

論文 97-34D-3-8

# 고속직접변조를 위한 1.55 $\mu\text{m}$ InGaAsP/InGaAsP SL-MQW DFB-LD의 양자우물구조의 최적화

(Optimization of multiple-quantum-well structures in 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAsP/InGaAsP SL-MQW DFB-LD for high-speed direct modulation)

沈鍾寅\*, 韓百亨\*\*

(Jong-In Shim and Baik-Hyung Han)

요약

4원화합물 InGaAsP를 양자우물로 사용한 고속직접변조용 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAsP/InGaAsP SL-MQW DFB-LD는 종래의 3원화합물 InGaAs의 양자우물을 이용한 경우 보다 양자우물 두께를 증가시킬 수 있어 발진 특성의 개선이 가능하고, 양자우물의 두께 및 조성의 불 균일성에 의한 문제점들을 향상시킬 수 있다. 본 논문에서는 고속직접변조용 1.55  $\mu\text{m}$  DFB-LD의 활성층으로서  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 다중양자우물 구조를 사용할 경우, 활성층 구조가 DFB LD의 발진개시전류, 동적과장전이, 변조대역폭에 미치는 영향을 체계적으로 해석해 최적의 다중양자우물구조를 연구하였다. 발진파장과 이득피크파장이 1.55  $\mu\text{m}$ 로 일치한 경우는 압축변형량  $\epsilon = 1.2\%$  내외, 양자우물 수  $N_w = 7$ , 양자우물 두께  $L_w = 58\text{\AA}$ 를 갖는  $\text{In}_{0.753}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $\lambda_g = 1.15\ \mu\text{m}$ ) 다중양자우물구조가 유망함을 알 수 있었다. 공진기 길이  $L = 400\ \mu\text{m}$ , 광결합계수와 공진기길이의 적  $\kappa L = 1.25$ 인  $\lambda/4$  shifted DFB-LD에서 상기의 활성층을 사용한 경우 발진개시전류밀도  $J_{th} = 500\text{A}/\text{cm}^2$ , 선폭증대계수  $a = 1.8$ , 공진주파수 변화를  $df_r/d(I - I_{th})^{1/2} = 2\text{GHz}/(\text{mA})^{1/2}$  ( $aI = 2I_{th}$ )이 예측되었다. 이러한 값들은 격자정합된  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $\lambda_g = 1.15\ \mu\text{m}$ ,  $N_w = 7$ ,  $L_w = 80\text{\AA}$ ) MQW 활성층을 갖는  $\lambda/4$ -shifted DFB-LD의  $J_{th} = 4500\text{A}/\text{cm}^2$ ,  $a = 4.5$ ,  $df_r/d(I - I_{th})^{1/2} = 0.91\text{GHz}/(\text{mA})^{1/2}$  보다 상당히 개선된 특성이다. 또한 발진파장 ( $\lambda_L$ ) 1.55  $\mu\text{m}$ 와 이득피크파장 ( $\lambda_p$ )과의 차(detuning 양)를 조절함으로써 미분이득의 증대를 통한 선폭증대계수와 공진주파수 특성 향상을 꾀하였다. InGaAsP 양자우물의 두께와 In 조성양을 조절함으로써 detuning 양에 따른 발진특성의 변화를 살펴보았는데, detuning 양이 -15nm ~ -20nm 정도에서 발진개시전류밀도의 특성열화가 거의 없으면서 선폭증대계수는 20%, 공진주파수는 35%의 특성향상이 가능함을 알 수 있었다.

## Abstract

By introducing a compressive-strained quaternary InGaAsP quantum-wells instead of a conventional ternary InGaAs quantum-wells in 1.55  $\mu\text{m}$  DFB-LD, the lasing performances can be improved and the problems caused by the thickness non-uniformity and the compositional abruptness among the hetero-interfaces can be relaxed. In this paper, we investigated an optimum InGaAsP/InGaAsP multiple-quantum-well(MQW) structure as an active layer in a direct-modulated 1.55  $\mu\text{m}$  DFB-LD from the view point of threshold current, chirping characteristics, and resonance frequency. The optimum compressive strained MQW structure was revealed as InGaAsP/InGaAsP structure with strain amount of about 1.2%, number of wells  $N_w$  of 7, well width  $L_w$  of 58  $\text{\AA}$ . The threshold current density  $J_{th}$  of 500  $\text{A}/\text{cm}^2$ , the linewidth enhancement factor  $a$  of 1.8, and differential resonance frequency of  $df_r/d(I - I_{th})^{1/2} = 2\text{GHz}/(\text{mA})^{1/2}$  ( $aI = 2I_{th}$ ) were expected in 1.55  $\mu\text{m}$   $\lambda/4$ -shifted DFB-LD with the cavity length of 400  $\mu\text{m}$  long and  $\kappa L$  value of 1.25. These values are considerably improved ones compared to those of 1.55  $\mu\text{m}$  DFB-LD with InGaAs/InGaAsP MQW which have  $J_{th} = 4500\text{A}/\text{cm}^2$ ,  $a = 4.5$ , and  $df_r/d(I - I_{th})^{1/2} = 0.91\text{GHz}/(\text{mA})^{1/2}$ . We also tried to improve the linewidth enhancement factor and the resonance frequency by the detuning of lasing wavelength and gain-peak wavelength. It was found that the linewidth enhancement factor of 20% and differential resonance frequency of 35% without the degradation of the threshold current density could be enhanced in the range of -15nm ~ -20nm detuning which can be realized by controlling the thickness and In-composition of InGaAsP well.

