

MQW Buried RWG LD 최적화 설계

황상구 · 오수환 · 김정호 · 김운섭 · 김동욱 · 하홍춘 · 홍창희†

한국해양대학교 이공대학 전자통신공학과

Ⓣ 606-791 부산시 영도구 동삼동 1번지

(2001년 3월 9일 받음, 2001년 7월 18일 수정본 받음)

본 연구에서는 기존의 RWG LD(Ridge waveguide laser diode)보다 Ridge폭의 제어가 쉽고 Planar화에 유리하며 측방향의 굴절률차를 성장층의 두께로 조절이 가능한 Buried RWG LD를 제안하였다. 이론해석의 결과로부터 효율적으로 동작하는 MQW B-RWG(Multi-quantum well buried ridge waveguide) LD를 제작하기 위해서는 제작하고자 하는 Ridge 폭에 따라 측방향 유효굴절률차 Δn_{eff} 의 임계값보다 약간 크게 되도록 유효굴절률 조절을 위한 $d_2(\lambda_g = 1.25 \mu\text{m}, \text{InGaAsP layer})$ 층과 p-InP cald 층인 d_3 층의 두께를 제어해야 하며, 임계전류값이 최소로 되면서 측방향에서 단일모드로 동작하도록 Ridge 폭을 설계해야 한다. 그리고 측방향 유효굴절률차를 적절히 조절한다면 6~9 μm 의 Ridge 폭을 가지면서 단일모드로 동작하는 LD 제작이 가능함을 알 수 있었다.

분류코드 : OE.050.

I. 서 론

LD의 제작에 있어서 strongly index-guide LD는 에칭된 메사(mesa)에 재성장을 해야 하는 정교한 제작기술과 복잡한 공정이 필요하기 때문에 제작이 여의치 않다. 반면, RWG 구조와 같은 weakly index-guide LD의 경우에 있어서는 재성장을 할 필요없이 한번의 성장에 의해 LD를 직접 제작할 수 있다는 이점이 있다. 그러나 측방향 단일모드 동작 및 고효율 동작을 위해서는 ridge 폭을 2~3 μm 로 하는 것이 좋은 것으로 알려져 있지만^[1,2] 사진식각(photolithography)공정으로 window open 후 전극 증착이 어렵기 때문에 3 μm 이하의 RWG-LD 제작이 어려우며, 제작을 하더라도 제작된 LD의 수율(yield)이 낮기 때문에 통상 4~5 μm 정도의 ridge 폭을 가지는 RWG-LD를 제작하고 있는 실정이다. 이러한 단점을 보완하기 위해 ridge 외부 영역을 polyimide를 채워서 LD를 제작하고 있지만,^[3,4] ridge 폭이 5 μm 이상이면 RWG-LD와 같이 측방향으로 단일모드로 동작하지 않는 단점을 가지고 있다.

반면에 B-RWG LD는 3 μm 이하의 ridge shape 형성 후 1회의 재성장으로 고효율 LD의 제작이 가능하다는 이점이 있다. 또한 B-RWG LD는 유효굴절률의 측방향차를 성장된 에피층의 두께로 조절이 가능하므로 RWG-LD 보다 단일모드로 동작 할 수 있는 ridge 폭을 크게 할 수 있어 고효율로 동작하는 LD 제작이 가능하다. 그러므로 본 연구에서는 고효율 및 고효율로 동작하는 B-RWG LD 제작에 초점을 맞추어 B-RWG LD를 설계하였다.

본 연구에서는 먼저 MQW B-RWG LD를 간단한 형태로 모델링하여 이론해석을 간편화하였으며, Maxwell 방정식으로부터 유도된 파동방정식을 횡방향과 측방향에서 각각 해석하

여 도파로 내의 광분포를 구하였다. 이와 같이 구해진 광분포로부터 발진에 필요한 임계전류치를 도파로의 규격에 의해 주어지는 각각의 유효굴절률의 측방향차에 대해서 구하였다.

II. B-RWG LD의 모델링

본 연구에서는 그림 2와 같은 구조를 가진 B-RWG LD를 제안하였다. B-RWG LD는 유효굴절률의 측방향차를 성장된 에피층의 두께로 조절이 가능하기 때문에 단일모드로 동작할 수 있는 ridge 폭을 조절할 수 있다. 따라서, 본 연구에서는 여러 가지 파라미터를 추출하여 단일모드, 고효율로 동작하는 MQW B-RWG LD를 위한 최적화 설계를 수행하였다.

먼저, 이론 해석을 간단히 하기 위해서 그림 2의 구조를 그림 3처럼 간단한 형태로 모델링시켰다.^[7]

그림 3에서 d_i 와 n_i 는 각 층의 두께와 굴절률을 나타낸다. 한편, 활성층이 MQW층인 경우, 활성층의 두께는 MQW층의 전체 두께로 하였으며, 설계를 간단히 하기 위하여 MQW의 굴절률을 우물층(well)과 장벽층(barrier)의 조합형태로 하였고, 이때 활성층의 굴절률은 다음 식처럼 정의되는 우물층 및 장벽층의 굴절률과 두께의 조합형태로 하였다.^[8]

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

여기서 $d_{barrier}$, $n_{barrier}$ 는 장벽층의 두께와 굴절률, 그리고 d_{well} , n_{well} 은 우물층의 두께와 굴절률을 나타낸다. 이득은 널리 알려진 InGaAs/InGaAsP MQW의 데이터^[9]를 인용하였으며, 선폭 퍼짐계수를 파라미터로 설정하였다. 위와 같은 조건하에서 MQW B-RWG LD를 설계하였으며 다소의 차이는 있겠지만 1차 근사 정도의 해석을 하였으며, 수행한 해석의 순서도는 그림 1과 같다.

†E-mail: hongtch@hanara.kmaritime.ac.kr

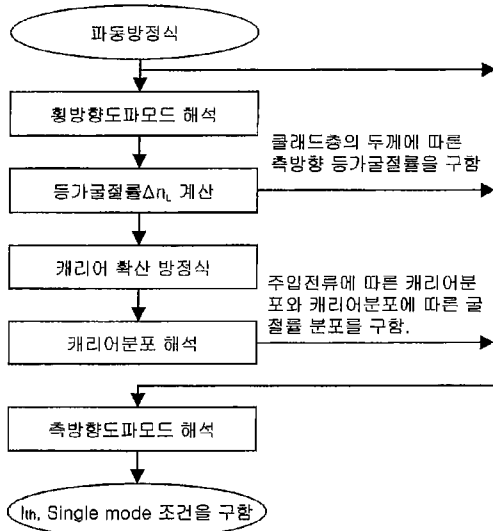


그림 1. 본 연구에서 수행한 해석의 순서도.

