

## InGaAsP/InP RWG MQW-LD의 최적 설계\*

하홍춘 · 오수환 · 이석정 · 박윤호 · 오종환 · 홍창희

한국해양대학교 전자통신공학과

(1996년 1월 18일 받음)

본 연구에서는 InGaAsP/InP RWG MQW-LD를 제작하기 앞서 이론해석으로부터 RWG MQW-LD의 도파로규격에 따른 측방향 유효굴절율차와 index-guided LD로 동작하는 임계 유효굴절율차의 값, 그리고 이러한 굴절율차에 따른 측방향에서의 단일모드 발진조건과 임계전류를 최소로 하기 위한 ridge 폭을 구하여 도파로를 설계하였다. 이론해석으로 부터는, 순수한 index-guided LD로 동작하기 위한 측방향 임계 유효굴절율차 값은 일반적인 bulk층 보다는 약 2배 정도 큰 값인 약 0.015이었으며, 도파로 설계에 있어서는 유효굴절율차가 0.015이며 측방향단일모드로 동작하기 위해서는 ridge 폭은 약 4  $\mu\text{m}$  이하여야 함을 알 수 있었다. 그리고 이때 임계전류값이 최소가 됨을 지적하였다.

### I. 서 론

LD는 광이 도파되는 메카니즘에 의해 다음과 같이 크게 3가지로 분류될 수 있는데, 첫째로는 활성층의 상하 및 좌우에 에너지 갭이 큰 재료로 둘러 싸여 캐리어 및 광이 활성층으로 가두어지는 구조로 BH(Buried Hetero-structure)<sup>[1-4]</sup> 형태를 들 수 있다. 이와 같이 활성층 구조 자체에 굴절율의 불연속성을 가지는 구조의 LD는 도파 메카니즘에 의해 strongly index-guided LD로 분류된다. 둘째로는 접합면의 평행한 방향에 대해서 활성층 자체가 굴절율의 불연속성을 가지지 않으나 횡방향 도파모드에 의해 굴절율차가 생기는 LD를 weakly index-guided LD라 한다. 대표적인 weakly index-guided LD로는 RWG(Ridge Waveguide, 이하 RWG라 함)<sup>[5-7]</sup>이 있다. 마지막으로 굴절율차에 의해 광이 도파되는 것이 아니라 주입된 캐리어에 의해 발생하는 이득에 의해 도파되는 LD를 gain-guided LD라고 하며, 일반적으로 스트라이프형 LD가 이 범주에 속한다.

본 연구실에서는 수직형 LPE장치를 자체 제작하고 MQW웨이퍼성장<sup>[8,9]</sup> 및 이 웨이퍼를 가지고 스트라이프형 LD를 제작하여 발진에 성공시키므로써 본 연구실에서 자체 제작한 수직형 LPE장치를 가지고도 소규모 대학 실험실에서도 MQW 소자의 제작에 관한 연구를 해나갈 수 있음을 입증한 바가 있다.<sup>[10,11]</sup>

\*이 논문은 1994년도 학술진흥재단의 공모과제 연구비에 의하여 연구되었음

도파메카니즘에 따라 장단점이 있겠지만, 제작하는 측면에 있어서 strongly index-guided LD는 에칭된 mesa에 재성장을 해야 하는 정교한 제작기술과 복잡한 공정이 필요하기 때문에 제작이 쉽지 않다. 반면, RWG 구조와 같은 weakly index-guided LD의 경우에 있어서 재성장을 할 필요없이 한번의 성장에 의해 LD를 직접 제작할 수 있다는 이점을 가지고 있으므로 본 연구에서는 RWG-LD를 제작하기 위한 선행 단계로 최적화 설계조건(저전류 동작)을 이론적으로 계산하였다.

실재와는 다소의 차는 있을 것으로 예상되지만 지금까지 활성층이 MQW인 RWG-LD에 관한 이론해석방법에 대한 연구는 거의 찾아 볼 수 없기 때문에, 본 연구에서는 실계를 간단히 하기 위하여 MQW의 효과는 굴절율에 있어서 우물층과 장벽층의 굴절율의 조합형태를 취하였으며, 이득은 널리 알려진 1.3  $\mu\text{m}$  InGaAsP MQW의 데이터를 인용하였으며,<sup>[12]</sup> 그리고 선폭퍼짐계수는 파라미터로 설정하였다. 위와 같은 조건하에서 RWG MQW-LD의 설계를 하였으며 다소의 차이는 있겠지만 1차근사 정도의 해석을 하였다.

본 논문에서는 먼저 RWG MQW-LD를 간단한 형태로 모델링하여 이론해석을 간편화하였으며, Maxwell 방정식으로부터 유도된 파동방정식을 횡방향과 측방향에 각각 해석하여 도파로내의 광분포를 구하였다. 이와 같이 구해진 광분포로부터 발진에 필요한 임계전류치를 도파로의 규격에 의해 주어지는 각각의 측방향 유효굴절율차에 대해 구하였다.

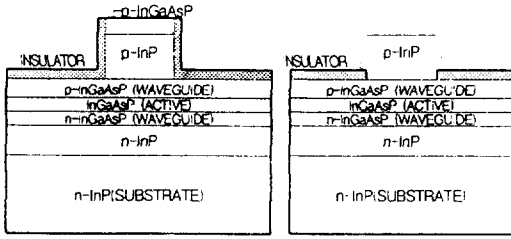


그림 1. RWG-LD의 대표적인 예.

## II. RWG MQW-LD의 모델링

본 연구에서 설계하고자 하는 RWG-LD는 weakly index-guided LD 형태로서 BH 구조와 같은 strongly index-guided LD처럼 활성층 자체가 불연속성을 가지는 것과는 달리 굴절율차는 없지만 도파모드에 의해 ridge 영역과 ridge 외부영역에 유효굴절율차를 만들 수 있다. RWG-LD에서의 유효굴절율차는 활성층 및 클래드층의 두께에 따라 민감하게 변화하며, 그 크기에 따라 RWG-LD는 gain-guided 혹은 강하지는 않지만 index-guided로 동작하게 된다.<sup>[13]</sup>

이러한 weakly index-guided LD는 횡도파 모드에 관련된 필드에 대해 폭방향으로 다른 환경을 도입한 것으로 이와 같은 원리를 이용한 여러 구조의 LD가 발표되었다.<sup>[14]</sup>

그림 1에 RWG-LD 구조의 대표적인 예 2가지를 나타내었다. 그림 1의 (a)와 (b)의 구조는 제작공정의 차이에 의한 것으로 (a)의 경우는 한번의 에피성장으로 photolithography 공정을 통해 ridge 구조를 만든 것이다. 그리고 (b)의 경우는 p-InGaAsP 도파로층까지 에피성장시키고, ridge층을 성장시키기 위한 photolithography 공정 후, 2차 성장으로 ridge 구조를 형성시킨 것이다. 그림 1과 같은 구조의 이론해석을 정확하게 하기란 매우 어려운 일이다. 그 이유는 도파로층 구조가 복잡하여 하나하나의 층에 대한 모드 분포를 구하는 일이 상당히 번거로운 일이며, 활성층이 MQW으로 이루어져 있을 때, 이것에 대한 모드해석 또한 힘들다. 따라서 이론해석을 간단히 하기 위해서는 그림 1의 구조를 간단한 형태로 모델링을 해야 하는데, 그림 2처럼 모델링을 시켰다.<sup>[15]</sup> 여기서  $d_i$ 와  $n_i$ 는 각 층의 두께와 굴절율을 나타낸다. 한편, MQW층으로 이루어진 활성층의 두께는 MQW층의 전체두께로 하였으며, 이때 활성층의 굴절율은 다음 식처럼 정의되는 우물층(well) 및 장벽층(barrier)의 굴절율과 두께의 조합형태로 하였다.<sup>[16]</sup>