\* 正會員, 漢陽大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng. Hanyang University)

(Dept. of Phys. Hanyang University)

接受日字: 1996年7月19日, 수정완료일: 1997年2月21日

\*\* 正會員, 漢陽大學校 自然科學大學 物理學科

## I. 서론

반도체 레이저의 직접 변조 방식<sup>11)</sup>은 전송 단가가 싸기 때문에 155Mbps, 622Mbps의 단거리 저용량 광통신 시스템에 주로 사용되어 왔다. 또한 최근 들어 광섬유 증폭기의 출현<sup>12)</sup>, 1.55 $\mu\text{m}$  대역 분산천이 광섬유의 실용화<sup>13)</sup>, 현재의 시분할 교환방식과 쉽게 연계될 수 있는 점등의 이유로 Gbps급 초고속 광통신 시스템에서도 적극 활용될 전망이다. 이와 같은 반도체 레이저의 직접 변조 방식을 이용한 초고속 장거리 광통신 시스템에 요구되는 가장 중요한 성능들로서는 낮은 발진개시전류, 넓은 대역폭, 적은 동적과장천이(chirping) 등을 들 수 있다. 발진과장 1.55 $\mu\text{m}$ 의 단일과장 반도체 레이저인 1.55 $\mu\text{m}$  DFB(Distributed Feedback)-LD(Laser diode)<sup>14)</sup>는 고속직접변조시에도 안정된 단일과장 동작과 고풍출특성을 얻을 수 있기 때문에 초고속 장거리 광통신용 시스템의 광원으로 현재 가장 많이 이용되고 있다.

이러한 고속직접변조용 1.55 $\mu\text{m}$  DFB-LD의 활성층으로서 InP기판에 비해 압축변형을 갖는  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 의 양자우물과, InP기판과 격자정합을 이루고 있는  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 전위장벽으로 구성된 다중양자우물 구조가 가장 일반적으로 사용되고 있다<sup>15)</sup>. 활성층에 압축변형을 도입한 이유로서는 압축변형을 사용하면 양자우물에서의 전자의 상태밀도가 대폭으로 저감되어 미분이득이 크게 증가하여 발진개시전류, 대역폭, 동적과장천이(chirping) 등의 발진특성을 향상시킬 수 있기 때문이다<sup>16)</sup>. 또한 압축변형양,  $\epsilon$  으로서는 이득특성의 향상과 결정성의 열화 측면에서 약  $\epsilon = 1 \sim 1.5\%$ 가 적당하다고 알려져 있다. 3원화합물인  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 을 양자우물로서 많이 사용되고 있는 주된 이유로서는, 양자우물의 조성을 3족원소인 In과 Ga양만으로 쉽게 조절할 수 있고 이득피크과장을 양자우물폭만으로 쉽게 조절 가능하기 때문이다. 그러나 3원화합물의  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 을 양자우물로 사용할 경우는 MOVPE(Metal-Organic Vapor-Phase Epitaxy) 결정성장시 양자우물과 전위장벽물질의 5족원소 사이에 급격한 불일치가 발생하여 양질의 전위장벽의 형성이 어렵고, 또한 양자우물에  $\epsilon = 1 \sim 1.5\%$  정도의 적당한 압축변형을 가할 경우 양자우물 두께가  $L_w = 30 \sim 40 \text{ \AA}$  정도로 얇아 광가둠계수가 작아져 균일한 다층구조가 요구되어 압축변형 완화효과가 발생하며, 조그만 양자우물과 전위장

벽 계면 사이의 두께나 조성의 불균일성에 의해 이득선폭이 크게 영향을 받는다는 문제점이 있다.

최근들어 MOVPE의 고급화 및 고성능화에 힘입어 4원화합물  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 로만 구성된 다중양자우물 구조의 성장이 가능하게 되었다<sup>17)</sup>. 이러한  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 양자우물구조를 1.55 $\mu\text{m}$  DFB-LD의 활성층으로 사용하면, 양자우물 두께가 두꺼워지고 양자우물과 전위장벽 사이의 성장원소들의 불일치가 완화되어 양질의 다중양자우물 구조가 가능하여지며 이에 따른 발진특성 향상이 기대된다. 그러나 아직  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 다중양자우물 구조를 1.55 $\mu\text{m}$  DFB-LD의 활성층으로 사용할 경우의 체계적인 양자우물 구조의 최적화가 보고되지 않고 있다. 본 논문에서는 고속직접변조용 1.55 $\mu\text{m}$  DFB-LD의 활성층으로서  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 다중양자우물 구조를 사용할 경우, 활성층 구조가 DFB-LD의 발진개시전류, 동적과장천이, 변조대역폭에 미치는 영향을 체계적으로 해석하였다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. II장에서는 1.55 $\mu\text{m}$  DFB-LD의 발진개시전류밀도, 선폭증대계수, 공진 주파수의 해석방법, III장에서는  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InGaAsP}$  ( $\lambda_R=1.15\mu\text{m}$ ) 로 구성된 다중양자우물구조에서 양자우물의 압축변형과 양자우물 수에 따른 발진개시전류밀도, 선폭증대계수, 공진주파수를 해석하여 최적의 다중양자우물 구조를 제시하였다. 또한 DFB-LD인 경우 발진과장  $\lambda_L$ 과 이득피크과장  $\lambda_P$ 을 독립적으로 제어할 수 있다는 사실을 이용하여  $\lambda_L$ 과  $\lambda_P$ 의 차에 따른 발진특성을 해석하여 최적의 detuning양 ( $\lambda_L - \lambda_P$ )을 결정하였다. IV장에서는 본 연구에서 얻어진 결과를 정리하였다.