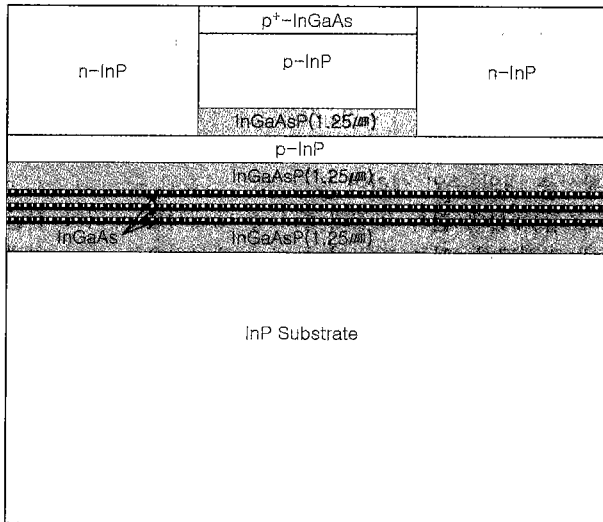


그림 2. Buried Ridge Waveguide LD의 구조.

III. 모드해석을 위한 파동방정식

유효굴절률의 측방향차를 구하기 위해서는 2차원 도파 문제의 해를 구해야 하는데, 이는 파동방정식으로부터 구할 수 있다. 횡방향 및 측방향의 파동방정식은 다음과 같이 주어진다.^[10]

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

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

일반적으로 반도체레이저는 TE 모드가 지배적이므로 본 연구에서는 TE 기본모드에 대하여 해석을 수행하였다. 식 (2)와 (3)은 각각 횡방향(transverse) 및 측방향(lateral) 파동방정식으로서, $F_x(y)$ 는 횡방향 필드분포이고, $F_y(x)$ 는 측방향 필드분포, n_i 는 각 층의 굴절률을 나타낸다. 그리고 $\beta(x)$ 는 횡방향 도파

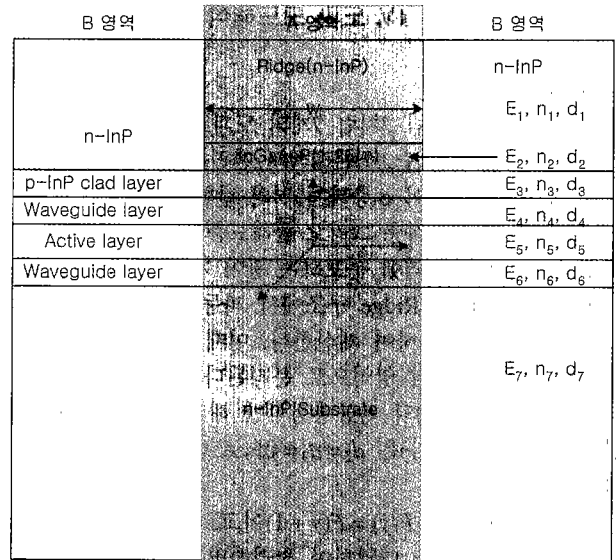


그림 3. Buried Ridge Waveguide LD 해석을 위한 모델링.

모드의 전파정수로서 $k_o n_{eq}(x)$ 로 정의된다. 여기서 $k_o = 2\pi/\lambda$ 로서, 진공 중의 파수를 나타낸다. 그리고 $n_{eq}(x)$ 는 횡방향 도파모드가 느끼는 등가굴절률로 도파영역에 따라 다음과 같이 정의된다.

$$n_{eq}(x) = \begin{cases} n_{eq} + \Delta n_L & |x| \leq W/2 \text{ (A영역)} \\ n_{eq} & |x| > W/2 \text{ (B영역)} \end{cases} \quad (4)$$

여기서, Δn_L 은 식 (2)에서 도파로 영역의 내부(그림 3의 A영역)와 외부(그림 3의 B영역)에서 각각의 도파로 문제를 풀면 얻어지는 유효굴절률의 측방향차이다.

식 (3)에서 $\Delta n_{eq}(x)$ 는 주입된 캐리어의 개수 N에 의해 x방향으로 발생하는 굴절률 변화를 나타내는 것으로 다음과 같이 정의된다.^[10]

$$\Delta n_{eq}(x) = \frac{\Gamma_T}{2n_{eq}(x)} \left[j \frac{n_3}{k_o} \frac{1 - \Gamma_T}{\Gamma_T} \alpha_c - j \frac{n_5}{k_o} \{ (aN - b) - \alpha_{fc} N - ja\alpha N \} \right] \quad (5)$$

식 (5)에서 우변의 첫 번째 항은 p형 클래드층의 흡수에 의한 활성층의 굴절률 변화를 나타내는 것으로 n_3 및 α_c 는 각각 p형 클래드층의 굴절률 및 흡수계수이며, Γ_T 는 횡방향 광가둠 계수를 나타낸다. 두번째 항은 주입캐리어 밀도 변화에 따른 활성층의 굴절률 변화로서 j 는 허수를 나타내며, n_5 는 활성층의 굴절률, a 는 이득계수, b 는 투명 임계이득, α_{fc} 는 자유캐리어의 흡수계수, α 는 선폭퍼짐계수(lineewidth enhancement factor or linewidth broadening factor)^[11]라 하며, 주입캐리어에 의한 이득변화에 따른 굴절률의 변화로 정의된다. 본 연구에서는 MQW의 선폭퍼짐계수 α 값을 3~5로 하였다.^[12]

마지막으로 β_z 는 전파모드의 종방향(longitudinal) 전파정수로서 $k_o \bar{n} + j\bar{\alpha}/2$ 과 같이 정의된다. 여기서 \bar{n} 와 $\bar{\alpha}$ 는 두께가 d_5 이고 폭이 W인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절률과 흡수계수이다. 일반적으로 모드해석은 임계전류값 이상에서 다루게 되며, 이때 LD가 발진을 하는 영역에서 이득이 흡수보다 훨씬 큰 값을 가지므로 흡수계수 $\bar{\alpha}$ 는 무시할 수가 있다.