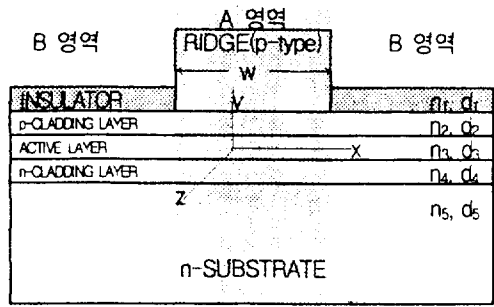


그림 2. RWG MQW LD의 이론해석을 위한 모델링.

$$n_{MQW}^2 = \frac{d_{barrier} n_{barrier}^2 + d_{well} n_{well}^2}{d_{barrier} + d_{well}} \quad (1)$$

여기서  $d_{barrier}$ ,  $n_{barrier}$ 는 장벽층의 두께와 굴절율, 그리고  $d_{well}$ ,  $n_{well}$ 은 우물층의 두께와 굴절율을 나타낸다.

## III. 파동방정식

측방향 유효굴절율차를 구하기 위해서는 2차원 도파 문제의 해를 구해야 하는데, 이는 파동방정식으로부터 구할 수 있다. 횡방향 및 측방향의 파동방정식은 다음과 같이 주어진다.<sup>[17]</sup>

$$\frac{d^2 E_x(y)}{dy^2} + \{k_0^2 n_i^2 - \beta^2(x)\} E_x(y) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + [k_0^2 \{n_{eq}(x) + \Delta n_{eq}(x)\}^2 - \beta^2(z)] E_y(x) = 0 \quad (3)$$

식 (2)와 (3)은 각각 횡방향(transverse) 및 측방향(lateral) 파동방정식으로써, 식 (2)에서  $n_i$ 는 각 층의 굴절율을 나타낸다. 그리고  $\beta(x)$ 는 횡방향에서 도파모드의 전파상수로써 다음과 같이 정의된다.

$$\beta(x) = k_0 n_{eq}(x) \quad (4)$$

여기서  $k_0 = 2\pi/\lambda$ 로써, 진공중의 파수를 나타낸다. 그리고  $n_{eq}(x)$ 는 횡방향의 도파모드가 느끼는 등가굴절율로 도파영역에 따라 다음과 같이 정의된다.

$$n_{eq}(x) = \begin{cases} n_{eq} + \Delta n_L & |x| \leq w/2 \\ n_{eq} & |x| > w/2 \end{cases} \quad (5)$$

여기서,  $\Delta nL$ 은 식 (2)에서 도파로 영역의 내부(그림 2의 A영역)와 외부(그림 2의 B영역)에서 각각의 도파로

문제를 풀면 얻어지는 측방향 유효굴절율차로서 상세한 내용은 4장에서 다룬다. 식 (3)에서  $\Delta n_{eq}(x)$ 는 주입된 캐리어의 개수  $N$ 에 의해  $x$ 방향으로 발생하는 굴절율 변화를 나타내는 것으로 다음과 같이 정의된다.<sup>[17]</sup>

$$\Delta n_{eq}(x) = \frac{\Gamma_T}{2n_{eq}(x)} \left[ j \frac{n_2}{k_0} \frac{1-\Gamma_T}{\Gamma_T} a_c - j \frac{n_3}{k_0} \left\{ (\alpha N - b) - a_{\bar{\alpha}} N - j a a N \right\} \right] \quad (6)$$

식 (6)에서 우변의 첫 번째 항은 p형 클래드층의 흡수에 의한 활성층의 굴절율 변화를 나타내는 것으로  $n_2$  및  $\alpha$ 는 각각 p형 클래드층의 굴절율 및 흡수계수이며,  $\Gamma_T$ 는 횡방향 광가동계수로 다음과 같이 정의된다.

$$\Gamma_T = \int_0^{d_3/2} |E_x(y)|^2 dx / \int_0^\infty |E_x(y)|^2 dx \quad (7)$$

여기서  $d_3$ 은 활성층의 두께를 나타낸다. 식 (6)의 두 번째 항은 주입캐리어 밀도 변화에 따른 활성층의 굴절율 변화로서  $\alpha$ 는 선평퍼짐계수(linewidth enhancement factor or linewidth broadening factor)<sup>[18]</sup>라 하며, 주입캐리어에 의한 이득변화에 따른 굴절율의 변화로  $-2k_0 \times (\partial n / \partial N) / (\partial g / \partial N) = -2k_0 b / a$ 로 정의되며, 일명 antiguiding 파라메타라고도 하며, 이론해석에서는 MQW의 선평퍼짐계수  $\alpha$ 값을 3~5로 하였다.

마지막으로  $\beta(z)$ 는 전파모드의 측방향(longitudinal) 전파상수를 나타내는 것으로 다음과 같이 정의된다.

$$\beta(z) = k_0 \bar{n} + j \frac{\bar{\alpha}}{2} \quad (8)$$

여기서  $\bar{n}$ 와  $\bar{\alpha}$ 는 두께가  $d_3$ 이고 폭이  $w$ 인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절율과 흡수계수이다. 일반적으로 모드해석은 임계전류치 이상에서 다루게 되며, 이때 LD가 발진을 하는 영역에서 이득이 흡수보다 훨씬 큰 값을가지므로 흡수계수  $\bar{\alpha}$ 는 무시할 수가 있다.

#### IV. 도파모드 해석

##### 4.1 횡모드 해석

식 (2)는 각각의 slab도파로는 RWG 소자 제작에 사용되는 클래드층이 하나인지 두개인지에 따라 4개 혹은 5개의 층으로 구성되는데, 본 논문에서는 그림 2처럼 5개의 도파로를 사용하여 횡모드 해석을 하였다.<sup>[15,19]</sup> 단, 이론해석의 간편화를 도모하기 위하여 A 및 B영역에서 광이  $d_1$ 층까지 거의 같힌다고 가정을 하였다.

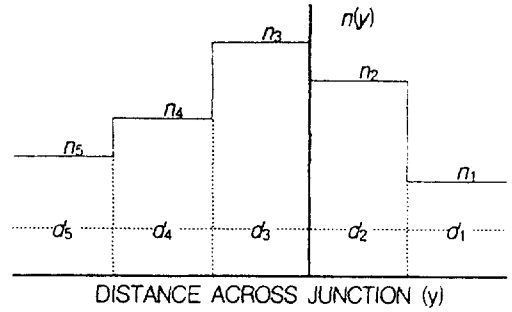


그림 3. 5층형 slab도파로 구조의 굴절율 분포.

횡모드 해석을 행하기 앞서 그림 2의 굴절율 분포가 그림 3과 같은 분포를 하고 있다고 가정을 하였다.

그림 3과 같은 slab도파로를 해석함으로 해서 다른 구조의 slab도파로 해석에 적용시킬 수 있다. 예로 n-clad층이 없는 4층형 slab도파로 문제일 경우에 5층형 slab도파로 해석에서  $d_4=0$ 으로 놓으면 4층형 slab도파로 문제로 전환시킬 수 있다.

