

Ridge형 InGaAsP/InP LD제작을 위한 최적화 설계에 관한 연구

박윤호* · 하홍춘* · 홍창희**

A Study on the Optimum design for the Fabrication of Ridge type InGaAsP/InP Laser Diode

Park Yoon-Ho, Ha Hong-Choon, Hong Tchang-Hee

Abstract

In order to fabricate a long-wavelength ridge waveguide InGaAsP/InP laser diode, we have tried to design its structure optimally.

The structure of quasi-index guide DH laser has been chosen as a model of the laser diode. From the results of calculation for the variation of threshold current corresponding to that of the effective lateral index step, we have known that the transition from gain guiding to index guiding is dependent of the parameter R. It has been proved that QIG device is enough to act as index guiding if the effective lateral index step is about 5×10^{-3} .

We have calculated the dependence of stripe width to the transition from gain guiding to index guiding. With respect to the design of devices, the effective lateral index step for acting as refractive waveguide is not too much dependent of the stripe width.

It has been concluded from the above result that the stripe width must be made in 5~10 μm for lateral single mode operation.

* 한국해양대학교 대학원 전자통신공학과

** 한국해양대학교 이공대학 전자통신공학과

1. 서 론

장파장 ridge waveguide 레이저 구조의 잇점은 평탄한 다층웨이퍼로 직접 제작할 수 있다는 것이다. 또한 이 구조는 좋은 횡모드 특성과 전하가둠을 가짐으로서 결국 신뢰성 있는 저전류 동작 레이저라 할 수 있다.

따라서 본 연구는 이러한 ridge형 InGaAsP/InP MQW-LD의 제작을 하기 위해 우선 LD의 최적화 설계를 행하였다.

한편, 위와같은 스트라이프 이중구조 주입형 레이저는 활성영역으로 가두어지는 측모드의 물리적인 메카니즘에 의존하여 이득도파로(gain-guided) 혹은 굴절도파로(index-guided)로 분류된다.¹⁾ 1.3~1.6 μm 영역의 광통신 시스템에서 반도체레이저의 설계조건은 저임계전류, 안정한 기본 측모드 동작, 그리고 순수한 이득도파로 소자의 사용을 제외한 single lobed far-field이다.

일반적으로 사용되는 BH형 구조의 굴절도파로 소자에 있어 활성층은 이보다 낮은 굴절율을 가지는 재료, 즉 측모드 안정뿐만 아니라 전류를 활성영역으로 가둘 수 있도록 에너지갭이 큰 재료로 둘러싸이게 된다.²⁾ 그러나 이러한 소자는 에칭된 mesa에 재성장 해야하는 정교한 제조기술을 필요로 하게 된다.

따라서 본 연구에서는 이보다 간편한 제조기술이 요구되는 weakly-index-guided형 소자를 제작하는데 필요한 최적 조건을 제시하고자 한다.

본 연구에서 설계 및 제작하고자 하는 weakly-index-guided소자는 RWG(ridge waveguide)형으로써, 여기서는 QIG(quasi-index-guided)소자로 언급하며, 이 소자는 활성층 자체가 굴절율의 불연속성을 가지는 것과는 대조적으로 활성층 상하에 있는 클래드층의 두께와 굴절율을 적절하게 변화시킴으로써 스트라이프 영역에 유효굴절율의 변화 Δn_L 을 만들 수 있다. 클래드층 두께에 따라 민감하게 변하는 유효굴절율의 변화 Δn_L 의 크기에 따라 이러한 QIG소자는 이득도파로 혹은 굴절형 도파로 영역으로 동작하게 된다. 그리고 각각의 서로 다른 양식의 도파메카니즘 특성을 정성적으로 보여준다. 특히 관심을 끄는 것은 Δn_L 이 점차 증가함에 따라 이득도파로에서 굴절형도파로로 변화된다는 것이다. 이득도파로에서 굴절형도파로로 변화는 임계값에서 QIG소자는 굴절형도파로로 동작하게 되며, 이때 임계전류값은 빠르게 감소를 하며, 또한 측모드 가둠이 개선된다. 이러한 Δn_L 값에서 굴절형도파로는 다소 약하지만 이득도파로 소자의 불리한 점을 충분히 극복할 수 있다.

본 연구에서는 위와같은 quasi-index guide DH 주입형 레이저의 구조를 택하여 모델링 하며 측방향 유효 굴절율 변화에 따른 임계전류의 변화를 계산하였고, 이득도파로에서 굴절형도파로로의 변화에 대한 스트라이프 폭의 의존도와 클래드층과 활성층 두께에 따라 유효굴절율 변화를 계산하여 최적의 각 성장층의 두께와 도파로 폭의 설계를 행할 수 있었다.