IV. 도파 모드해석

4.1. 횡모드 해석

본 연구에서는 그림 3처럼 7개의 도파로를 사용하여 횡모드 해석을 하였다.^[13,14] 단, 이론해석의 간편화를 도모하기 위하여 A 및 B영역에서 광이 d_3 층까지 거의 간헐한다고 가정을 하였다. 이것은 활성층과 도파층 그리고 클래드층의 굴절률차로 인하여 클래드층의 바깥 영역에 분포하는 광이 거의 없기 때문이다.

그림 3의 Buried Ridge 구조에서 파동방정식은 7층형 slab 도파로의 해를 이용하여 계산한다. 이때, 파동방정식은 ridge 층의 영역과 그 외의 영역으로 분리된다. 그러나 ridge 층 영역(그림 3의 A영역)의 파동방정식만 해석하는 경우 그 외의 영역(그림 3의 B영역)은 $d_2 = d_3 = 0$ 으로 하면 자동적으로 해석 되어진다.

경계영역 y_i 에서 $F(y) = F(y+1)$ 이고, $dF(y)/dy = dF(y+1)/dy$ 라는 연속 조건을 대입하여 정리하면 고유치 방정식이 얻어진다. 그리고 이 고유치 방정식을 주어진 n_i 와 d_i 에 대해서 풀면 β 값을 구할 수 있다. 그림 3과 같은 구조를 가지는 LD에서 β 는 $|x| = W/2$ 를 경계로 하여 n_2 이 달라지기 때문에 두개의 영역으로 분리된다. 따라서 유효굴절률의 측방향차는 다음과 같이 구해진다.

$$\Delta n_L = \frac{\beta_A - \beta_B}{k_0} \quad (6)$$

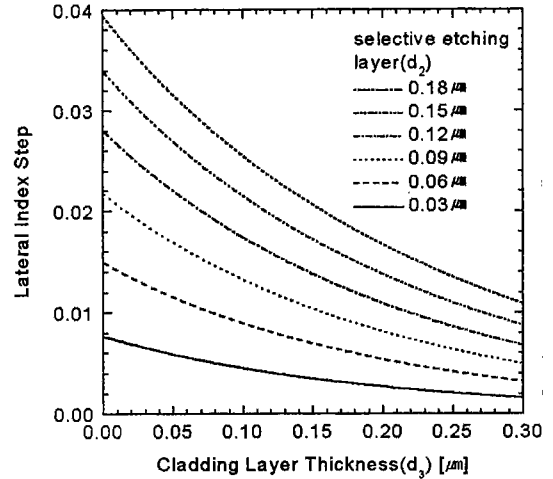
여기서 β_A 과 β_B 는 그림 3에서 각각 A영역과 B영역의 전파정수를 나타낸다. 따라서 A영역과 B영역에 대한 전파정수를 구하면 유효굴절률의 측방향차를 구할 수 있다.

표 1에서 주어진 LD의 파라메타 값들을 이용하여 계산한 결과를 그림 5에 나타내었다.

그림 4는 전류차단층의 두께와 선택식각층의 두께 변화에 따른 유효굴절률의 측방향차를 구하기 위해 활성층과 도파로층의 두께를 표 1에 나타낸 바와 같이 각각 $0.1 \mu\text{m}$ 로 고정하여 계산하였다. 활성층이 InGaAs/InGaAsP($\lambda_g = 1.25 \mu\text{m}$)인 경우이다. 계산된 결과를 보면 클래드층의 두께가 작을수록 선택식각층의 두께가 두꺼울수록 굴절률차가 크게 남을 알 수 있다. 이와 같이 MQW B-RWG LD의 경우 유효굴절률의 측방향차 d_2, d_3 층의 두께로 적절히 조절할 수 있음을 알 수 있다.

표 1. 설계 파라메타 값

층	두께(μm)	굴절률	층구조	
$ x \leq w/2$	d_1	1.5	3.17	p-InP
	d_2	변수	3.37	InGaAsP($1.25 \mu\text{m}$)
$ x > w/2$	d_1	1.5	3.17	n-InP
	d_3	변수	3.17	p-InP
	$d_4 (=d_6)$	0.1	3.37	InGaAsP($\lambda_g = 1.25 \mu\text{m}$)
	d_5	0.1	3.56	well InGaAs($1.55 \mu\text{m}$)
			3.37	barrier InGaAsP($1.25 \mu\text{m}$)
	d_7	$\gg 10$	3.17	n-InP



$d_4 = d_6$ (waveguide layer) = $0.1 \mu\text{m}$, d_5 (active layer) = $0.1 \mu\text{m}$, MQW: InGaAs(well)/InGaAsP(barrier: $\lambda_g = 1.25 \mu\text{m}$).

그림 4. 클래드층 두께에 따른 유효굴절률의 측방향차.

4.2. 확산방정식에 의한 캐리어 분포 해석

측방향 모드해석을 하기 앞서 식 (3)의 캐리어 분포에 따른 굴절률 분포를 알아야 하며, 캐리어 분포는 확산방정식으로부터 캐리어 분포를 구하여 보았다.^[15]

활성층 내의 주입 캐리어 밀도 N 은 접촉된 수동층(보통 p층의 조합)에서의 전류 퍼짐과 활성층 내에서의 캐리어 전달에 의해 결정된다. 전류 퍼짐의 문제를 해석적으로 풀기 위해서 1차원으로 모델링하여 간단하게 하였다.^[16,17] 따라서, 활성층 내에서 캐리어 밀도 변화에 대한 결과식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.^[18]

$$D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = -\frac{J(x)}{qd_5} + \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + CN^3 + \frac{g(N)}{-h\omega d_5} \int_{-\frac{d_5}{2}}^{\frac{d_5}{2}} |E|^2 dy \quad (7)$$