식 (2)의 파동방정식 해는 다음과 같은 형태로 주어진다.

$$E_1(y) = A_1 e^{-h_1(y-d_2)} \quad (9a)$$

$$E_2(y) = A_2 \sin(h_2 y) + B_2 \cos(h_2 y) \quad (9b)$$

$$E_3(y) = A_3 \sin(h_3 y) + B_3 \cos(h_3 y) \quad (9c)$$

$$E_4(y) = A_4 \sin(h_4 y) + B_4 \cos(h_4 y) \quad (9d)$$

$$E_5(y) = A_5 e^{h_5(d_3+d_4+y)} \quad (9e)$$

단,

$$h_i = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta^2} \quad i=2, 3, 4 \quad (10a)$$

$$h_i = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_i^2} \quad i=1, 5 \quad (10b)$$

이며,  $\beta$ 를 결정하는 다항식은 식 (9)와 같은 분포를 가지는 전계  $E(y)$ 와 이것의 도함수가 경계에서 연속이라는 경계조건을 풀면 얻을 수 있다. 이와 같은 경계조건을 대입하여 정리하면 다음과 같은 행렬식이 얻어진다.

$$\begin{bmatrix} A & B & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ h_2 & 0 & -h_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_3 & -C_3 & -\hat{S}_3 & \hat{C}_3 \\ 0 & 0 & C_3 h_3 & S_3 h_3 & -\hat{C}_3 h_4 & -\hat{S}_3 h_4 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & a & b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \\ A_3 \\ B_3 \\ A_4 \\ B_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (11)$$

단,

표 1. 설계 파라메타 값.

층	두께(μm)	굴절율 <sup>6)</sup>	층구조
$d_1$	$ x  \leq w/2$	2.0	p-InP
	$ x  > w/2$	0.3	SiN <sub>x</sub>
$d_2 (=d_4)$	설계값	3.33	p-1.1 μm InGaAsP
$d_3$	설계값	3.52	well
		3.33	barrier
$d_5$	$\gg 2$	3.22	1.3 μm InGaAsP
			1.1 μm InGaAsP
			n-InP

$$A = S_2 h_1 + C_2 h_2 \quad (12a)$$

$$B = C_2 h_1 - S_2 h_2 \quad (12b)$$

$$a = \hat{C}_3(S_4 h_5 + h_4 C_4) + \hat{S}_3(C_4 h_5 - S_4 h_4) \quad (12c)$$

$$b = \hat{S}_3(S_4 h_5 + C_4 h_4) - \hat{C}_3(C_4 h_5 - S_4 h_4) \quad (12d)$$

이며,

$$S_i = \sin(h_i d_i), \quad i = 2, 3, 4 \quad (13a)$$

$$C_i = \cos(h_i d_i), \quad i = 2, 3, 4 \quad (13b)$$

$$\hat{S}_3 = \sin(h_4 d_3), \quad \hat{C}_3 = \cos(h_4 d_3) \quad (13c)$$

이다. 식 (11)에서  $A_i$  및  $B_i$ 가 0외의 의미 있는 값을 가지기 위해서는 정방행렬의 크기가 0이 되어야 한다. 그러므로 이와 같은 전제조건으로 식 (12)를 풀면 다음과 같은 고유치방정식이 얻어진다.<sup>[19]</sup>

$$(\hat{C}_3 A - \hat{S}_3 B)(S_4 h_5 + C_4 h_4) + (\hat{S}_3 A + \hat{C}_3 B)(C_4 h_5 - S_4 h_4) = 0 \quad (14a)$$

$$A = U(\hat{S}_3 S_3 h_4 + \hat{C}_3 C_3 h_3) - V(\hat{S}_3 C_3 h_4 - \hat{C}_3 S_3 h_3) \quad (14b)$$

$$B = U(\hat{C}_3 S_3 h_4 - \hat{S}_3 C_3 h_3) - V(\hat{C}_3 C_3 h_4 + \hat{S}_3 S_3 h_3) \quad (14c)$$

$$U = h_2(S_2 h_2 - C_2 h_1) \quad (14d)$$

$$V = h_3(S_2 h_1 + C_2 h_2) \quad (14e)$$

식 (14)의 고유치방정식은 주어진  $n_i$ 와  $d_i$ 에 대해서 풀면  $\beta$ 값을 구할 수 있다. 그림 2와 같은 구조를 가지는 LD에서  $\beta_n$ 는  $|x|=w/2$ 를 경계로 하여  $n_i$ 이 달라지기 때문에 두개의 영역으로 분리된다. 따라서 측방향 유효굴절율은 다음과 같이 구해진다.

$$\Delta n_L = \frac{\beta_n - \beta_{out}}{k_0} \quad (15)$$

여기서  $\beta_n$ 과  $\beta_{out}$ 는 그림 2에서 각각 A영역과 B영역의 전파상수를 나타낸다. 따라서 A영역과 B영역에 대한 전파상수를 구하면 측방향 유효굴절율차를 이 식에 의해서 구할 수 있다. 표 1에 주어진 LD의 파라메타 값들과 식 (1)의 관계식 및 식 (14)와 (15)로부터 MQW층으로

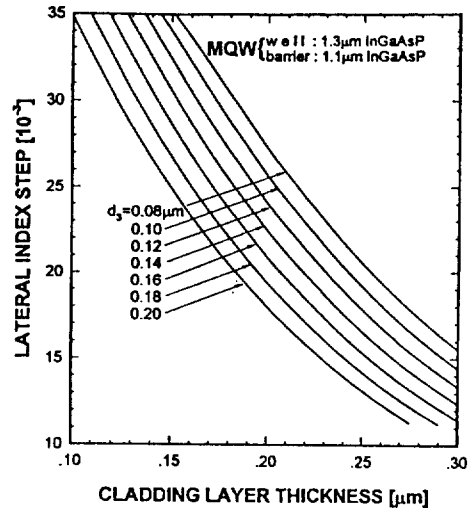


그림 4. 활성층 두께와 클래드층 두께에 따른 측방향 유효굴절율차.

이루어진 활성층 두께와 클래드층 두께에 따른 측방향 유효굴절율차의 변화를 계산하여 그림 4에 나타내었다. 이때, 식 (1)의 관계식에 의해 활성층의 굴절율은 3.43이 된다.

이 그림에서 활성층 두께 및 클래드층 두께가 감소함에 따라 측방향 유효굴절율차가 증가함을 알 수 있다. 이는 도파로층(활성층 및 클래드층)의 두께가 감소함에 따라 도파모드가 A영역에서는 p-InP층으로, B영역에서는 SiN<sub>x</sub>층으로 더 많이 퍼지게 된다. 그러므로 A영역 및 B영역에서의 전파상수 즉, 등가굴절율이 감소하게 되나, 상대적으로 굴절율이 작은 B영역의 등가굴절율이 A영역의 등가굴절율 보다 더 큰 폭으로 감소하게 되므로 측방향에서의 등가굴절율차는 증가하게 된다.