## II. 해석방법

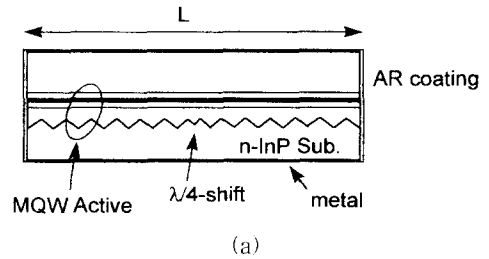
직접변조 방식에 사용되는 1.55 $\mu\text{m}$  DFB-LD에 요구되는 가장 중요한 성능들로서는 낮은 발진개시전류, 적은 동적과장천이(chirping), 넓은 대역폭등을 들 수 있다. 이러한 발진특성은 광이득(또는 미분이득), 광손실, 광가둠계수, 재결합계수, 선폭증가계수, 굴절률 변화등에 의해 영향을 받는다. 특히 미분이득은 발진특성에 가장 큰 영향을 미치는 요소로 양자우물의 에너지 띠 구조와 광가둠계수에 직접적인 영향을 받기 때문에 정확한 해석이 요구된다. 본 논문에서는 압축변형이 고

려된 양자우물에서의 가전자대 띠 혼합 효과 및 미분 이득과 굴절률 변화를 해석하였다. 최근들어 제작기술의 향상으로 활성층폭이 1 μm 이하로 줄어들고 있어 이 경우 광가둠계수는 2차원 광도파로구조에 영향을 받게 된다. 본 연구에서는 활성층에서의 광가둠계수가 작은 광도파로폭에서도 적용 가능할 수 있도록 2차원 광분포 해석방법중의 하나인 weighted Index 방법을 이용하여 해석하였다<sup>[8]</sup>. 광손실 계수와 재결합 계수 등은 전하밀도에 따라 변하지만 그 영향이 작기 때문에 본 논문에서는 일정하다고 가정하였다. 1.55 μm InGaAsP /InGaAsP MQW-DFB-LD의 발전개시전류밀도, 선폭증가계수, 그리고 공진주파수는 다음과 같이 방법에 의해 해석하였다.

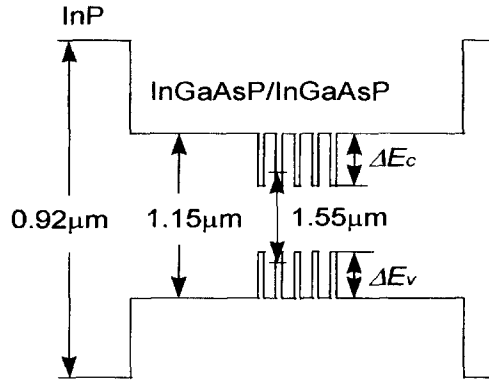
(a) 해석 모델

그림1(a)에 본 해석에 사용한 1.55m SL(strained layer)-MQW(Multi-quantum-well) DFB LD의 구조도를 나타내었다. λ/4-shifted DFB-LD의 발전파장은 1.55 μm, 공진기 길이 L은 400 μm, 단면의 반사율은 zero로 가정하였다. 또한 회절격자의 λ/4 위상천이 영역은 공진기 중간에 위치한다고 가정하였으며, 결합계수 κ는 축방향 hole-burning 현상이 최소가 되는 κL = 1.25로 선택하였다<sup>[9]</sup>. 그림1(b)에 본 해석에 사용한 InGaAsP/InGaAsP MQW 활성층의 에너지띠를 나타내었다. 양자우물은 압축변형된 InGaAsP이라 가정하였으며, 양자우물의 두께 L<sub>w</sub>는 양자우물의 이득 피크 파장이 1.55 μm 근처가 되도록 압축변형량과 조성비에 따라 변화시켰다. 전위장벽으로서는 InP 기판과 격자정합된 In<sub>0.82</sub>Ga<sub>0.18</sub>As<sub>0.4</sub>P<sub>0.6</sub>(λ<sub>g</sub>=1.15 μm)을 사용하여 전위장벽의 폭은 100 Å 일정하다고 가정하였다. 전위장벽의 물질로서 조성파장 λ<sub>g</sub>가 1.15 μm인 InGaAsP층을 선택한 이유는 1.3 μm InGaAsP 전위장벽층과 같이 전도대의 band offset이 층이 너무 작은 경우는 전자의 overflow가 심해 미분이득이 감소하고, 1.1 μm In GaAsP 전위장벽층과 같이 가전자대의 band offset이 너무 큰 경우는 정공이 일부분의 양자우물에 국재화되어 미분이득이 감소할 수 있기 때문이다. 전도대와 가전자대의 band offset ΔE<sub>c</sub>와 ΔE<sub>v</sub>는 각각 0.4ΔE<sub>g</sub>와 0.6ΔE<sub>g</sub>으로 가정하였다<sup>[25]</sup>. 양자우물에서의 광가둠계수를 크게 하기 위한 OCL(optical confinement layer)은 전위장벽과 같은 조성비를 갖는 step-SCH(Separated confinement heterostructure)를 사용하였으며, OCL의 두께는 광가둠계수가 최

대가 되는 1,500 Å으로 일정하다고 가정하였다.