여기서 D 는 유효확산계수,^[18] $J(x)$ 는 주입전류 밀도, τ_{nr} 은 비발광재결합 시간, B 는 자연방출 재결합계수, d_5 는 활성층 두께이며, C 는 Auger 재결합계수이다. 그리고 마지막 항은 유도재결합을 나타내는 식이며 $g(N)$ 은 광이득이다. 비발광 Auger 재결합은 장파장 InGaAs계 레이저에서 중요한 역할을 하기 때문에 이 식에서 생략하지 않고 포함시켰다. 여기에 사용된 모델에서 주입전류 밀도 $J(x)$ 는 다음과 같이 주어진다.^[16]

$$J(x) \equiv \begin{cases} \frac{V_0 - V_F(N)}{\rho(d_1 + d_2 + d_3 + d_4) + R_c} & |x| \leq W/2 \text{ (A영역)} \\ \frac{\rho}{(d_3 + d_4)} \frac{d^2 V_F(N)}{dx^2} & |x| > W/2 \text{ (B영역)} \end{cases} \quad (8)$$

여기서 V_0 은 접촉전압,^[18] ρ 는 p층의 고유저항, R_c 는 접촉저항, d_1 은 p-InP층두께, d_2 는 InGaAsP($\lambda_g = 1.25 \mu\text{m}$) 선택식각층 두께, d_3 는 p-InP 클래드층 두께, d_4 는 $1.25 \mu\text{m}$ InGaAsP 도파로층의 두께이다. 그리고 활성층과 클래드층 접합면에서의 Fermi전압은 다음과 같다.

$$V_F(N) = \frac{k_B T}{q} \left\{ 2 \ln \left(\frac{N}{N_i} \right) + A_1 \left(\frac{1}{N_c} + \frac{1}{N_v} \right) N \right\} \quad (9)$$

여기서 $k_B T/q$ 는 열전압, N_i 는 진성캐리어 농도, N_c 와 N_v 는 각각 전도대와 가전자대의 상태밀도, 그리고 A_1 은 축퇴된 반도체레이저에서 Fermi-Dirac 보정계수이다.

해석을 간편하게 하기 위해서 식 (7)의 유도재결합 항을 무시하였다. 그 이유는 일반적으로 레이저에 대한 해석은 임계 전류값 부근에서 행하므로 유도재결합 항의 영향은 다른 항에 비해 아주 작기 때문이다.

식 (7)과 (8)로부터 A, B영역에서의 확산방정식은 다음과 같이 각각 주어진다.

$$\frac{d^2 N}{dx^2} = -\frac{V_0 - V_F(N)}{pD} + \frac{R(N)}{D} \quad (10)$$

$$\frac{d^2 Y(N)}{dx^2} = \frac{R(N)}{D} \quad (11)$$

여기서, p , $R(N)$, $Y(N)$ 은 각각 다음과 같다.

$$p = qd_5 \{ \rho(d_1 + d_2 + d_3 + d_4) + R_c \} \quad (12)$$

$$R(N) = \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + CN^3 \quad (13)$$

$$Y(N) = N + \frac{(d_3 + d_4)}{qd_5 \rho D} V_F(N) \quad (14)$$

식 (10)과 (11)을 변형하여 다음과 같이 각각 쓸 수 있다.

$$\frac{dN}{dx} = -f_u(N) = -\sqrt{\frac{2}{D}} \times \sqrt{(N_0 - N) \frac{V_0}{p} + \int_{N_0}^N \left(R + \frac{V_F(N)}{p} \right) dN} \quad (15)$$

$$\frac{dN}{dx} = -f_b(N) = -\left(\frac{dY}{dN} \right)^{-1} \sqrt{\frac{2}{D} \int_0^N R(N) \left(\frac{dY}{dN} \right) dN} \quad (16)$$

각 영역에서의 확산방정식인 식 (10)과 (11)은 식(15)와 (16)에 의해 다음과 같은 적분형태로 다시 쓸 수 있다.

$$x = \int_N^{N_0} \frac{dN}{f_u(N)} \quad (\text{A영역}) \quad (17)$$

$$x - \frac{W}{2} = \int_N^{N_c} \frac{dN}{f_b(N)} \quad (\text{B영역}) \quad (18)$$

식 (17)과 (18)은 임계치 부근에서 식 (7)을 다르게 표현한 것이다. 여기서 N_c 는 ridge 가장자리 즉, A 및 B영역의 경계면에서의 캐리어 밀도를 나타낸다. 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.

$$\int_{N_c}^{N_0} \frac{dN}{f_u(N)} = \frac{W}{2} \quad (19)$$

$$f_u(N_c) = f_b(N_c) \quad (20)$$

식 (19)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 (8)을 각각의 영역에 대해 풀어 $x = \pm W/2$ 에서 $J(x)$ 를 서로 같게 놓으면 캐리어 밀도의 초기 값이 구해진다. 그 결과식은 다음과 같다.

$$J(W/2) = \frac{2kT(d_3 + d_4)}{qp} f_b(N_c) \left[\left\{ \frac{2}{N} + A_1 \left(\frac{1}{N_c} + \frac{1}{N_v} \right) \frac{df_b(N_c)}{dN} - \frac{f_b(N_c)}{N_c^2} \right\} \right] \\ = \frac{V_0 - V_F(N_c)}{\rho(d_1 + d_2 + d_3 + d_4) + R_c} \quad (21)$$

식 (20)과 (21)로부터 캐리어 밀도에 대한 초기값을 구하고, 이 값으로부터 식 (17)과 (18)을 풀면 활성층으로 주입되는 캐리어의 분포를 얻게 된다. 이와 같이 계산한 결과를 그림 5에 나타내었으며, 이때 계산에 사용된 각 파라미터의 값들을 표 2에 정리하여 나타내었다.

그림 5에서 알 수 있듯이 ridge 영역에서 캐리어분포는 ridge 폭이 $2 \mu\text{m}$ 보다 좁은 경우에는 다른 연구결과와 같이 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포^[21]를 가지지만 ridge 폭이 $2 \mu\text{m}$ 보다 클 경우에는 전혀 다른 분포를 하고 있다. 그 이유는 캐리어의 확산은 ridge층 중앙부분보다는 가장자리 부분에서 집중적으로 일어나고 또한, 중앙부분은 계속되는 캐리어의 공급으로 캐리어 확산에 의해서 빠져나간 캐리어 양만큼 채워주게 된다. 따라서, 캐리어 분포는 ridge층 중앙부분에서는 거의 일정한 분포를 하게 되며, 단지 ridge층 가장자리에서만 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포를 가지게 된다. 따라서 그림 5의 결과로 비추어 보아 식 (7)을 해석할 때, ridge 폭이 $2 \mu\text{m}$ 보다 작은 경우에 캐리어의 분포를 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형