2. Ridge형 InGaAsP/InP LD의 최적화 설계

2.1 Ridge형 InGaAsP/InP LD의 모델링

QIG의 기본 아이디어는 횡도파로 모드에 관련된 순시필드에 대해 측방향으로 다른 환경을 도입하는 것이다. 이런 개념을 근거로 한 여러 구조가 발표되었다.^{3),4),5),6)} 비록 다음에 다룰 해석이 이들 임의의 구조에 대해 쉽게 일반화될 수 있지만, 본 연구에서는 1.3 μm 로 동작하는 RWG소자에 대해 언급한다. 이에 대한 도식적인 것을 그림 2.1에 나타내었으며, 또한 대표적인 소자 파라미터를 표 2.1에 나타내었다. 그러나 여기에 사용된 그림은 모든 QIG소자에 사용될 수 있다.

QIG소자에서 유효굴절을 변화 $\Delta n_{eff}(x)$ 의 정확한 계산을 위해서는 2차원 도파로 문제의 해를 구해야 한다. 이에 대한 근사적인 표현은 2차원 도파로 문제를 풀므로 해서 얻어지며 다음과 같이 주어진다.

$$\Delta n_{eff}(x) \approx \Delta n_L H(w/2 - |x|) \quad (2-1)$$

단 H는 Heaviside 계단함수이며, Δn_L 은 두개의 측방향 영역의 유효굴절율의 변화이다. 그리고 w 는 ridge 폭으로써, 스트라이프 폭과 같다. 활성층 아래의 클래드층으로 도파를 유도하는 QIG소자에 대해서 측방향 굴절율 변화의 폭 w_L 은 일반적으로 스트라이프 폭 w 와 다르다.^{7),8)} 그러한 소자들은 식 (2-1)에서 w 를 w_L 로 놓음으로써 해서 모델링시킬 수 있다.

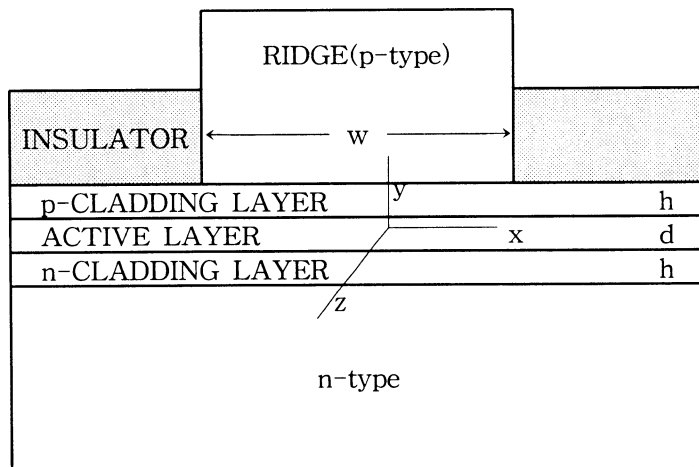


그림 2.1 Quasi-index-guided 이중이종접합 주입형 레이저의 개략적인 구조

Δn_L 의 수치적인 값은 각각의 굴절율과 두께에 따라 아주 민감하게 변한다. 측방향 굴절율의 변화 Δn_L 은

측방향 도파로 영역의 내부와 외부의 두개의 slab도파로 문제를 풀므로써 계산된다. 각각의 slab도파로는 QIG소자 제조에 사용되는 클래드층이 하나인지 두개인지에 따라 4개 혹은 5개의 층으로 형성된다. 본 연구에서는 그림 2.1처럼 5개의 도파로를 사용하여 Δn_L 을 구한다.^{4),9)}

TE횡모드에 대한 전계 $E(y)$ 는 다음과 같은 파동방정식을 만족한다.

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

단, β 는 도파모드의 전파상수, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 는 진공중의 파장이며, $n_i (i=1,2,\dots,5)$ 는 두께가 d_i (그림 2.1의 구조에서 위부터 시작하여 아래까지 순차적으로)인 5층의 굴절율을 나타낸다. 그리고 굴절율이 n_3 인 활성층 내로 가두어지고 나머지 4개의 층에 대해서 다음과 정의되는 감쇄정수로 지수함수적으로 감소하는 기본 도파모드에 대해서만 취급한다.

$$h_i = \sqrt{\beta^2 - n_i^2 k_0^2} \quad (i = 1, 2, 4, 5) \quad (2-3)$$

따라서 활성층에서의 파동방정식 해는 다음과 같이 된다.