이러한 측방향 유효굴절율차에 따라 LD는 gain-guided 혹은 index-guided로 동작하게 되는데 일반적으로 활성층이 bulk형인 경우에  $7 \times 10^{-3}$  정도일 때, index-guided

LD로 동작하는 것으로 알려져 있다.<sup>[20]</sup> 한편, RWG-LD의 도파메카니즘을 결정짓는 요소는 도파모드의 회절, 주입캐리어에 의한 모드의 defocusing, 그리고 굴절률차에 따른 모드의 focusing 작용이다. 식 (6)에서 이득계수  $a$  값이 defocusing 작용에 큰 영향을 미침을 알 수 있다. Bulk형과 MQW형의 이득계수  $a$  값에 차이가 있으므로, RWG MQW-LD가 index-guided LD로 동작하기 위한 측방향 유효굴절률차의 값은 bulk형과 다를 것으로 생각된다. 따라서 측방향 유효굴절률차  $\Delta nL$  값에 따른 파동방정식을 풀어 RWG MQW-LD의 동작특성을 이론적으로 해석하여 보았다.

4.2 캐리어 확산방정식

식 (3)을 해석하기 위해서는 캐리어 분포에 따른 굴절률 분포를 알아야 하며, 캐리어 분포는 확산방정식으로부터 구할 수 있다. 따라서 측방향 모드해석을 행하기 앞서 확산방정식으로부터 캐리어 분포를 구하여 보았다.

활성층내의 주입 캐리어 밀도  $N$ 은 접촉된 수동층(보통  $p$ 층의 조합)에서의 전류 퍼짐과 활성층내에서의 캐리어 전달에 의해 결정된다. 전류 퍼짐의 정확한 묘사는 2차원 Poisson 방정식의 해<sup>[21]</sup>를 필요로 하지만, 전류 퍼짐의 문제를 해석적으로 구하기 위해서 1차원으로 모델링하여 간편화를 도모하였다.<sup>[22]</sup> 따라서 활성층내에서 캐리어 밀도 변화에 대한 결과식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

[21]

$$D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = -\frac{J(x)}{qd_3} + \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + CN^3 + \frac{g(N)}{\hbar \omega d_3} \int_{-d_2/2}^{d_2/2} |E|^2 dy \tag{16}$$

여기서  $D$ 는 유효확산계수,<sup>[22]</sup>  $\tau_{nr}$ 은 비발광재결합 시간,  $B$ 는 자연방출 재결합계수,  $C$ 는 Auger 재결합계수이다. 그리고 마지막 항은 유도재결합을 나타내는 식이다. 비발광 Auger 재결합은 장파장 InGaAsP계 레이저에서 중요한 역할을 하기 때문에 이 식에서 생략하지 않고 포함시켰다. 여기에 사용된 모델에서 주입전류 밀도  $J(x)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$J(x) \approx \begin{cases} \frac{V_0 - V_F(N)}{\rho(d_1 + d_2) + \gamma_c} & |x| \leq w/2 \\ \frac{d_2}{\rho} \frac{d^2 V_F(N)}{dx_1} & |x| > w/2 \end{cases} \tag{17}$$

여기서  $V_0$ 는 접촉전압,<sup>[24]</sup>  $\rho$ 는  $p$ 층의 고유저항,  $\gamma_c$ 는 접촉저항,  $d_2$ 는  $p$ 형 클래드층 두께이며,  $d_1$ 은  $p$ -InP의

두께이다. 그리고 활성층과  $p$ 형 클래드층 접합면에서의 Fermi전압은 다음과 같다.

$$V_F(N) = \frac{k_B T}{q} \left\{ 2 \ln \left( \frac{N}{n_i} \right) + A_1 \left( \frac{1}{N_c} + \frac{1}{N_v} \right) N \right\} \tag{18}$$

여기서  $k_B T/q$ 는 열전압,  $n_i$ 는 진성캐리어 농도,  $N_c(N_v)$ 는 전도대(가전자대)의 상태밀도, 그리고  $A_1$ 은 축퇴된 반도체레이저에서 Fermi-Dirac 보정계수이다.

식 (16)을 해석적으로 풀어내기란 매우 힘든 일이다. 따라서 이 식을 간편하게 해석하기 위해서 식 (16)의 유도재결합 항을 무시하였다. 그 이유는 일반적으로 레이저에 대한 해석은 임계전류치 부근에서 행하므로 유도재결합 항의 영향은 다른 항에 비해 아주 작기 때문이다. 그리고 2차 미분방정식을 1차 미분방정식으로 변환하여 식을 보다 간편화시켰다.

식 (16)과 (17)로부터 B영역에서의 확산방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{d^2 Y(N)}{dx^2} = \frac{R(N)}{D} \tag{19}$$

단,

$$Y(N) = N + \frac{d_2}{qd_3 \rho D} V_F(N) \tag{20}$$

$$R(N) = \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + CN^3 \tag{21}$$

이다. 식 (19)의 초기조건은  $x$ 가 무한대일 때,  $N=0$ ,  $dY/dx=0$ 이다. 그리고 이 식에  $2(dY/dx)$ 를 곱하여 정리하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{dN}{dx} = -f_b(N) = -\left( \frac{dY}{dN} \right)^{-1} \sqrt{ \frac{2}{D} \int_0^N R(N) \left( \frac{dY}{dN} \right) dN } \tag{22}$$

이다. 식 (22)는 다음과 같은 적분형태로 다시 쓸 수 있다.

$$x - \frac{w}{2} = \int_N^{N_c} \frac{dN}{f_b(N)} \tag{23}$$

$N_c$ 는 ridge 가장자리 즉, A 및 B영역의 경계면에서의 캐리어 밀도를 나타낸다. 한편, A영역에 대한 확산방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{d^2 N}{dx^2} = -\frac{V_0 - V_F(N)}{pD} + \frac{R(N)}{D} \tag{24}$$

$$p = qd_3 \{ \rho(d_1 + d_2) + \gamma_c \} \quad (25)$$

식 (24)의 초기조건은  $x=0$ 에서  $N=N_0, dN/dx=0$ 이다. B영역에서 전개한 방법과 동일하게 이 식에  $2dN/dx$ 를 곱하여 정리하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{dN}{dx} = -f_u(N) = -\sqrt{\frac{2}{D}} \times \sqrt{(N_0 - N) \frac{V_0}{p} + \int_{N_0}^N \left( R + \frac{V_F(N)}{p} \right) dN} \quad (26)$$

식 (26)을 식 (23)처럼 적분형태로 바꾸면 다음과 같이 된다.

$$x = \int_N^{N_0} \frac{dN}{f_u(N)} \quad (27)$$

식 (23)과 (27)은 임계치 부근에서 식 (16)을 다르게 표현한 것이다.  $N_0$ 와  $N_c$ 의 값들은 경계영역  $x = \pm w/2$ 에서  $N$ 과  $dN/dx$ 가 연속이라는 조건을 사용하여 구할 수 있으며, 연속조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\int_N^{N_0} \frac{dN}{f_u(N)} = \frac{w}{2} \quad (28)$$

$$f_u(N_c) = f_b(N_c) \quad (29)$$

식 (28)에서  $N=N_0$ 일 때,  $f_u(N)$ 는 0이 되므로 이 식의 적분 문제를 풀 수가 없게 된다. 그러므로 다른 조건이 요구되는데, 경계면에서 전류가 연속이라는 조건으로부터 다른 하나의 조건을 얻을 수 있다. 즉, 식 (17)을 각각의 영역에 대해 풀어  $x = \pm w/2$ 에서  $J(x)$ 를 서로 같게 놓으면 캐리어 밀도의 초기치가 구해진다. 그 결과식은 다음과 같다.

$$\frac{2kTd_2}{q\rho} f_b(N_c) \left[ \left\{ \frac{2}{N} + A_1(1/N_c + 1/N_c) \right\} \frac{df_b(N_c)}{dN} - \frac{f_b(N_c)}{N_c^2} \right] = \frac{V_0 - V_F(N_c)}{\rho(d_1 + d_2) + \gamma_c} \quad (30)$$

식 (29)와 (30)으로부터 캐리어 밀도에 대한 초기치를 구하고, 이 값으로부터 식 (23)과 (27)를 풀면 활성층으로 주입되는 캐리어의 분포를 얻게 된다. 이와 같이 계산한 결과를 그림 5에 나타내었으며, 이때 계산에 사용된 각 파라메타의 값들을 표 2에 정리하여 나타내었다.