(a)



(b)

그림 1. (a) 해석에 사용한 1.55 μm SL-MQW DFB-LD 구조도, (b) InGaAsP/InGaAsP step-SCH MQW 의 에너지띠 개략도

Fig. 1. (a) Schematic structure of 1.55 μm SL-MQW DFB-LD, (b) Schematic energy band diagram of InGaAsP/InGaAsP SCH MQW.

(b) 발전개시 전류밀도

발전개시전류밀도 J<sub>th</sub>는 전하 재결합계수를 사용하여 다음과 같이 표현된다<sup>[10]</sup>.

$$J_{th} = qN_w L_w (AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3) \quad (1)$$

여기서 q는 전자의 전하량, N<sub>w</sub>는 양자우물 수, L<sub>w</sub>는 양자우물 두께, A는 계면준위에 의한 비발광 재결합계수, B는 발광 재결합 계수, C는 Auger 재결합 계수로 A=1.0×10<sup>8</sup>s<sup>-1</sup>, B=0.8×10<sup>-10</sup>cm<sup>3</sup>/s와 C=7.5×10<sup>-29</sup>cm<sup>6</sup>/s를 사용하였다<sup>[11]</sup>. 발전개시전하밀도 N<sub>th</sub>는 광이득과 광손실이 같을 때의 양자우물내의 전하밀도로 식(2)로 부터 얻어진다.

$$\Gamma g_{th}(N_{th}, \omega) = (1 - \Gamma)a_{cx} + \Gamma a_{ac} + a_m \quad (2)$$

여기서 Γ는 광가둠계수, g<sub>th</sub>(N<sub>th</sub>, ω)는 발전개시 때의 활성층의 광이득으로 캐리어 수 N<sub>th</sub>와 주파수 ω의 함

수이다.  $\alpha_{ac}$ 와  $\alpha_{ex}$ 는 활성층과 그 이의 부분에서의 내부광손실로 해석시에는 각각  $100\text{cm}^{-1}$ 와  $10\text{cm}^{-1}$ 를 사용하였다.  $\alpha_m$ 은  $\lambda/4$ -shifted DFB-LD의 발진조건으로 부터 해석되는 거울손실로서, 본 해석에서는  $\lambda/4$ -shifted DFB-LD의 광결합계수  $\kappa$ 와 공진기길이  $L$ 의 곱인  $\kappa L$ 값이 1.25인 경우라 가정하였으며  $25\text{cm}^{-1}$ 의 값을 갖는다.

밀도행렬을 이용한 반도체 레이저의 광이득은 다음과 같이 표현된다<sup>[12, 14]</sup>.

$$g(\omega) = \frac{\omega \mu_0 c}{n_r} \sum_{j=1}^l \sum_{i=1}^{l_i+l_j} \int_0^\infty dk_{||} \frac{\rho_k |R_{cv}(E_{c_j}, E_{v_i})|^2 [f_c(E_{c_j}) - f_v(E_{v_i})] (\hbar / \tau_m)}{(E_{c_j} - E_{v_i} - \hbar \omega)^2 + (\hbar / \tau_m)^2} \quad (3)$$

여기서  $\mu_0$ 는 진공중의 투자율,  $c$ 는 진공중의 빛의 속도,  $n_r$ 은 굴절률로 사용된 값은 3.5이다.  $\hbar \omega$ 는 광자의 에너지,  $\rho_k$ 는  $k$ -공간에서의 상태밀도함수이다.  $R_{cv}(E_{c_j}, E_{v_i})$ 는 쌍극자 모멘트,  $f_c$ 와  $f_v$ 는 전도대와 가전자대의 페르미-디랙 분포함수를 나타낸다.  $\tau_{in}$ 은 intraband relaxation time으로  $1.0 \times 10^{-13}$ sec라 가정하였다<sup>[13]</sup>. 쌍극자 모멘트와 페르미-디랙 분포함수는 에너지띠 구조로부터 얻어진다. 본 연구에서는 전도대의 에너지띠는 포물선 형태로 가정하였으며, 가전자대의 에너지띠는  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 이론을 사용하여 가벼운 정공 띠와 무거운 정공 띠의 띠혼합효과를 고려하여 해석하였다<sup>[15]</sup>. 압축변형된 양자우물 구조의 가전자대의 에너지 띠는  $6 \times 6$  Pikus-Bir 해밀토니안을 해석함으로써 얻을 수 있는데, 장광장 반도체 레이저는 스핀-궤도 상호작용이 작기 때문에 무시하고 Unitary 변환에 의해 해를 간략화하면 다음과 같이 두개의  $2 \times 2$  행렬  $H_{PB}$ 로 표시할 수 있다<sup>[15]-[17]</sup>.

$$H_{PB} = \begin{pmatrix} P+Q+V_h+V & |R|-i|S| \\ |R|+i|S| & P-Q+V_h-V \end{pmatrix} \quad (4)$$

여기서

$$P = \frac{1}{2} \left( \frac{\hbar^2}{m} \right) \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

$$Q = \frac{1}{2} \left( \frac{\hbar^2}{m} \right) \gamma_2 (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2)$$

$$S = \sqrt{3} \left( \frac{\hbar^2}{m} \right) \gamma_3 k_x (k_x - ik_y)$$

$$R = - \left( \frac{\hbar^2}{m} \right) \left\{ \frac{\sqrt{3}}{4} (\gamma_1 + \gamma_2) (k_x - ik_y)^2 - \frac{\sqrt{3}}{4} (\gamma_3 - \gamma_2) (k_x + ik_y)^2 \right\}$$

$$c = b \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} X$$

로 주어진다.  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 은 Luttinger 파라미터이며,  $b$ .