$$E(y) = A_3 \sin(h_3 y) + B_3 \cos(h_3 y) \quad (2-4)$$

$$\text{단, } h_3 = \sqrt{n_3^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (2-5)$$

β 를 결정하는 다항식은 전계 $E(y)$ 와 이것의 도함수가 경계에서 연속이라는 경계조건을 풀면 얻어지는데 이것에 대한 최종식은 다음과 같이 주어진다.¹⁰⁾

$$(\widehat{S}_3 B - \widehat{C}_3 A)(S_4 h_5 + C_4 h_4) + (\widehat{C}_3 B - \widehat{S}_3 A)(C_4 h_5 + S_4 h_4) = 0 \quad (2-6a)$$

$$A = U(\widehat{S}_3 S_3 h_4 - \widehat{C}_3 C_3 h_3) + V(\widehat{S}_3 C_3 h_4 + \widehat{C}_3 S_3 h_3) \quad (2-6b)$$

$$B = U(\widehat{C}_3 S_3 h_4 - \widehat{S}_3 C_3 h_3) + V(\widehat{C}_3 C_3 h_4 - \widehat{S}_3 S_3 h_3) \quad (2-6c)$$

$$U = h_2(S_2 h_2 + C_2 h_1) \quad (2-6d)$$

$$V = h_3(S_2 h_1 + C_2 h_2) \quad (2-6e)$$

$$S_i = \sinh(h_i d_i), \quad i = 2, 4, \quad S_3 = \sin(h_3 d_3) \quad (2-6f)$$

$$C_i = \cosh(h_i d_i), \quad i = 2, 4, \quad C_3 = \cos(h_3 d_3) \quad (2-6g)$$

$$\widehat{S}_3 = \sinh(h_4 d_3), \quad \widehat{C}_3 = \cosh(h_4 d_3) \quad (2-6h)$$

다항식 (2-6a)~(2-6h)는 주어진 n_i 와 d_i 에 대해서 풀면 β 값을 구할 수 있다.

QIG레이저에서 β 는 $|x|=w/2$ 를 경계로 하여 n_1 이 달라지기 때문에 두개의 영역으로 분리된다. 따라서 측 방향 굴절율 차는 다음과 같이 구해진다.

$$\Delta n_L = \frac{\beta_{in} - \beta_{out}}{k_o} \quad (2-7)$$

여기서, β_{in} 와 β_{out} 은 각각 ridge 영역 $|x| \ll w/2$ 의 내부와 외부에서의 전파상수 이다.

한편, $x = \pm w/2$ 에서의 측방향 굴절율의 급한 불연속은 식 (2-1)의 유도에서 근사결과에 의한 것이며, 이는 1차원적인 처리에 있어 순시필드가 스트라이프 가장자리와 일치하지 않기 때문에 일어난다. 이런 급한 불연속은 tapering굴절율을 현상학적으로 도입하면 부분적으로 보완할 수 있다. 따라서 식 (2-1)을 다음과 같이 보완시킬 수 있다.

$$\Delta n_{eff} = \Delta n_L \left\{ 1 + e^{-\frac{|x-w/2|}{\sigma}} \right\}^{-1} \quad (2-8)$$

단, $\sigma \ll w/2$ 로써 tapering폭이며, 변화하는 값이다. 계산에 사용된 값은 $\sigma/w=0.025$ 이다. 측방향 필드분포에 대한 전파문제는 활성층의 굴절율에 Δn_{eff} 를 더하고 난 후에 이득형 도파로에 대한 전개방법을 사용하여 풀 수 있다. 주파수 ω 에서 발전하는 단일 TE 축모드에 대해서 공진필드는 다음과 같이 근사된다.

$$\vec{E}(r) \cong \frac{1}{2} x E(y) \{ \Psi_f e^{j(kz-\omega t)} + \Psi_b e^{-j(kz+\omega t)} \} + c.c. \quad (2-9)$$

$E(y)$ 는 앞에서 언급했듯이 도파로 문제를 풀므로 해서 얻어지는 기본 횡모드 필드분포이다. 유효굴절율 방법¹¹⁾ 따라 진행 및 반사필드는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\pm j2k \frac{\partial \Psi_u}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Psi_u}{\partial x^2} + k_o^2 \Gamma \Delta \epsilon(x) \Psi_u = 0 \quad (2-10)$$

+는 진행파, -는 반사파를 나타낸다. Γ 는 filling계수이며, $k = \bar{n}k_o$, $k_o = \omega/c$, \bar{n} 는 기본도파 모드의 유효굴절율이다. 그리고 식(2-10)의 마지막 항 $\Delta \epsilon(x)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\Delta \varepsilon = 2n_a \Delta n_{eff} + j \frac{n_p}{k_o} \frac{1-\Gamma}{\Gamma} \alpha_p - j \frac{n_a}{k_o} [(aN-b) - a_{fc}N - jaRN] \quad (2-11)$$

식(2-11)의 세항은 각각 준굴절을 도파, 수동층의 흡수, 그리고 주입캐리어 농도 $N(r)$ 에 대한 활성층의 유전상수 변화를 나타낸다. 이 식에 사용된 각 파라메타의 값은 표 2.1에 나타내었다.