표 2의 파라메타 값들은 활성층이 bulk인  $1.3 \mu\text{m}$  InGaAsP/InP계 레이저의 값(왼쪽부분)이지만, 이득계수  $a, b$ 를 제외한 나머지 값들은 이론해석에 크게 영향을 미치지 않기 때문에 bulk의 값을 그대로 사용하였다. 반면, 이득계수  $a, b$ 는 5절 및 6절에서 다룰 측방향 도파모드 해석과 LD의 동작특성에 크게 영향을 미치는 값들이므로  $1.3 \mu\text{m}$  InGaAsP/InP MQW-LD에 대한 값<sup>12)</sup>

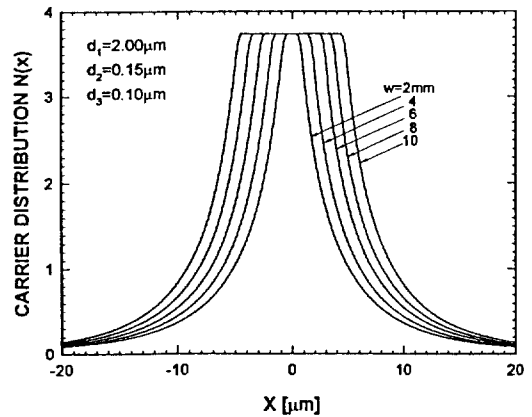


그림 5. 측방향에서의 캐리어 분포.

표 2.  $1.3 \mu\text{m}$  InGaAsP/InP계 레이저의 각 파라메타값<sup>12)</sup>

변수	변수명	값	변수	변수명	값
$D$	유효 확산계수	$10 \text{ cm}^2/\text{s}$	$L$	공진기의 길이	$300 \mu\text{m}$
$q$	전하량	$1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$	$V_0$	접촉전압	$0.88 \text{ V}$
$B$	자연(이분자) 재결합 계수	$1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$	$k_B T/q$	열전압	$0.0258 \text{ V}$
$C$	Auger 재결합계수	$3 \times 10^{-29} \text{ cm}^3/\text{s}$	$n_i$	활성층의 진성캐리어 농도	$1.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
$\tau_{nr}$	비발광 재결합 시간	$10 \text{ ns}$	$N_c$	전도대 상태밀도	$3.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
$\gamma_c$	접촉 고유 저항	$1 \times 10^{-5} \Omega\text{-cm}^2$	$N_v$	가전자대 상태밀도	$8.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
$\rho$	p층의 저항	$0.2 \Omega/\text{cm}$	$A_1$	축퇴된 반도체레이저의 Fermi-Dirac 보정계수	$1/\sqrt{8}$
$\alpha_c$	클래드층의 흡수 계수	$30 \text{ cm}^{-1}$	$a$	이득 계수	$3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^2$
$\alpha_c$	자유캐리어의 흡수	$5 \times 10^{-18} \text{ cm}^3$	$b$	이득 계수	$400 \text{ cm}^{-1}$

(우측하단 어두운 부분)으로 하였다. 그리고 나머지 값 (우측 상단부분)들은 이론적인 계산으로부터 구할 수 있는 값들로 여러 문헌에<sup>[25-27]</sup> 잘 나와 있으므로 구체적인 내용은 생략하였다.

다른 연구결과들에<sup>[28]</sup> 의하면 A영역의 캐리어분포는 그림 5와는 많이 다른 Gaussian 분포를 하거나 Jacobian 타원형 분포를 하고 있다. 이와 같은 분포를 가지는 이유는 확산방정식 해의 형태를 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포로 가정하여 풀었기 때문이다. 그러나 그림 5에서 알 수 있듯이 A영역에서 캐리어분포는 ridge 폭이 2 μm보다 좁은 경우에는 다른 연구결과들처럼 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포를 가지지만 ridge 폭이 2 μm보다 클 경우에는 전혀 다른 분포를 하고 있다. 그 이유는 캐리어의 확산은 ridge층 중앙부분 보다는 가장자리 부분에서 집중적으로 일어나고 또한, 중앙부분은 계속되는 캐리어의 공급으로 캐리어확산에 의해서 빠져나간 캐리어 양만큼 채워지게 된다. 따라서 캐리어 분포는 ridge층 중앙부분은 거의 일정한 분포를 하게 되며, 단지 ridge층 가장자리에서만 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포를 가지게 된다. 따라서 그림 5의 결과로 비추어 보아 식 (16)을 해석할 때, ridge 폭이 2 μm보다 작은 경우에 캐리어의 분포를 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포로 가정하여도 무방하지만, ridge 폭이 2 μm보다 큰 경우에는 이와 같은 가정이 맞지 않음을 알 수 있다.

4.3 축모드 해석

4.1절의 횡모드 해석으로부터 얻어진 등가굴절율  $n_{eq}$ , 그리고 4절에서 얻어진 캐리어 분포를 사용하여 축방향에서 활성층의 굴절율 변화를 식 (5)와 (6)으로부터 구하면 축모드를 해석할 수 있다.

먼저 식 (3)을 간단하게 표현하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial^2 E_z(x)}{\partial x^2} - \gamma^2 E_z(x) = 0 \tag{31}$$

단,

$$\gamma^2 = (a_c + j\beta)^2 = [k_o \sqrt{(-n_r) + (-jn_i)}]^2 \tag{32}$$

$$\bar{n}_r = (n_{eq}^2(x) - \frac{n_o}{k_o} \Gamma_T a a N) - \bar{n}^2 \tag{33}$$

$$\bar{n}_i = \frac{\Gamma_T}{k_o} \left[ n_o \{ (aN - b) - a_r N \} - \frac{1 - \Gamma_T}{\Gamma_T} n_c a_c \right] \tag{34}$$

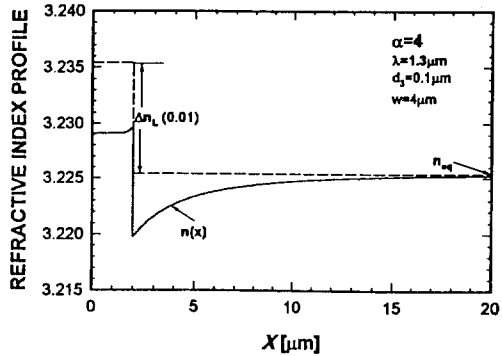


그림 6. 활성층의 굴절율 분포.

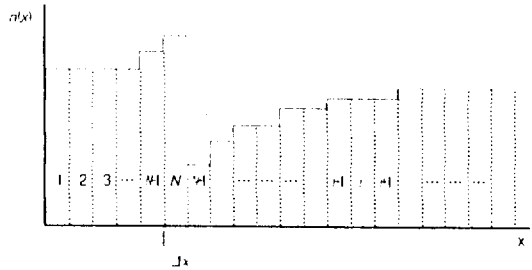


그림 7. 굴절율 분포의 미소분할.