$C_{11}(C_{12}), X$ 는 각각 변형포텐셜(deformation potential), 탄성계수, 유효stress이다.

2원화합물 혹은 3원화합물 반도체인 경우는 대체적으로 물질 상수들이 정확히 알려져 있으나, 4원화합물  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 경우 아직 정확히 알려져 있지 않는 물질상수값들이 있다. 본 연구에서는 Vegard 법칙에 준해 4원화합물의 물질상수들을 2원화합물 혹은 3원화합물의 물질상수들의 조합으로 생각하였다. 4원화합물  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 을 4종류의 2원결정  $\text{InAs}, \text{InP}, \text{GaAs}, \text{GaP}$ 로 된 4원화합물  $(\text{InAs})_\alpha (\text{InP})_\beta (\text{GaAs})_\gamma (\text{GaP})_\delta$ 로 생각할 수 있으며  $\alpha + \beta = x, \alpha + \gamma = y, \gamma + \delta = 1 - x, \beta + \delta = 1 - y$ 의 관계가 있다. 4원화합물에 Vegard법칙을 적용하면, 4원화합물의 물질상수  $Q_{\text{InGaAsP}}(x, y)$ 를 2원화합물의 물질상수  $B$ 를 사용하여 표현하면 식(5)과 같이 된다.

$$Q_{ABCD}(x, y) = xyB(\text{InAs}) + (1-x)yB(\text{GaAs}) + x(1-y)B(\text{InP}) + (1-x)(1-y)B(\text{GaP}) \quad (5)$$

물질상수 중  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 에너지 간격  $E_g$ <sup>[18]</sup>은 Vegard법칙을 사용하면 정확하지 않기 때문에 300K에서의 실험에서 얻은 다음의 식을 사용하였다.

표 1. 본 연구에 사용된 2원화합물의 물질상수  
Table 1. Material parameters of binary compounds used in this paper.

물질상수명	단위	InP	GaAs	InAs	GaP
Lattice constant $a_0$	(Å)	5.8688	5.6533	6.0584	5.4512
Bandgap energy $E_g$	(eV)	1.35	1.42	0.36	2.74
elastic stiffness $C_{11}$	( $10^{11}$ dyn/cm <sup>2</sup> )	10.22	11.88	8.329	14.120
$C_{12}$	( $10^{11}$ dyn/cm <sup>2</sup> )	5.76	5.38	4.526	6.253
$C_{44}$	( $10^{11}$ dyn/cm <sup>2</sup> )	4.60	5.94	3.959	7.047
Spin-orbit energy $\Delta_0$	(eV)	0.1	0.34	0.4	0.1
Hydrostatic Potential $a_c$	(eV)	-6.6	-8.0	-6.0	-9.5
Deformation Potential $b$	(eV)	-1.55	-1.7	-1.8	-1.5
Luttinger Parameter $\gamma_1$		6.28	7.65	19.67	4.20
$\gamma_2$		2.08	2.41	8.37	0.98
$\gamma_3$		2.76	3.28	3.28	1.66
Electron Effective Mass $m_c^*$	( $m_0$ )	0.08	0.067	0.023	0.17

$$E_g = 1.35 + 0.668x - 1.068y + 1.758x^2 + 0.078y^2 - 0.069xy - 0.32x^2y + 0.03xy^2 \quad (6)$$

표 1에 본 연구에 사용된 2원화합물의 물질상수들이 나타내었다.

(c) 선폭증대계수

1.55 μm DFB-LD를 직접변조하면 발진광의 스펙트럼폭은 단일과장LD에서 수Å, FP-LD에서 100 Å 정도로 DC상태 보다 넓어지게 된다. 이러한 현상을 LD의 chirping이라 부르며 이는 전송대역폭을 결정하는 요인이 된다. chirping현상은 직접변조시 발생하는 활성층의 내부의 전하 변동에 의한 빛의 이득과 굴절률 변화에 기인된다. DFB LD에서의 chirping양은 다음과 같이 쓸 수 있다<sup>119)</sup>.

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\alpha}{2I(t)} \frac{dI(t)}{dt} \quad (7)$$

여기서  $\psi(t)$ 는 빛의 위상,  $I(t)$ 는 빛의 강도,  $\alpha$ 는 선폭증대계수이다. 식(7)에서 알 수 있는 바와 같이 DFB-LD의 chirping양은 바이어스 전류 값이 높을 수록, 변조전류 양이 적을 수록,  $\alpha$  값이 적을 수록, 변조 bit rate가 적을 수록 작게 얻어짐을 알 수 있다. 위와 같은 여러 가지 chirping에 영향을 주는 요인 가운데, 동일 광출력과 변조속도 조건하에서 chirping양을 줄이기 위해서는  $\alpha$  값이 작은 LD를 설계하여야는 것이 가장 핵심임을 알 수 있다.