활성층 내부에서의 자유캐리어 흡수는 a_{fc} 에 의해 결정된다. 그리고, R 은 캐리어주입에 의한 굴절을 변화의 허수부에 대한 실수부 비로 정의 되며, antiguiding굴절율의 크기를 결정한다. 그러나 QIG소자에서 실질적인 측방향 굴절율 변화 $\Delta n_{eff} - (a/2k_o)RN$ 은 두개의 서로 상반되는 메카니즘에 의한 것이다. 이것의 상대크기에 의존하여 측모드는 굴절형도파로 혹은 이득형도파로가 된다. 파라메타 R 과 Δn_L 은 QIG소자에 있어 최종적으로 도파메카니즘을 결정한다.

활성층내의 주입캐리어 밀도 $N(x)$ 는 집속된 수동층(보통 p층의 조합)에서 전류의 퍼짐과 활성층에서의 캐리어전달을 고려함으로 해서 결정된다. 전류퍼짐의 정확한 처리는 2차원 Poisson방정식의 해를 필요로 한다.¹²⁾

표 2.1 1.3 μ m-InGaAsP계 레이저의 각 파라메타 값

파라메타	기호	값	파라메타	기호	값
공진기 길이	L	250 μ m	이득계수 a	a	$1.35 \times 10^{-16} \text{cm}^2$
스트라이프 폭	w	5 μ m	이득계수 b	b	180cm^{-1}
활성층 두께	d	0.2 μ m	antiguiding 파라메타	R	3
p층 두께	H	2 μ m	자유 캐리어 흡수계수	a_{fc}	$5 \times 10^{-18} \text{cm}^3$
클래드층 두께	h	0.2 μ m	수동층 흡수계수	α_p	30cm^{-1}
활성층의 굴절율	n_a	3.52	자연재결합계수	B	$1 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$
클래드층의 굴절율	n_c	3.33	Auger 계수	C	$3 \times 10^{-29} \text{cm}^3/\text{s}$
발진 파장	λ	1.3 μ m	유효 확산 계수	D_e	$10 \text{cm}^2/\text{s}$
p층 고유저항	ρ	0.2 Ωcm	비발광재결합시간	τ_{nr}	10ns
접촉 고유저항	γ_c	$1 \times 10^{-5} \Omega \text{cm}^2$			

다.¹²⁾ 본 연구에서는 전류퍼짐의 문제를 해석적으로 구하기 위해 1차원으로 모델링하여¹³⁾ 간편화를 도모하였다. 캐리어밀도에 대한 결과식은 다음과 같다.¹⁴⁾

$$D_e \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = - \frac{J(x)}{qd} + \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + CN^3 + \frac{g(N)}{\hbar \omega d} \int_{-d/2}^{d/2} |E| dy \quad (2-12)$$

단, D_e 는 유효확산계수¹⁵⁾, d 는 활성층 두께, τ_{nr} 은 비발광재결합 시간, B 는 자연방출재결합 계수, C 는 Auger계수이다. 그리고 마지막 항은 유도재결합을 나타내는 식이다. 비발광 Auger재결합은 InGaAsP계 레이어에 있어 중요한 역할을 하기 때문에 위 식에서 생략하지 않고 포함시킨다.

여기서 사용된 모델에서 주입전류밀도 $J(x)$ 는 다음과 같이 주어진다.^{13),14),16)}

$$J(x) = \begin{cases} \frac{V_o - V(N)}{\rho H + \gamma_c} & |x| \leq \frac{w}{2} \\ \frac{\rho}{h} \frac{d^2 V(N)}{dx^2} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2-13)$$

여기서 V_o 는 접촉전압, ρ 는 p층의 고유저항, γ_c 는 접촉저항, h 는 클래드층 두께, 그리고 H 는 p층의 전체 두께를 나타낸다. 활성층과 p형 클래드층 접합면에서의 Fermi전압은 다음과 같다.¹⁴⁾

$$V(N) \cong \frac{k_o T}{q} \left[2 \ln \left(\frac{N}{n_i} \right) + A_1 \left(\frac{1}{N_c} + \frac{1}{N_v} \right) N \right] \quad (2-14)$$

단, $k_o T/q$ 는 열전압, n_i 는 진성캐리어 농도, $N_c(N_v)$ 는 전도대(가전자대)상태밀도, 그리고 $A_1 = 1/\sqrt{8}$ 로 서 축퇴형 반도체레이저에서 Fermi-Dirac보정계수이다.