표 2. InGaAs($\lambda_g = 1.55 \mu\text{m}$)/InGaAsP계 레이저의 파라메타값

변수	변수명	값	변수	변수명	값
D	유효확산계수	$10 \text{ cm}^2/\text{s}$	L	공진기의 길이	$300 \mu\text{m}$
B	자연(이분자) 재결합계수	$0.7 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$	V_0	접촉전압	0.88 V
C	Auger재결합계수	$9 \times 10^{-29} \text{ cm}^3/\text{s}$	$k_B T/q$	열전압	0.0258 V
τ_{nr}	전자의 비발광수명	10 ns	N_i	활성층의 진성캐리어 농도	$1.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
R_c	접촉고유저항	$1 \times 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$	N_c	전도대 상태밀도	$3.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
ρ	p층의 저항	$0.2 \Omega \cdot \text{cm}$	N_v	가전자대 상태밀도	$8.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
α_c	클래드층의 흡수계수	30 cm^{-1}	A_1	축퇴된 반도체 레이저의 Fermi-Dirac 보정계수	$1/\sqrt{8}$
α_{fc}	자유캐리어의 흡수계수	$5 \times 10^{-18} \text{ cm}^3$	a	이득계수	$3.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
			b	투명이득계수	400 cm^{-1}

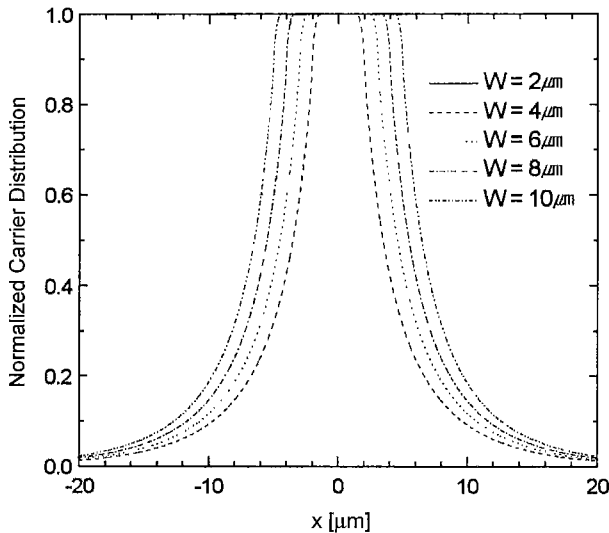


그림 5. 측방향에서의 캐리어 분포.

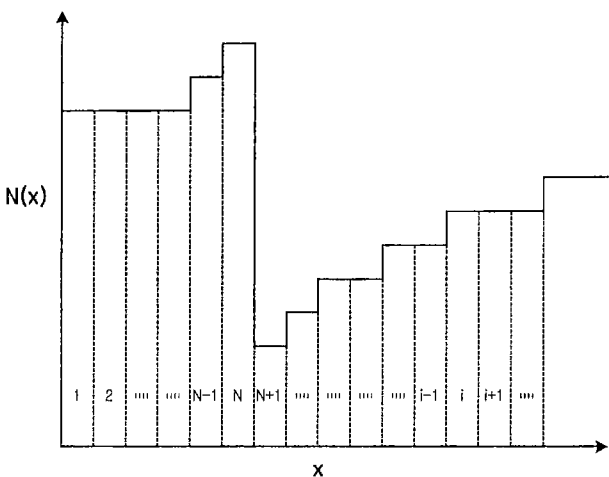


그림 6. 굴절률 분포의 미소분할.

분포로 가정하여도 무방하지만, ridge 폭이 2 μm보다 큰 경우에는 이와 같은 가정이 맞지 않음을 알 수 있다.

4.3. 측모드 해석

4.1절의 횡모드 해석으로부터 얻어진 등가굴절률 n_{eq} , 그리고 4.2절에서 얻어진 캐리어 분포를 사용하여 측방향에서 활성층의 굴절률 변화를 식 (4)와 (5)로부터 구하면 측모드를 해석할 수 있다.

식 (3)을 해석하기 위해서 먼저 굴절률 분포를 알아야 하는데 식 (3)을 해석적으로 풀기란 매우 힘든 일이다. 그러나, 그림 6처럼 미소구간으로 나누어 이 미소구간 내에서 굴절률 분포가 일정하다고 가정하면 식 (3)을 해석적으로 풀 수 있다.

그림 6처럼 굴절률 분포가 주어지면 식 (3)은 다음과 같은 형태로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial^2 F_{yi}}{\partial x^2} - \gamma_{di}^2 F_{yi} = 0 \tag{22}$$

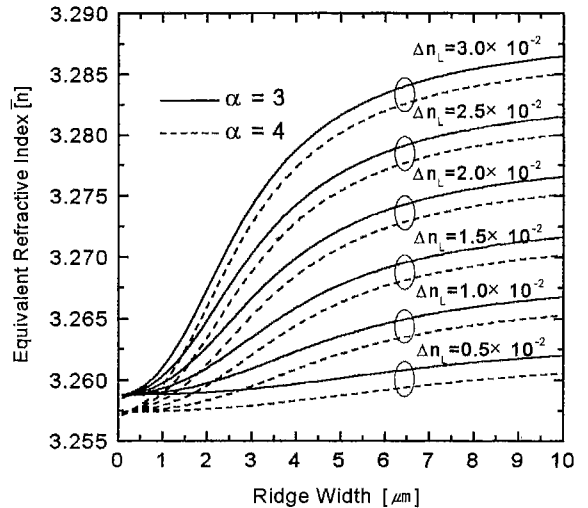


그림 7. Ridge 폭에 따른 등가굴절률의 변화.