선폭증대계수  $\alpha$ 는 굴절률의 전하밀도에 대한 변화율과 미분이득의 비로 정의된다<sup>120-21)</sup>.

$$\alpha = - \frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn_L/dN}{dg/dN} \quad (8)$$

여기서  $\lambda$ 는 발진과장이고  $n$ 은 굴절률,  $g$ 는 광이득, 그리고  $N$ 은 전하밀도이다. 미분이득은 식(3)로 부터 얻어진다. 전하밀도에 따른 굴절률의 변화는 자유전하의 플라즈마효과, 이상분산(anomalous dispersion), 그리고 bandgap shrinkage등에 의해 발생된다. 자유전하의 플라즈마효과에 의한 굴절률의 변화  $\Delta n_{pl}$ 은 전자나 정공이 광자를 흡수하고 같은 때 내의 높은 에너지로 이동함에 의해 발생하는 것으로, Drude model에 의하면 굴절률의 변화  $\Delta n_{pl}$ 은 식(9)와 같이 주어진다<sup>125)</sup>.

$$\Delta n_{pl} = - \left( - \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n_r} \right) \left( \frac{N_c}{m_c} + \frac{P}{m_h} \right) \quad (9)$$

여기서  $e$ 는 전자의 전하량,  $\lambda$ 는 발진과장,  $\epsilon_0$ 는 진공에서의 빛의 속도,  $\epsilon_0$ 는 진공중의 유전율,  $n_r$ 은 물질의 굴절율,  $N_c$ 은 전자밀도,  $P$ 는 정공밀도,  $m_c$ 와  $m_h$ 는 전자와 정공의 유효질량이다. 식(9)에 의하면  $\Delta n_{pl}$ 은 과장의 제곱 및 전하와 정공의 밀도에 비례하므로 장과장이고 발진개시전류가 크면 굴절률 변화를 일으키는

주된 원인이 된다. 또한  $\Delta n_{pl}$ 이 전하밀도에 비례하므로 미분굴절률( $dn_{pl}/dN$ )은 전하밀도에 상관없이 근사적으로 일정한 값을 갖는다.

이상분산은 밴드간 천이에 의해 발생한다. 이상분산에 의한 굴절률의 변화  $\Delta n_a(w)$ 는 자화율  $\chi$ 의 실수부로 표현된다. 밀도행렬을 이용하여 해석한 선형자화율을 이용하여 표현하면 다음과 같다<sup>113-14)</sup>.

$$\Delta n_a(w) = \frac{1}{2\epsilon_0} \sum_{j=1}^i \sum_{j'=1}^{i'} \int_0^{\infty} dk_{||} \left\{ \frac{\rho_{ij} R_{jj'}(E_{ij}, E_{j'j'}) [f_{ij}(E_{ij}) - f_{j'j'}(E_{j'j'})] (\hbar \omega - E_{ij} - E_{j'j'})}{(E_{ij} - E_{j'j'} - \hbar \omega)^2 + (\hbar / \gamma_m)^2} \right\} \quad (10)$$

이상분산에 의한 미분굴절률은 양자우물의 전하밀도가 증가할수록 지수함수적으로 감소하게 된다. Bandgap shrinkage에 의한 굴절률의 변화는 에너지 간격보다 작은 과장 영역에서는 변화가 작기 때문에 본 해석에서는 무시하였다.

(d) 공진 주파수

$\lambda/4$ -shifted SL-MQW DFB-LD의 공진 주파수,  $f_r$ 은 다음과 같이 주어진다<sup>19)</sup>.

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{v_g}{qL} \cdot \frac{\Gamma_{MQW}}{WN_u L_w} \cdot \eta_i (dg/dN) \cdot (1 - \gamma S)(I - I_{th}) \right\}^{1/2} \quad (11)$$

여기서  $v_g$ 는 군속도로 매질 내에서의 빛의 속도 ( $v_g = c/n_r$ ) 이고,  $L$ 은 공진기 길이,  $\Gamma_{MQW}$ 는 MQW의 광가둠계수,  $W$ 는 활성층의 폭,  $N_u L_w$ 는 총 활성층 두께,  $\eta_i$ 는 내부양자효율,  $\gamma$ 는 비선형 이득계수로  $5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ 을 사용하였다<sup>19)</sup>.  $I$ 와  $I_{th}$ 는 각각 동작전류와 발진개시전류이다.  $S$ 는 광자밀도로 식(12)과 같이 표현된다.

$$S = \frac{\Gamma_{MQW}}{WN_u L_w} \cdot \frac{\eta_i}{v_g qL} \cdot \frac{I - I_{th}}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (12)$$

여기서  $\alpha_i$ 은 내부손실이다. MQW구조에서의  $f_r$ 의 증가를 위해서는 미분이득  $dg/dN$ ,  $\frac{\Gamma_{MQW}}{WN_u L_w}$ , 내부양자효율  $\eta_i$ 의 증가가 중요함을 알 수 있다.  $dg/dN$ 과  $\frac{\Gamma_{MQW}}{WN_u L_w}$  값은 양자우물 수  $N_w$ , 양자우물 두께  $L_w$ , 활성층 폭  $W$  등에 의해 변화하게 된다. 내부양자효율  $\eta_i$ 는 MQW구조내의 전하분포 및 재결합율과 광출력양에 따라 변화되는 양이다. 일반적 1.55 μm MQW-LD에서는 공진기길이와 외부양자효율과의 관계로부터 70%~80%정도로 측정되어 지기 때문에 본 연구에서는  $\eta_i=70\%$ 로 일정하다고 가정하였다.