2.2 Ridge형 InGaAsP/InP LD의 최적화 조건

식 (2-8)~(2-14)는 표 2.1의 파라메타 값을 이용하여 QIG소자의 임계값(Δn_L)과 임계값 이상에서의 QIG 소자의 동작특성을 설명하는데 사용된다. 그러나 여러 소자파라메타에 다소 불확실성이 존재하고 또, 소자에 따라 이들 값들이 변하기 때문에 다소 번거로운 일이다. 이득형도파로에서 굴절형도파로로의 변화의 정성적인 특성은 레이저 공진기내부의 축모드에 의한 회절, focusing, 그리고 defocusing의 상호작용으로부터 기인한 것이므로 특정한 소자파라메타에 의해 이 특성이 변하지 않는다.

식 (2-12)에서 주입전류가 임계치 부근일 때, 유도재결합항을 무시할 수 있다. 따라서 확산방정식은 해석적으로 풀어지며¹³⁾, 상수 V_o 값에 대해서 소자의 전체전류와 축방향 캐리어밀도 특성 $N(x)$ 는 식 (2-12)~(2-14)를 이용하여 쉽게 얻을 수 있다. 그리고 축방향의 모드특성 $E(y) = \Psi_b(0, x) = \Psi_f(L, x)$ 은 식(2-8)~(2-11)로부터 구해진다. 임계전류 I_{th} 는 모드전력이 일주회 후에는 변하지 않는 상태로 남아있을 때의 전류에 의해 결정된다. 이는 임계치에서 이득이 내부손실과 계면손실 $\alpha_m = \ln(1/R_m)/L$ 이 정확히 일치될 때의 전류값이다. 여기서 R_m 은 거울면의 반사율이며 L 은 공진기의 길이이다.

각각의 antiguiding파라메타 R 에 대해 축방향 굴절율 변화 Δn_L 에 따른 I_{th} 의 변화를 그림 2.2에 나타내었다. 순수한 이득형도파로 소자($\Delta n_L=0$)에서는 비교적 임계전류값이 높다. 계산된 $I_{th} \approx 300\text{mA}$ 는 0.1W 정도¹⁷⁾의

실험데이터와 잘 맞아 떨어진다. Δn_L 이 증가함에 따라 I_{th} 는 빠르게 감소하여(약 4배 정도) 순수한 굴절형도 파로($\Delta n_L \geq 7 \times 10^{-3}$)의 임계전류값과 일치하는 한계값은 약 85mA가 된다. 이 한계값은 R값에 대해서 거의 변하지 않는데 이것은 굴절형도파로 영역에서 주입된 캐리어의 defocusing작용이 비교적 작음을 시사한다.

그러나 이득형도파로에서 굴절형도파로로의 변화는 이 R값에 의존한다. 즉, R값이 증가할 때, 완전한 변화를 위해서는 큰 Δn_L 값을 요구한다. 주목해야 할 중요한 점은 QIG소자가 굴절형도파로로 동작하기 위해서는 $\Delta n_L \approx 5 \times 10^{-3}$ 이면 충분하다는 것이다. 이와 대조적으로 BH소자에서 단일 측모드로 동작하기 위해서는 $\Delta n_L \approx 0.3$ 이 되어야 하며, 동시에 $w < 2\mu m$ 가 되어야 한다. 반면 QIG소자는 $w \approx 4 \sim 5\mu m$ 로써 비교적 큰 값을 가진다.

또한, 이 그림에 외부미분양자효율을 나타내었다. QIG소자는 이득형도파로 소자와 비교해 볼 때 보다 좋은 측모드 가둠을 가지기 때문에 Δn_L 에 대한 η_d 가 초기에 증가한다. 그러나 $\Delta n_L \approx 4.5 \times 10^{-3}$ 일 때 최대값을 가지며, Δn_L 이 이보다 더 증가하면 서서히 감소하는 특성이 나타난다. 이것을 볼 때, QIG소자가 가장 효율적으로 동작하는 Δn_L 값은 약 5×10^{-3} 근처임을 알 수 있다.