식 (32)에서  $\gamma$ 는 복소전파상수이며,  $\alpha$ 는 감쇄정수,  $\beta$ 는 위상정수이다. 그리고 식 (33)과 (34)는 각각 활성층에서 주입캐리어에 의한 굴절율의 변화로서 실수부의 변화 및 허수부의 변화를 나타내며, 식 (4)-(6)으로부터 구해낼 수가 있다.

식 (31)을 해석하기 위해서 먼저 굴절율 분포를 알아야 하는데, 그 분포를 그림 6에 나타내었다. 이 그림은 표 2의 값과 식 (6)으로부터 얻어진 주입캐리어에 의한 굴절율 변화를 식 (5)에 대입하여 계산한 결과를 나타낸 것으로 이때, 식 (5)와 (15)에서 정의되는 축방향 유효 굴절율차  $\Delta n_L$  값은 0.01로 하였으며, 활성층 구조는 그림 4의 경우로 하여 계산을 하였다. 점선은 횡방향 도파모드가 느끼는 등가굴절율, 그리고 실선은 주입캐리어에 의한 활성층의 굴절율변화를 나타낸다.

식 (31)-(34)로부터 알 수 있듯이 이 식을 해석적으로 풀기란 매우 힘든 일이다. 그 이유는 복소전파상수  $\gamma$  값은 캐리어 분포에 따라 비선형적으로 변화하기 때문이다. 따라서 굴절율분포 형태를 그림 7처럼 미소구간으로 나누어 해석하여 보았다. 이 미소구간 내에서 굴절율 분포가 일정하다고 가정하면 식 (31)을 해석적으로 풀 수

있다.

그림 7처럼 굴절을 분포가 주어지면 식 (31)과 (32)는 다음과 같은 형태로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} - \gamma_i^2 E_i = 0 \tag{35}$$

$$\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i \tag{36}$$

여기서  $i$ 는 그림 7에서 나타낸 바와 같이 미소구간의 번호를 나타낸다. 식 (35)과 (36)에서 각각의 미소구간에 대해서 복소전파상수  $\gamma_i$ 가 임의의 상수값을 가지므로 이 식은 쉽게 풀어진다. 이 식의 해는 다음과 같은 파동함수로 주어진다.

$$E_i = A_i e^{\pm \gamma_i x} = A_i (\cos \beta_i x \pm j \sin \beta_i x) e^{\pm \alpha_i x} \tag{37}$$

여기서  $x_i = i\Delta x$ 이며,  $\Delta x$ 는 미소구간의 폭이다. 한편,  $x = \infty$ 이면  $E_i = 0$ 이므로 식 (35)의 최종 해는 다음과 같이 주어진다.

$$E_i = A_i (\cos \beta_i x - j \sin \beta_i x) e^{-\alpha_i x} \tag{38}$$

여기서 각각의 분할구간의 경계면, 즉  $i-1$ 번째와  $i$ 번째의 경계면에서  $Re[E_i]$ 와  $Re[dE_i/dx]$ 가 연속이어야 하므로 다음과 같은 관계식이 얻어진다.

$$\alpha_{i-1} + \beta_{i-1} \tan(\beta_{i-1} x_{i-1}) = \alpha_i + \beta_i \tan(\beta_i x_{i-1}) \tag{39}$$

여기서  $x_{i-1}$ 는  $i$ 번째의 우측 분할면의  $x$ 값, 혹은  $i$ 번째의 좌측 분할면  $x$ 값을 나타낸다.  $i$ 를 2에서  $\infty$ 값을 식 (39)에 대입하여 정리하면 측방향에서의 고유치방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\alpha_1 + \sum_{i=2}^{\infty} \beta_{i-1} \tan(\beta_{i-1} x_{i-1}) = \alpha_{\infty} + \sum_{i=2}^{\infty} \beta_i \tan(\beta_i x_{i-1}) \tag{40}$$

식 (32)-(34)를 사용하여 식 (40)의 고유치방정식을 풀면 두께가  $d_3$ 이고 폭이  $w$ 인 직각도파로에 의해 유지되는 등가굴절을 구할 수 있다. 이와 같이 구한 ridge 폭에 따른 등가굴절을 구할 수 있다. 이와 같이 얻어진 등가굴절율로부터 식 (38)의 계수  $A_i$ 의 관계식을 구할 수 있다. 계수  $A_i$ 와  $A_{i+1}$ 의 관계는  $i$ 번째와  $i+1$ 번째의 분할경계에서  $E_i$ 와  $E_{i+1}$ 이 같다는 조건으로부터 구할 수 있으며, 그 관계식은 다음과 같다.

$$A_{i+1} = A_i \left( \frac{\cos \beta_i x_i}{\cos \beta_{i+1} x_i} \right) e^{-(\alpha_i - \alpha_{i+1}) x_i} \tag{41}$$

식 (41)을 (38)에 대입하면 전계분포식을 얻을 수 있

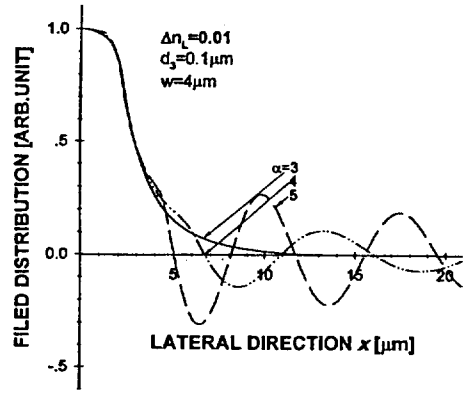


그림 8. 선평퍼짐계수  $\alpha$ 에 따른 전계분포.

다.

$$E_{i+1} = E_i \frac{1}{\cos \beta_{i+1} x_i} \cos \beta_{i-1} x_{i+1} e^{-\alpha_{i+1} \Delta x} \tag{42}$$

식 (42)으로부터 측방향에 대한 전계분포를 구하여 그림 8에 나타내었다. 이때, 선평퍼짐계수  $\alpha$ 를 각각 3, 4, 5로 하였다.

이 그림에서 굴절율차에 의해서 ridge층 내부(A영역)로 가두어지려고 하는 모드가 선평퍼짐계수  $\alpha$ 값이 증가할수록 ridge층 외부(B영역)로 보다 많이 퍼져나가는 것을 알 수 있다. 이는 선평퍼짐계수  $\alpha$ 값이 증가하면 주입된 캐리어에 의한 굴절을 변화가 커지게 된다. 따라서 도파모드의 defocusing 작용이 증가되어 도파모드를 ridge층 외부로 더 많이 퍼지도록 하기 때문이다.

### V. 측방향 유효굴절율차에 따른 동작특성

지금까지 4절 및 5절에서 전개한 식과 계산 결과들은 RWG MQW-LD가  $\Delta nL$ 값에 따른 동작특성을 설명하는데 사용된다. 그러나 표 2에서 사용된 소자의 파라메타 값에는 다소 불확실성이 존재하고, 또한 에피특성에 따라 이들 값들이 변하기 때문에 동작특성을 정확하게 설명하기에는 다소 어려운 점이 있다. 그러나 앞서서도 언급했듯이 도파로 메카니즘 변화에 대한 정성적인 특성은 LD 공진기 내부의 측모드에 의한 회절, focusing, 그리고 defocusing의 상호작용으로부터 기인하는 것이므로 이러한 현상과 관련되지 않는 파라메타에 의해 동작특성이 크게 변하지 않는 것으로 생각된다.