여기서, $\gamma_{di} = \alpha_{di} + j\beta_{di}$ 이고 α_{di} 는 측방향 감쇄정수, β_{di} 는 측방향 전파정수이다. 그리고 i 는 그림 5에서 나타낸 바와 같이 미소구간의 번호를 나타낸다. 식 (22)에서 각각의 미소구간에 대해서 복소전파정수 γ_{di} 가 임의의 상수값을 가지므로 이 식은 쉽게 풀어진다. 즉, $x = \infty$ 이면 $F_i = 0$ 이므로 식 (22)의 최종 해는 다음과 같이 주어진다.

$$F_i = A_i (\cos \beta_i x_i - j \sin \beta_i x_i) e^{-\alpha_i x_i} \tag{23}$$

여기서 $x_i = i\Delta x$ 이며, Δx 는 미소구간의 폭이다. 분할구간의 경계면, 즉 $x = i-1$ 에서 $\text{Re}[F_{i-1}] = \text{Re}[F_i]$ 와 $\text{Re}[dF_{i-1}/dx] = \text{Re}[dF_i/dx]$ 가 연속이라는 조건을 이용하여 i 를 2에서 ∞ 값을 대입하여 정리하면 최종적으로 측방향에서의 고유치방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\alpha_1 + \sum_{i=2}^{\infty} \beta_{i-1} \tan(\beta_{i-1} x_{i-1}) = \alpha_2 + \sum_{i=2}^{\infty} \beta_i \tan(\beta_i x_i) \tag{24}$$

식 (24)의 고유치 방정식을 풀면 두께가 d_5 이고 폭이 W 인 구형도파로에 의해 유지되는 등가굴절률을 구할 수 있다.

이와 같이 구한 ridge 폭에 따른 등가굴절률(\bar{n}) 변화의 한 예를 그림 7에 나타내었다. 그림에서 ridge 폭이 증가할수록 등가굴절률이 증가함을 알 수 있는데, 이는 ridge 폭이 증가할수록 광이 ridge에 가두어지는 양도 증가하기 때문이다. 또한 선평퍼짐계수 α 값이 감소할수록 등가굴절률이 증가함을 알 수 있다. 이는 선평퍼짐계수 α 값이 작은 경우, 광의 퍼짐이 작아짐으로 광이 거의 ridge에 가두어지는 광 가둠효과의 증가에 의해 등가굴절률이 크게 나타나는 것이다. 따라서 이러한 결과는 광도파로에 관해 일반적으로 잘 알려진 정성적인 해석 결과와 같기 때문에 본 논문의 해석 방법에 문제가 없음을 입증하고 있다.

이와 같이 얻어진 등가굴절률로부터 식 (23)의 계수 A_i 의 관계식을 구할 수 있다. 계수 A_i 와 A_{i+1} 의 관계는 i 번째와 $i+1$ 번째의 분할경계에서 F_i 와 F_{i+1} 이 같다는 조건으로부터 구할 수 있으며, 그 관계식을 (23)에 대입하면 최종적으로 측모드에

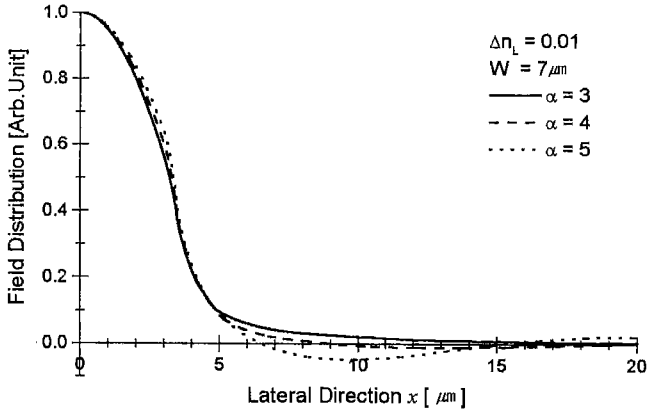


그림 8. 선폭퍼짐계수 α 에 따른 전계분포.

대한 전계 분포식을 얻을 수 있다.

$$F_{i+1} = F_i \frac{\cos \beta_i x_i}{\cos \beta_{i+1} x_{i+1}} e^{-\alpha_i \Delta x} \quad (25)$$

식 (25)으로부터 측방향에 대한 전계분포를 구하여 그림 8에 나타내었다. 이때, 선폭퍼짐계수 α 를 각각 3, 4, 5로 하였다. 이 그림에서 굴절률차에 의해서 ridge층 내부(A영역)로 가두어지려고 하는 모드가 선폭퍼짐계수 α 값이 증가할수록 ridge층 외부(B영역)로 보다 많이 퍼져나가는 것을 알 수 있다. 이는 선폭퍼짐계수 α 값이 증가하면 주입된 캐리어에 의한 굴절을 변화가 커지게 된다. 따라서 도파모드의 defocusing 작용이 증가되어 도파모드를 ridge층 외부로 더 많이 퍼지도록 하기 때문이다. 그리고 전계분포의 형태로 보아 선폭퍼짐계수 α 값에 관계없이 ridge 폭 7 μm 이내에서 측방향에서 단일모드로 동작함을 알 수 있다.

4.4. 측방향 유효굴절률차에 따른 동작특성

지금까지 4.2절 및 4.3절에서 전개한 식과 계산 결과들은 MQW B-RWG LD가 Δn_L 값에 따른 동작특성을 설명하는데 사용된다.

그림 9에 ridge 폭이 7 μm 인 경우 각각의 선폭퍼짐계수 α 에 대해 유효굴절률의 측방향차 Δn_L 에 따른 임계전류의 변화를 나타내었다. 이때, 임계전류의 식은 다음과 같다.^[22]

$$I_{th} = \frac{q d_s W L}{\tau_s} N_{th} \quad (26)$$

여기서, τ_s 는 캐리어의 수명으로서 캐리어 밀도함수로 $\tau_s(N) = 1/(A_n + BN + CN^2)$ 이며 A_n 은 비발광 재결합비로 $1 \times 10^{-8}/\text{s}$ 이다. N_{th} 는 임계캐리어 밀도로 $N_{th} = N_p + 1/(\nu_g \alpha \tau_p \Gamma)$ 이며 N_p 는 분포반전이 일어나는 캐리어의 밀도로 $1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, τ_p 는 광자의 수명으로 1.6 ps, Γ 는 직각 도파로에 의한 광가둠계수로 횡방향 및 측방향 광가둠계수의 곱이다. 그리고 ν_g 는 군속도로서 일반적으로 1.3~1.6 μm 영역에서는 약 $7.5 \times 10^9 \text{ cm/s}$ 의 값을 가진다.