스트라이프 폭에 대한 도파로 동작형식의 변화에 대한 의존도를 그림 2.3에 나타내었다. 이 그림에서 스트라이프 폭이 작을수록 변화도가 더 급준함을 알 수 있는데, 이는 측모드의 QIG에 의한 focusing과 주입된 캐리어에 의한 defocusing의 충돌 때문에 이와 같은 현상이 일어나는 것으로 생각된다.¹⁰⁾ 이득형도파로 소자에

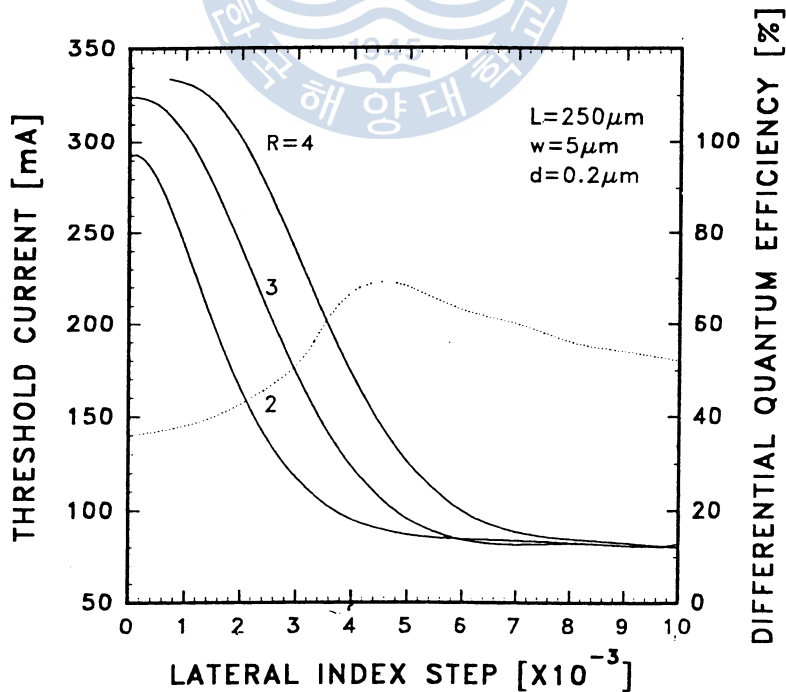


그림 2.2 측방향 유효굴절을 변화 Δn_L 에 따른 임계전류 I_{th} 의 변화

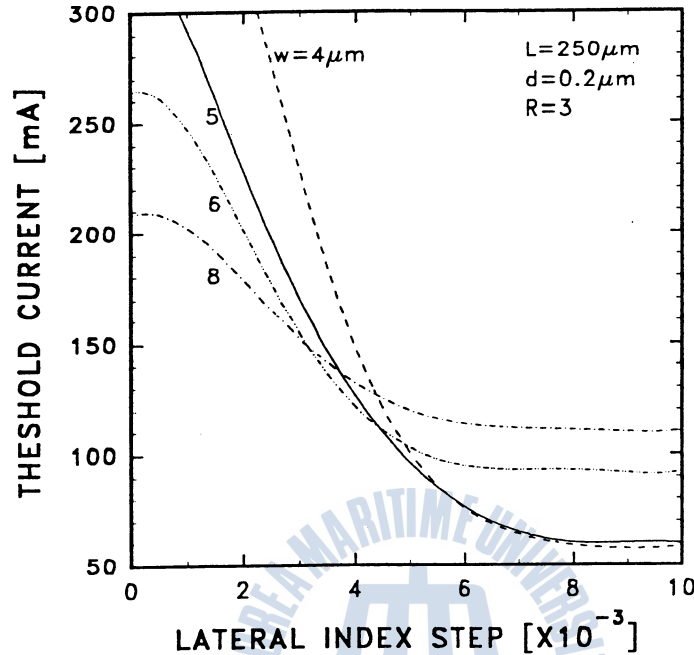


그림 2.3 이득형에서 굴절도파로의 변화에 대한 스트라이프 폭의 의존도

있어 측모드의 defocusing은 스트라이프 폭이 좁아짐에 따라서, 그리고 모드가 손실영역으로 많이 확장될 때 중요하게 된다. 피크 이득이 부가적인 손실을 극복할 수 있을 정도로 증가해야 하기 때문에 I_{th} 는 w 의 감소에 따라 증가하게 된다. AlGaAs계 레이저와 비교해 보면 InGaAsP계 레이저는 고이득 영역에서 Auger재결합이 증가하기 때문에 I_{th} 가 더 증가한다.^{17),18)}

QIG에 유도된 focusing은 측모드를 수축시키는데 도움을 주며 피크 이득은 Δn_L 이 증가함에 따라 감소하기 시작한다. 이득과 모드가 중첩되고 I_{th} 가 포화될 때 이득형도파로에서 굴절도파로로 바뀌게 된다. 그림 2.3에서 각각의 스트라이프 폭에 관계없이 $\Delta n_L \approx 5 \times 10^{-3}$ 일 때 변화가 완전히 일어남을 알 수 있다. 소자 설계자의 관점에서 볼 때, 이것은 굴절도파로로 동작하기 위한 Δn_L 의 선택은 스트라이프 폭에 별로 민감하지 않음을 시사한다.