먼저 각각의 선평퍼짐계수  $\alpha$ 에 대해 측방향 유효굴절율차  $\Delta nL$ 에 따른 임계전류의 변화를 그림 9에 나타



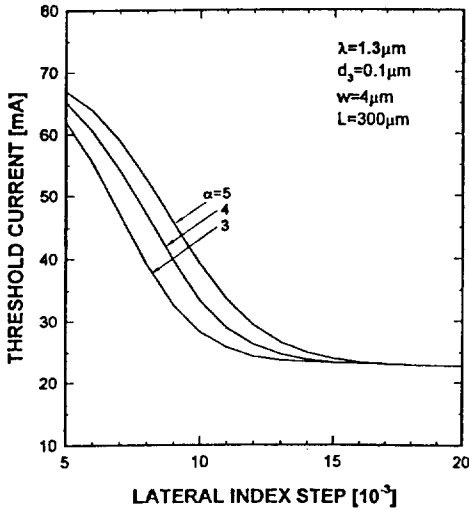


그림 9. 측방향 유효굴절율차  $\Delta n_L$ 에 따른 임계전류의 변화.

내었다. 이때, 임계전류의 식은 다음과 같다.<sup>[17]</sup>

$$I_{th} = \frac{qd_3wL}{\tau_s} N_{th} \quad (43)$$

여기서,  $\tau_s$ 는 캐리어의 수명으로서 캐리어 밀도함수 이며 다음과 같이 주어진다.

$$\tau_s(N) = \frac{1}{A_{nr} + BN + CN^2} \quad (44)$$

여기서,  $A_{nr}$ 는 비발광 재결합비로  $1 \times 10^8$  /s이다. 그리고  $N_{th}$ 는 임계전류밀도로 다음과 같다.

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{v_g a \tau_p \Gamma} \quad (45)$$

$N_0$ 는 분포반전이 일어나는 캐리어의 밀도로  $1 \times 10^{18}$  /cm<sup>3</sup>,  $\tau_p$ 는 광자의 수명으로 1.6 ps,  $\Gamma$ 는 직각도파관에 의한 광가둠계수로 횡방향 및 측방향 광가둠계수의 적으로 횡방향 광가둠계수는 식 (7)로부터, 측방향 광가둠계수는 측방향 광분포 함수를 나타내는 식 (42)를 식 (7)에 대입함으로써 얻을 수 있다. 그리고  $v_g$ 는 군속도로써 일반적으로 1.3~1.6  $\mu$ m 영역에서 약  $7.5 \times 10^9$  cm<sup>2</sup>/s의 값을 가진다.<sup>[17]</sup>

그림 9에서 측방향 유효굴절율차가 작은 영역에서 임계전류의 변화가 급준함을 알 수 있는데, 이는 index-guided에 의한 모드의 focusing과 주입된 캐리어에 의한 defocusing의 상호작용으로 일어나는 것으로 생각된다.

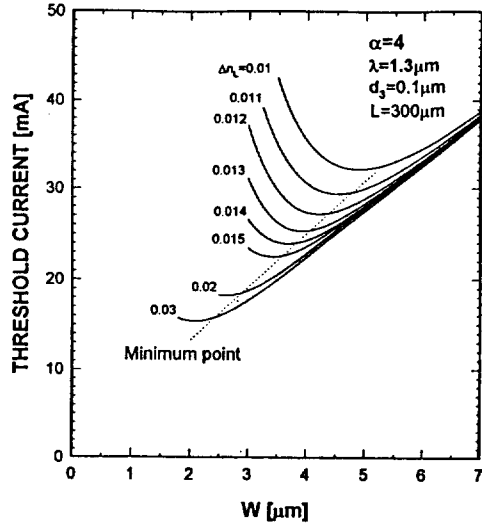


그림 10. Ridge 폭에 따른 임계전류의 변화.

그리고  $\Delta n_L$ 이 증가함에 따라 임계전류치가 빠르게 감소한다. 어느 임계값 이상에서 그 변화 폭이 완만하게 되는데, 이때 완만하게 변하는 지점을 gain-guided 동작에서 index-guided 동작으로 변환되는 임계 유효굴절율차라고 하며, 이 임계값 이상에서는 순수한 index-guided로 동작하게 된다. 이 그림으로부터 임계값은 약 0.015 정도이다. 그리고 선평퍼짐계수  $\alpha$ 값에 따라 이 임계값의 크기가 변하지만 그 변화폭이 그리 크지 않은 이유는 index-guided 영역에서 주입된 캐리어에 의한 측모드의 defocusing 작용이 비교적 작기 때문이다.

본 논문에서 계산한 결과와 Agrawal씨<sup>[20]</sup> 등이 계산한 결과(활성층이 bulk,  $\Delta n_L \approx 7 \times 10^{-3}$ )와 비교해 볼 때,  $\Delta n_L$ 의 임계값이 2배 이상 차이를 보이고 있는데, 이는 MQW와 bulk의 이득계수 값의 차이 때문이라고 생각된다. 본 논문에서 사용한 MQW의 이득계수 값을 bulk의 이득계수 값보다 약 2배 정도 큰  $3.5 \times 10^{-16}$ 을 사용하였다. 따라서 식 (6) 혹은 (33)에서 측모드의 defocusing의 영향이 2배 정도 증가되었다는 사실을 추정할 수가 있다.

그림 10은 각각의  $\Delta n_L$ 의 변화에 대해서 ridge 폭에 따른 발진 임계전류 값의 변화를 나타내었다.  $\Delta n_L$ 값이 0.01, 0.015, 0.02, 그리고 0.03일 때, ridge 폭이 각각 약 5  $\mu$ m, 3~4  $\mu$ m, 2.5~3  $\mu$ m, 그리고 2~2.5  $\mu$ m로 하면 임계전류치가 크게 낮아짐을 알 수 있다. 한편,  $\Delta n_L$ 에 따른 최소 임계전류 값의 변화는  $\Delta n_L$ 이 증가함에 따라 감소함을 알 수 있다. 특히 임계굴절율차 이하의 값에서 최소 임계전류 값의 변화 폭이 비교적 큰 것은  $\Delta n_L$ 이

증가함에 따라 모드의 focusing 작용이 커져 광이 활성층으로 더 많이 갠히기 때문이다. 그러나 임계굴절율차 이상에서 최소 임계전류 값의 변화가 완만한데, 이는 임계굴절율차 이상에서 굴절율차가 증가 하더라도 모드의 focusing 작용에 의해 활성층내로 가두어지는 광량이 크게 변하지 않기 때문이다.

VI. 결 론

본 연구에서는 InGaAsP/InP RWG MQW-LD를 제작하기 앞서 이론해석으로부터 RWG MQW-LD의 도파로 규격에 따른 측방향 유효굴절율차와 index-guided LD로 동작하는 임계 유효굴절율차의 값, 그리고 이러한 굴절율차에 따른 측방향에서의 단일모드 발진조건과 임계전류를 최소로 하기 위한 ridge 폭을 구하여 도파로를 설계하였다. 이론해석으로 부터는, 순수한 index-guided LD로 동작하기 위한 측방향 임계 유효굴절율차 값은 일반적인 bulk층 보다는 약 2배 정도 큰 값인 약 0.015이었으며, 그리고 이 값은 ridge 폭에 따른 변화는 거의 없음을 알 수 있었다.