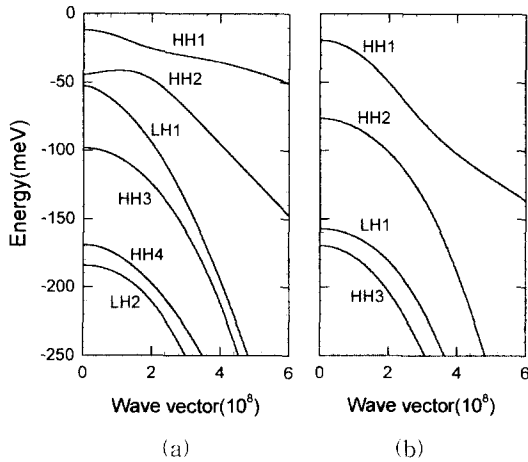


그림 2. 가전자대 에너지 띠 구조  
(a) 두께 80Å 격자정합된  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  ( $\lambda_g=1.15\mu m$ ) 양자우물, (b) 두께 58Å 1.2% 압축변형된  $In_{0.753}Ga_{0.247}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  ( $\lambda_g=1.15\mu m$ ) 양자우물

Fig. 2. Valence subband structure.  
(a) 80Å thick lattice matched  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  ( $\lambda_g=1.15\mu m$ ) QW  
(b) 58Å thick 1.2% compressively strained  $In_{0.753}Ga_{0.247}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  ( $\lambda_g=1.15\mu m$ ) QW

### III. 해석 결과 및 논의

그림 2는 폭 80Å의 격자정합된  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  ( $\lambda_g=1.15\mu m$ ) (a)와 폭 58Å의 1.2% 압축변형된  $In_{0.753}Ga_{0.247}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  ( $\lambda_g=1.15\mu m$ ) (b)의 양자우물에서의 가전자대의 에너지 띠 구조의 해석결과를 비교하여 놓았다. 두 경우 모두 이득피크파장은  $1.55\mu m$  부근이다. 격자정합된  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  양자우물의 경우 무거운 정공의 부 띠(subband) 4개(HH)와 가벼운 정공의 부 띠(LH) 2개로 구성되어 있다. 이 가운데 LD의 발진특성에 가장 영향을 많이 미치는 HH1과 HH2 부 띠는 in-plane 유효질량이 큰 LH1 부 띠와의 에너지 간격이 좁아 강한 혼합효과가 발생하여 HH1과 HH2 부 띠의 유효질량이 커져 있음을 알 수 있다. 이에 반해 1.2% 압축변형된  $In_{0.753}Ga_{0.247}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}$  ( $\lambda_g=1.15\mu m$ ) 양자우물은 무거운 정공의 부 띠 3개(HH)와 가벼운 정공의 부 띠(LH) 1개로 구성되어 있으며, 또한 부 띠간 에너지 간격이 넓어 HH1 밴드의 유효질량이 작아져 있음을 알 수 있다. 이는 양자우물에 압축변형을 도입함으로써 양자우물폭이 좁아

진 효과와 LH 부 띠와 HH 부 띠간의 척력으로 인해 LH1 부 띠와 HH 부 띠간의 에너지 간격이 커져 혼합효과가 줄어들었기 때문이다. 그림 2(b)로 부터 적당히 압축변형된 InGaAsP 양자우물을 사용하면 가전자대의 유효질량이 감소해 LD의 미분이득이 크게 증가될 수 있음을 예측할 수 있다.

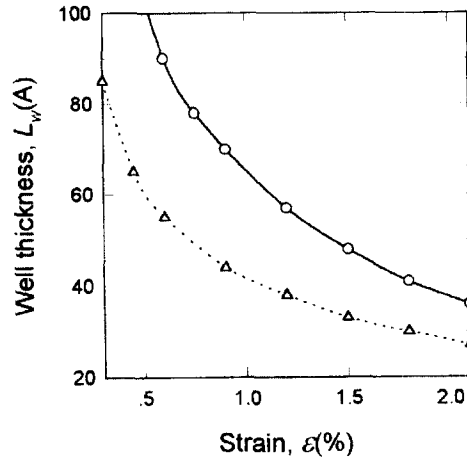


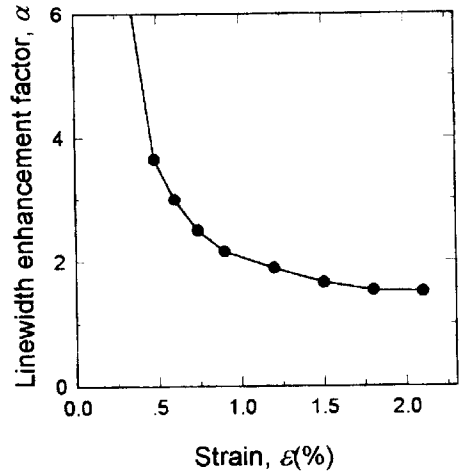
그림 3. 최대 이득의 파장이  $1.55\mu m$ 일 때 압축변형량에 따른 양자우물 두께  
(○; quaternary  $In_xGa_{1-x}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}(1.15\mu m)$  QW, △; ternary  $In_xGa_{1-x}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}(1.15\mu m)$  QW)

Fig. 3. QW thickness as a function of compressive strain amount at gain peak wavelength =  $1.55\mu m$  (○; quaternary  $In_xGa_{1-x}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}(1.15\mu m)$  QW, △; ternary  $In_xGa_{1-x}As_{0.9}P_{0.1}/In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.4}P_{0.6}(1.15\mu m)$  QW)

그림 3은 3원화합물 InGaAs와 4원화합물 InGaAsP 물질을 양자우물로 사용한 경우에 대해, 최대 이득이  $1.55\mu m$ 를 갖도록 양자우물 두께를 압축변형량에 따라 구한 것이다. ○는 As의 조성비가 0.9인 4원화합물 InGaAsP를 양자우물로 사용하였을 경우이고, △는 3원화합물 InGaAs를 사용한 경우를 나타낸다. 전위장벽으로서는 두 경우 모두 InP와 격자정합을 이루고 있는  $1.15\mu m$  InGaAsP를 사용하였다. InP와 격자정합되는 양자우물의 조성비는 4원화합물인 경우  $In_{0.58}Ga_{0.42}As_{0.9}P_{0.1}$ 일 때이고 3원화합물인 경우는  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 일 때이다. As의 조성비를 고정시키고 In의 조성비를 증가시키면 격자상수가 증가하기 때문에 압축변형량은 증가하나, 반면에 에너지 간격이 줄어들어  $1.55\mu m$  파장을 갖게 하기 위해서는 양자우물의 폭은