그림 9에서 유효굴절률의 측방향차가 작은 영역에서 임계전류의 변화가 급함을 알 수 있다. 그리고 Δn_L 이 증가함에 따

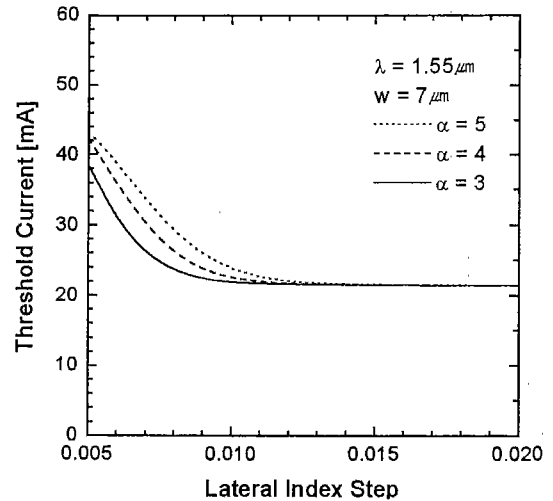


그림 9. 유효굴절률의 측방향차 Δn_L 에 따른 임계전류의 변화.

라 임계전류값이 빠르게 감소한다. 어느 임계값 이상에서 그 변화 폭이 완만하게 되는데, 이때 완만하게 변하는 지점을 gain-guide 동작에서 index-guide 동작으로 변환되는 임계 유효굴절률차라고 하며, 이 임계값 이상에서는 index-guide로 동작하게 된다. 이 그림으로 부터 임계값은 약 0.012정도이다. 그리고 선폭퍼짐계수 α 값에 따라 이 임계값의 크기가 변하지만 그 변화 폭이 그리 크지 않은 이유는 index-guide 영역에서 주입된 캐리어에 의한 측모드의 defocusing 작용이 비교적 작기 때문이다. 그러므로 MQW B-RWG LD가 index-guide LD로 동작하기 위해서는 $\Delta n_L \geq 0.012$ 이상이 되어야 한다. 그림 9와 Agrawal씨^[23] 등이 계산한 결과(활성층이 bulk, $\Delta n_L \approx 0.007$)와 비교해 볼 때, Δn_L 의 임계값이 2배 정도차이를 보이고 있는데, 이는 MQW와 bulk의 이득계수 값의 차이 때문이라고 생각된다.

그림 10은 각각의 Δn_L 에 대해서 ridge 폭에 따른 발진 임계전류값의 변화를 나타내었다. Δn_L 값이 0.01, 0.015, 0.02,

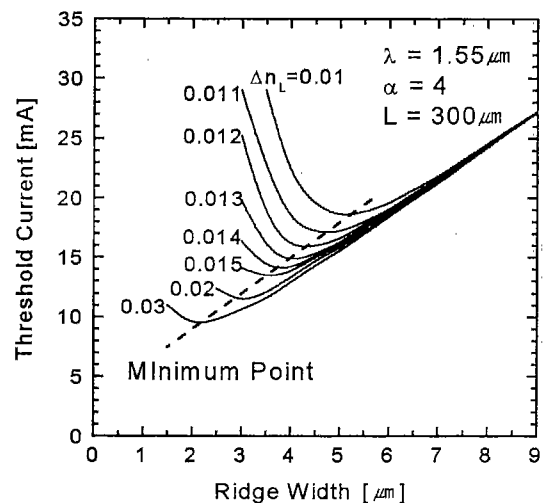


그림 10. Ridge 폭에 따른 임계전류의 변화.

그리고 0.03일 때, 최소의 임계전류를 나타내는 ridge 폭은 각각 약 5~5.5 μm , 3.5~4 μm , 3 μm , 그리고 2~2.5 μm 정도가 됨을 알 수 있다. 한편, Δn_L 에 따른 최소 임계전류값의 변화는 Δn_L 이 증가함에 따라 감소함을 알 수 있다. 특히 임계굴절률차 이하의 값에서 최소 임계전류값의 변화 폭이 비교적 큰 것은 Δn_L 이 증가함에 따라 모드의 focusing 작용이 커져 광이 활성층으로 더 많이 갇히기 때문이다. 그러나 임계굴절률차 이상에서 최소 임계전류값의 변화는 완만한데, 이는 임계굴절률차 이상에서 굴절률차가 증가하더라도 모드의 focusing 작용에 의해 활성층내로 가두어지는 광량이 크게 변하지 않기 때문이다.

V. 결 론

본 연구에서는 기존의 RWG LD 보다 Ridge폭의 제어가 쉬우며 Planar화에 유리하고 굴절률의 측방향차를 성장층의 두께로 조절이 가능한 B-RWG LD를 제안하였다. 또한 MQW B-RWG LD를 제작하기 앞서 이론해석으로부터 MQW B-RWG LD의 도파로 규격에 따른 유효굴절률의 측방향차와 index-guided LD로 동작하는 임계 유효굴절률차의 값, 그리고 임계전류를 최소로 하기 위한 ridge 폭을 구하여 도파로를 설계하였다. 이러한 과정을 통해 얻은 본 연구의 결과를 정리해 보면 다음과 같다.

MQW B-RWG LD의 경우 유효굴절률의 측방향차를 d_2 , d_3 층의 두께로 적절히 조절할 수 있으므로, 측방향에서 단일모드로 동작하며 저전류로 동작하는 LD를 제작할 수 있음을 알 수 있었다.

선폭퍼짐계수 α 에 대해 유효굴절률의 측방향차 Δn_L 에 따른 임계전류의 변화를 계산한 결과 유효굴절률의 측방향차가 작은 영역에서 임계전류의 변화가 급격함을 알 수 있다. 그리고 Δn_L 이 더 증가함에 따라 임계전류값이 빠르게 감소한다. 어느 임계값 이상에서 그 변화 폭이 완만하게 되는데, 이때 완만하게 변하는 지점을 임계 유효굴절률차라고 하며, 이 임계값 이상에서는 index-guided로 동작하게 된다. 계산된 임계값은 약 0.012정도이다.

Δn_L 의 변화에 대해서 ridge 폭에 따른 발진 임계전류값의 변화를 계산한 결과 Δn_L 값이 0.01, 0.015, 0.02, 그리고 0.03일 때, ridge 폭을 각각 약 5~5.5 μm , 3.5~4 μm , 3 μm , 그리고 2~2.5 μm 로 한다면 임계전류값이 최소로 됨을 알 수 있다. 한편, Δn_L 에 따른 최소 임계전류값의 변화는 Δn_L 이 증가함에 따라 감소함을 알 수 있다.

