (1988).
- [4] B. Chen, M. Lazzouni, and L. R. Ram-Hohan, *Phys. Rev. B* **45**, 1204 (1992).
- [5] 정민, 박태혁, 김태환, 조재원, 유건호, 유경화, *새물리* **34**, 574 (1994).
- [6] P. W. A. McIlroy, A. Kurobe, and Y. Uematsu, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-21**, 1958 (1985).
- [7] H. Nishihara, M. Haruna, and T. Suhara, *Optical Integrated Circuits* (McGraw-Hill, New York, 1989), Chap. 2.
- [8] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Halsted, New York, 1988), Chap. 3.
- [9] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2nd ed. (Holt, Reinhart and Winston, New York, 1975), pp. 96-102.
- [10] W. Streifer, D. R. Scifres, and R. D. Burnham, *Appl. Opt.* **18**, 3547 (1979).
- [11] 김동철, 유건호, 박종대, 김태환. *한국광학회지* **6**, 302 (1995).
- [12] S. Adachi, *J. Appl. Phys.* **53**, 5863 (1982).
- [13] H. Burkhard, H. W. Dingews, and E. Kuphal, *J. Appl. Phys.* **53**, 655 (1982).

## **A Study on Waveguide Properties of InGaAs/InGaAsP GRINSCH MQW Laser**

D. C. Kim and K. H. Yoo

*Department of Physics and Research Institute for Basic Sciences Kyung Hee University,  
Seoul, 130-701, Korea*

(Received: February 16, 1996)

A simple transfer matrix algorithm to analyze the properties of 2 dimensional waveguides is introduced. We applied this algorithm to strained InGaAs/InGaAsP GRINSCH MQW laser structures. We studied how optical confinement factor and effective refractive index, which are important in calculating the modal gain, depend on the structure parameters such as waveguide width, shape of GRIN, and number of quantum wells. Especially we suggested that the concept of effective waveguide width is very useful in understanding the GRINSCH waveguide.