그림 2.4는 식 (2-6)과 (2-7)을 이용하여 얻은 결과로써 활성층의 굴절율 $n_3=3.52$, 클래드층의 굴절율 $n_2=n_4=3.33$, 그리고 $n_1=n_5=3.22$ 로 하였다. β_{out} 는 스트라이프 외부영역의 전파정수로서 이때의 n_1 은 Si_3N_4 의 굴절율인 1.85로 하였다. 계산된 유효굴절율 차는 실제로 Kaminow씨 등에 의해 제작된 소자의 값과 거의 일치한다.⁸⁾ 이 그림에서 각각의 활성층 두께에 대해 클래드층 두께의 함수로 Δn_L 의 계산치를 보여준다. Δn_L 의 주어진 값은 d 와 h 값의 조합에 의해 얻을 수 있다. 그림에서 알 수 있듯이 일반적으로 h 를 증가시키면 d 를 감소시켜야 한다. 예로써, 활성층 두께가 $0.2\mu\text{m}$ 일 때, $\Delta n_L=6 \times 10^{-3}$ 을 얻으려고 하면 클래드층의 두께 $h=0.2\mu\text{m}$ 로 해야한다.

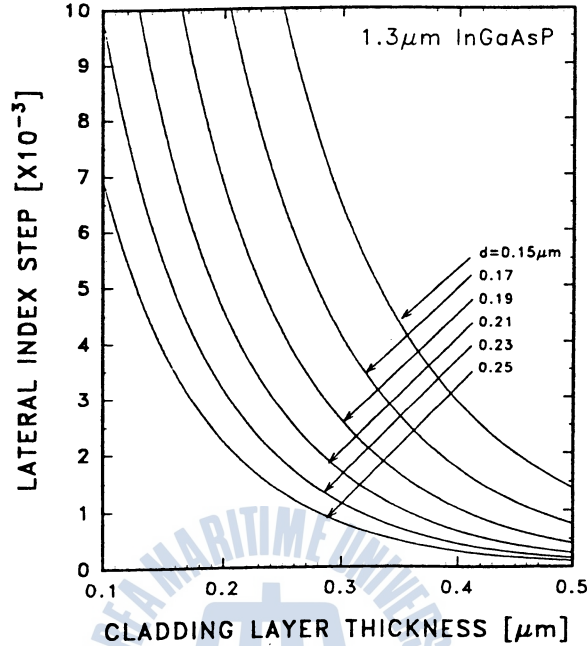


그림 2.4 클래드층과 활성층 두께에 따른 Δn_L

앞에서 언급한 사실로부터 설계의 최적화 조건은 다음과 같다.

먼저 굴절형도파로 소자로 동작하기 위해서 측방향 유효굴절률 차를 $\sim 5 \times 10^{-3}$ 부근으로 하면 된다. 이때 임계전류밀도는 이득형도파로 소자보다 훨씬 작아진다. 외부미분양자효율 또한 개선됨을 알 수 있다. 이러한 측방향 유효굴절률 차를 얻기 위해서는 활성층의 두께를 약 $0.2 \mu\text{m}$ 근처로 하고, 클래드층의 두께를 이와 유사한 $0.22 \mu\text{m}$ 정도로 한다면 굴절형도파로로 동작하는 RWG소자를 제작하는데 아무런 문제가 없을 것으로 생각된다. 그리고 스트라이프 폭과 antiguiding 파라메타는 그림 2.2와 2.3에서 알 수 있듯이 Δn_L 값을 앞에서 제안한 값을 가지도록 혹은 그 이상의 값을 가지도록 도파로를 설계한다면 이것에 대한 영향을 거의 배제할 수가 있다. 그러나 측방향으로 단일모드로 동작하게 하기 위해서는 일반적으로 알려져 있는 값 $w=5 \sim 10 \mu\text{m}$ 로 하여 stripe를 제작하는 것이 좋다.