이러한 사실들을 종합하여 볼 때, 효율적으로 동작하는 MQW B-RWG LD를 제작하기 위해서는 제작하고자 하는 ridge 폭에 따라 측방향 유효굴절률차 Δn_L 의 임계값보다 약간 크게 되도록 d_2 층과 d_3 층의 두께를 제어해야 하며, 임계전류값이 최소로 되면서 측방향에서 단일모드로 동작하도록 ridge 폭을 설계해야 한다. 그리고 측방향 유효굴절률차를 적절히 조절한다면 6~9 μm 의 ridge 폭을 가지며 단일모드로 동작하는 LD제작이 가능함을 알 수 있다.

감사의 글

이 논문은 1998년 한국학술진흥재단의 학술연구비에 의하여 지원되었으며, 연구에 도움을 주신 제주대학교 고경대 교수님께 감사드립니다.

참고문헌

- [1] N. Matsumoto, T. Fukushima, H. Nakayama, Y. Ikegami, T. Namegaya, A. Kasukawa, and M. Shibata, *Tech. Dig. ECOC '93*, Montreux, Switzerland, ThP 11.5, 1993.
- [2] K. Prosyk and J. G. Simmons, "Well number, length, and temperature dependence of efficiency and loss in InGaAsP-InP compressively strained MQW ridge waveguide lasers at 1.3 μm ," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 8, pp. 1360-1368, 1997.
- [3] M. Aoki, M. Komori, T. Tsuchiya, H. Sato, K. Uomi, and T. Ohtoshi, "High performance InGaAsP/InP strained layer MQW lasers with reversed-mesa ridge waveguide structures," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 12, pp. 973-975, 1995.
- [4] M. Aoki, T. Tsuchiya, K. Nakahara, M. Komori, and K. Uomi, "High-power and wide temperature-range operation of InGaAsP-InP strained MQW lasers with reverse-mesa ridge-waveguide structure," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 1, pp. 13-15, 1995.
- [5] K. Y. Liou, W. T. Tsang, F. S. Choa, E. C. Burrows, G. Raybon, and C. A. Burrus, "Low-threshold and high-temperature operation of 1.55 μm self-aligned ridge-waveguide multiple-quantum well lasers grown by chemical beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 26, pp. 3381-3383, 1991.
- [6] M. Aoki, M. Komori, T. Tsuchiya, H. Sato, K. Uomi, and T. Ohtoshi, "High performance InGaAsP/InP strained layer MQW lasers with reversed-mesa ridge waveguide structures," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 12, pp. 973-975, 1995.
- [7] T. P. Lee, C. A. Burrus, B. I. Miller, and R. A. Logan, "Al_xGa_{1-x}As double-heterostructure rib-waveguide injection laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 7, pp. 432-435, 1975.
- [8] R. A. Sammut and I. M. Skinner, "Effective index models for MQW waveguides," *Opt. Commun.*, vol. 76, no. 3,4, pp. 213-216, 1990.
- [9] M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, "Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 9, pp. 1915-1921, 1986.
- [10] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* (New York, Van Nostrand Reinhold Company, 1986), Chapter 2.
- [11] M. Asada, *Trans. IECE of Japan.*, vol. E-68, no. 8, pp. 518-520, 1985.
- [12] G. P. Agrawal, *Semiconductor Lasers*, (AIP PRESS, 1994), Chapter 6.
- [13] H. Kawaguchi and T. Kawakami, "Transverse-mode control in an injection laser by a strip-loaded waveguide," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 8, pp. 556-559,

- 1977.
- [14] J. K. Butler, "Theory of transverse cavity mode selection in homojunction and heterojunction semiconductor diode lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 13, pp. 4447-4457, 1971.
- [15] 하홍춘, 오수환, 이석정, 박윤호, 오종환, 홍창희, "InGaAsP/InP MQW-LD의 최적 설계," 한국광학회지, 제 7권 4호, pp. 375-385, 1996.
- [16] W. B. Joyce, "Current-crowded carrier confinement in double-heterostructure lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 5, pp. 2394-2401, 1980.
- [17] W. B. Joyce, "Carrier transport in double-heterostructure active layers," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 11, pp. 7235-7239, 1982.
- [18] G. P. Agrawal, W. B. Joyce, R. W. Dixon, and M. Lax, "Beam-propagation analysis of stripe-geometry semiconductor lasers: Threshold behavior," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, no. 1, pp. 11-13, 1983.
- [19] M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, "Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 9, pp. 1915-1921, 1986.
- [20] M. C. Amann and B. Stegmüller, "Threshold current analysis of InGaAsP-InP ridge-waveguide lasers," *IEE Proc.*, vol. 133, no. 6, pp. 341-348, 1986.
- [21] G. P. Agrawal, "Fast-Fourier-transform based beam-propagation model for stripe-geometry semiconductor lasers: Inclusion of axial effects," *J. Appl. Phys.*, vol. 56, no. 11, pp. 3100-3109, 1984.
- [22] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* (New York, Van Nostrand Reinhold Company, 1986), Chapter 2.
- [23] G. P. Agrawal, "Lateral analysis of quasi-index-guided injection lasers: Transition from gain to index guiding," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-2, pp. 537-543, 1984.

The optimum design of MQW Buried-RWG LD

Hwang Sang Ku, Oh Su Hwan, Kim Jeong Ho, Kim Weoun Seub, Kim Tong Ook,
Ha Hong Tchoon and Hong Tchang Hee[†]

Department of Electronics & Communication, Korea Maritime University, Pusan 606-791, KOREA

[†]E-mail: hongtch@hanara.kmaritime.ac.kr

(Received March 9, 2001 ; Revised manuscript received July 18, 2001)

We proposed a B-RWG LD (Buried-ridge waveguide laser diode) having more merits than a conventional RWG-LD. It's ridge width is controlled easily, it has the advantage of being more planar than the RWG-LD and it is possible to control refractive index with growth layer thickness. Before fabricating the device, we designed the optimal device for single mode, high efficiency and high power operation. From theoretical analysis, we have to control the d_2 , d_3 layer thicknesses for lateral effective index difference, Δn_l to be higher than critical value, and simultaneously consider the ridge width for single mode and low threshold current operation. As a result, it is possible to make a single mode LD having the ridge width of 6~9 μm if the lateral effective index difference was controlled properly.

Classification code : OE.050.