한편, 도파로 설계에 있어서는 상기의 유효굴절율차 조건에서 LD가 측방향으로 단일모드로 동작하기 위해서는 ridge 폭은 약 4~5 μm 이하여야 함을 알 수 있었다. 그리고 이때 임계전류값이 최소가 됨을 지적하였다.

그리고 RWG MQW-LD 설계결과로부터, 보다 효율적으로 동작하는 RWG MQW-LD를 제작하기 위해서는 측방향 유효굴절율차 Δn<sub>z</sub>의 임계값(0.015)보다 큰 0.02 부근이 되도록 활성층 및 클래드층 두께를 제어해야 하며, 임계전류치가 최소로 되면서 측방향에서 단일모드로 동작하도록 ridge 폭을 설계해야 한다. 나아가서, LD의 도파로 구조가 측방향 유효굴절율차를 0.02 정도로 하고, 또 활성층의 두께가 0.1 μm, 상하의 클래드층 두께를 약 0.2 μm로 하는 한편, ridge 폭을 3 μm보다 약간 작게 설계하면 보다 더 낮은 최저 임계전류 값을 갖는 LD를 실현시킬 수 있다는 것도 지적하였다.

참 고 문 헌

[1] T. Tsukada, "GaAs-GaAlAs buried-heterostructure injection lasers," *J. Appl. Phys.*, **45**, 4899-4906 (1974).  
 [2] J. J. Hsieh and C. C. Shen, "Room-temperature CW operation of buried stripe double heterostru-

cture GaInAsP/InP diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 429-431(1977).  
 [3] K. Mizuishi, M. Hirao, S. Tsuji, et al., "Accelerated aging characteristics of InGaAsP/InP buried heterostructure lasers emitting at 1.3 μm," *Japan J. Appl. Phys.*, **19**, 429-437(1980).  
 [4] Y. Itaya, T. Tanbun-ek, K. Kishino, et al., "1.6 μm wavelength buried heterostructure GaInAsP/InP lasers," *Japan J. Appl. Phys.*, **19**, 141-144(1980).  
 [5] I. P. Kaminow, R. E. Nahory, L. W. Stulz, and J. C. Dewinter, "Performance of an improved InGaAsP ridge waveguide laser at 1.3 μm wavelength", *Electron. Lett.*, **17**, 318-320(1981).  
 [6] I. P. Kaminow, L. W. Stulz, J. S. Ko, A. Dental, R. E. Nahory, J. C. Dewinter, and R. L. Hartman, "Low threshold InGaAsP ridge waveguide lasers at 1.3 μm," *IEEE Quantum Electron.*, **QE-19**, 1312-1218(1983).  
 [7] M. C. Amann and B. Stenmuller, "Narrow-stripe metal-clad ridge waveguide lasers for 1.3 μm wavelength," *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 1027-1029(1986).  
 [8] 오종환, 조호성, 홍창희 "III-V 화합물반도체 단결정 성장을 위한 수직형 LPE장치의 제작" 한국물리학회지 응용물리 **3**(2), 188-193(1990).  
 [9] 홍창희, 조호성, 오종환, 김경식, 김재창 "수직형 LPE에 의한 InGaAsP(1.3 μm)/InP 다층박막 결정 성장" 한국향해학회지 **14**(2), 77-82(1990).  
 [10] 조호성, 홍창희, 오종환, 예병덕, 이증기 "액상결정 성장에 의한 InGaAsP/InP MQW LD 제작에 관한 연구" 한국광학회지, **3**(4), 252-257(1993).  
 [11] 조호성, 박윤희, 홍창희, "LPE방법으로 제작된 InGaAsP/InP MQW LD의 광학적 특성 조사" 대한전자공학회 **31**(10), 63-70(1994).  
 [12] M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, "Gain and threshold of three-dimensional quantum-box lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**(9), 1915-1921(1986).  
 [13] G. H. B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices*, New York: Wiley, 1980. ch.6.  
 [14] T. P. Lee, C. A. Burrus, B. I. Miller, and R. A. Logan, "Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As double heterostructure rib waveguide injection laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 432-435(1975).  
 [15] J. K. Butler, "Theory of transverse cavity mode selection in homojunction and heterojunction semiconductor laser," *J. Appl. Phys.*, **42**, 4447-4457 (1971).  
 [16] R. A. Sammut, and I. M. Skinner, "Effective in-

- dex models for MQW waveguides," *Optics Comm.*, **76**, 213-216(1990).
- [17] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, Long-Wavelength Semiconductor lasers, New York : Van Nostrand Reinhold Company, 1986, ch. 2.
- [18] M. Asada, "Theoretical linewidth enhancement factor  $\alpha$  of GaInAsP/InP lasers," Trans. IECE of Japan, **E-68**(8), 518-520(1985).
- [19] H. Kawaguchi and T. Kawakami, "Transverse mode control in an injection laser by a strip loaded waveguide," *IEEE J. Quantum electron.*, **QE-13**, 556-559(1977).
- [20] G. P. Agrawal, "Lateral analysis of quasi-index-guided injection lasers: transition from gain to index guiding," *J. Lightwave Tech.*, **LT-2**, 537-543 (1983).
- [21] D. P. Wilt and A. Yariv, "A self-consistent static model of the double hetrostructure," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**, 1941-1949(1981).
- [22] W. B. Joyce, "Carrier transport in double-hetero-structure active layers," *J. Appl. Phys.* **51**, 239-241 (1980).
- [23] G. P. Agrawal, W. B. Joyce, R. W. Dixon, and M. Lax, "Beam-propagation analysis of stripe-geometry semiconductor laser: Threshold behavior," *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 11-13(1983) and other reference cited therein.
- [24] B. G. Streetman, Solid state electronic devices, Englewood Cliffs, N. J.: Prentice Hall, (1990).
- [25] N. W. Ashcroft, and N. D. Mermin, Solid State Physics, New York: Holt, Rinehart & Winston, (1976).
- [26] C. M. Wolfe, N. Holonyak, and G. E. Stillman, Physical Properties of Semiconductor, Englewood Cliffs, N. J.:Prentice Hall, (1989).
- [27] Ben G. Strretman, Solid State Electronic Devices, Englewood Cliffs, N. J.: Prentice Hall, 1990.
- [28] M. C. Amann and B. Stegm ller, "Threshold current analysis of InGaAsP-InP ridge-waveguide lasers," *IEEE Proc.*, **133**(6), 341-348(1986).

### The optimum design of InGaAsP/InP RWG MQW-LD

Hong-Tchoon Ha, Su-Hwan Oh, Seok-Jeong Lee, Yoon-Ho Park,  
Jong-Hwan Oh and Chang-Hee Hong

Department of Electronic Communication Engineering, Korea Maritime University,  
Pusan, 606-791, Korea

(Received: January 18, 1996)

Recently interest in the fabrication of LD operated by low current is gradually increasing as fabrication techniques of MQW-LD are progressed. In this viewpoint, theoretical estimation for decreasing the amount of threshold current will be helpful to design and make LD in case that active layer of conventional bulk type RWG-LD structure is replaced with MQW structure. Therefore, the optimum design condition of RWG MQW-LD was obtained from theoretical analysis in order to operate in the weakly index-guided LD and low threshold current The lateral effective index step has been obtained in RWG MQW-LD structure. Waveguide mechanism including this index step has been investigated by solving the carrier diffusion equation and lateral wave equation. From these theoretical results, the optimum design condition of RWG MQW-LD have been suggested.