3. 결 론

본 연구는 장파장 Ridge waveguide InGaAsP/InP LD제작을 위해 먼저, 이구조의 최적화 설계를 행하였다. LD의 모델은 quasi-index guide DH레이저의 구조를 택하여 측방향 유효굴절률 변화에 따른 임계전류의 변화를 계산한 결과, 이득형 도파로에서 굴절률 도파로의 변화는 R값에 의존함을 알 수 있었고, 또한 QIG소

자가 굴절형 도파로로 동작하기 위해서는 측방향 유효굴절율은 5×10^{-3} 정도이면 충분 하였다.

그리고, 이득형에서 굴절을 도파로의 변화에 대한 스트라이프 폭의 의존도를 계산 하였다. 소자의 설계관점에서 이것은 굴절형 도파로로 동작하기 위한 측방향 유효 굴절율은 스트라이프 폭과는 그다지 관계하지 않는 것으로 나타났다.

결국, 측방향으로 단일모드 동작을 위해서는 $5 \sim 10 \mu\text{m}$ 로 스트라이프폭을 제작하면 됨을 알 수 있었다. 그리고, 현재, 이러한 구조설계를 토대로 실제 Ridge waveguide InGaAsP/InP MQW LD 를 제작중에 있다.

참고문헌

- 1) G.B.H.Thompson, Physics of Semiconductor Laser Devices, New York: Wiley, 1980, ch. 6.
- 2) T.Tsukada, "GaAs-GaAlAs buried-heterostructure injection lasers," J.Appl.Phys. vol. 45, pp.4899~4906, 1974.
- 3) T.P.Lee, C.A.Burrus, B.I.Miller, and R.A.Logan, " $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ double heterostructure rib waveguide injection laser," IEEE J.Quantum Electron., vol.QE-11, pp.432~435, 1975.
- 4) H.Kawaguchi and T.Kawakami, "Transverse mode control in an injection laser by a strip loaded waveguide," IEEE J.Quantum electron., vol.QE-13, pp.556~559, 1977.
- 5) K.Aiki, M.Nakumara, T.Kuroda, and J.Umeda, "Channeled substrate planar structure (AlGa)As injection lasers," Appl.Phys.Lett. vol.30, pp.649~651, 1977.
- 6) M.C.Amann, "New stripe-geometry laser with simplified fabrication process," Electron. Lett. vol.15, pp.441~442, 1979.
- 7) S.E.H.Turley, G.D.Henshall, P.D.Greene, B.P.Knight, D.M.Moule, and S.A.Wheeler, "Properties of inverted rib waveguide lasers operation at $1.3 \mu\text{m}$ wavelength," Electron. Lett., vol.17, pp.868~870, 1981.
- 8) I.P.Kaminow, L.W.Stulz, J.S.Ko, A.G.Dentai, R.E.Nahory, J.C.Dewinter, and R.L.Hartman, "Low threshold InGaAsP ridge waveguide lasers at $1.3 \mu\text{m}$," IEEE J.Quantum Electron., vol.QE-19, pp.1312~1319, 1983.
- 9) J.K.Butler, "Theory of transverse cavity mode selection in homojunction and heterojunction semiconductor laser," J.Appl.Phys., vol.42, pp.4447~4457, 1971.
- 10) Govind P.Agrawal, "Lateral analysis of quasi-index-guided injection lasers: transition from ganin to index guiding," J.Lightwave Tech., vol.LT-2, No.4, pp.537~543, 1984.
- 11) J.Buus, "The effective index method and its application to semiconductor lasers," IEEE J.Quant-

- um Electron., vol.QE-18, pp.1083~1089, 1982.
- 12) D.P.Wilt and A.Yariv, "A self-consistent static model of the double heterostructure," IEEE J.Quantum Electron., vol.QE-17, pp.1941~1949, 1981.
 - 13) W.B.Joyce, "Carrier transport in double-heterostructure active layers," J.App.Phys. vol.51, pp.239~2401, 1980.
 - 14) 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., vol.43, pp.11~13, 1983 and other reference cited therein.
 - 15) W.B.Joyce, "Carrier transport in double-heterostructure active layers," J.Appl.Phys., vol.53, pp. 7235~7239, 1982.
 - 16) P.M.Asbeck, D.A.Cammack, J.J.Daniele, and V.Klebanoff, "Lateral mode behavior in narrow stripe lasers," IEEE J.Quantum Electron., vol.QE-15, pp.734~739, 1979.
 - 17) K.Oe, S.Ando, and K.Sugiyama, "GaInAsP/InP planar stripe lasers prepared by using SiO₂ film as a Zn diffusion mask," J.Appl.Phys., vol.51, pp.43~49, 1980.
 - 18) G.P.Agrawal and N.K.Dutta, "Effect of Auger recombination on the threshold characteristics of gain-guided InGaAsP lasers," Electron.Lett., vol.19, pp.974~976, 1983.