줄여주어야 한다. 압축변형량이 1%~1.5%정도에서 3원화합물의 양자우물폭은 30~40Å인 반면, 4원화합물의 양자우물폭은 50~60Å으로 약 20Å정도 넓게 할 수 있음을 알 수 있다. 4원화합물을 양자우물로 사용하면 3원화합물의 경우보다 양자우물폭의 확대가 가능해 단위 양자우물당 광가득계수가 증가하여 발진개시 전류밀도의 저감이 가능하며, 또한 성장시 양자우물 폭의 불균일성이 이득스펙트럼에 미치는 영향 역시 줄어들 수 있을 것이다.

그림 4에서는 최적의 압축변형량을 찾기 위해  $N_w=7$ 인  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{InGaAsP}$  QW에 대해 압축변형량을 증가시키면서 발진개시전류밀도, 미분굴절률과 미분이득, 그리고 선폭증대계수에 대한 변화를 살펴보았다. 그림 4(a)는 압축변형량에 따른 발진개시전류밀도를 구한 것으로 압축변형량이 증가하면 그림2에서 설명한 바와 같이 띠 혼합효과의 감소에 의해 상태밀도



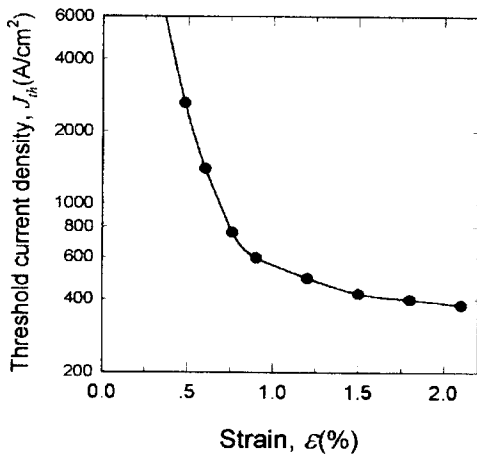
(c)

그림 4.  $N_w=7$ 인  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $1.15\mu\text{m}$ )MQW LD의 압축변형량에 따른 발진개시전류밀도, 미분굴절률과 미분이득, 선폭증대계수

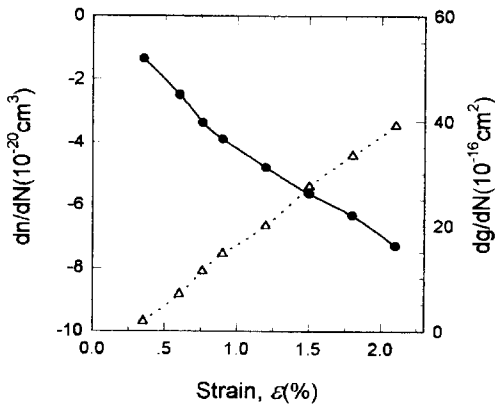
(a) 압축변형량에 따른 발진개시전류밀도, (b) 압축변형량에 따른 미분굴절률(●)과 미분이득(Δ), (c) 압축변형량에 따른 선폭증대계수

Fig. 4. Threshold current density, differential refractive index, differential gain, linewidth enhancement factor of  $N_w=7$   $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $1.15\mu\text{m}$ )MQW LD as a function of strain amount.

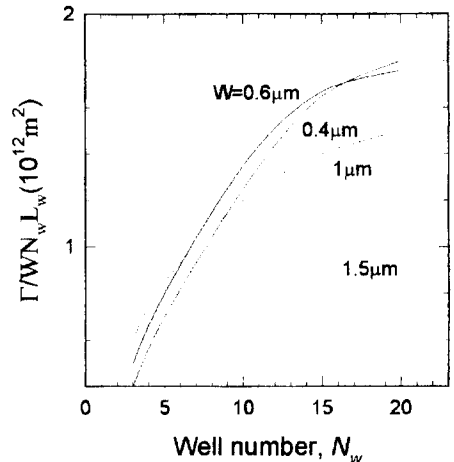
(a) Threshold current density as a function of strain amount, (b) Differential refractive index(●) and differential gain(Δ) as a function of strain amount, (c) Linewidth enhancement factor as a function of strain amount



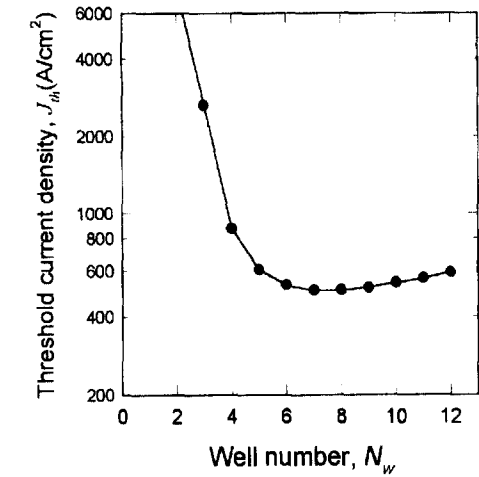
(a)



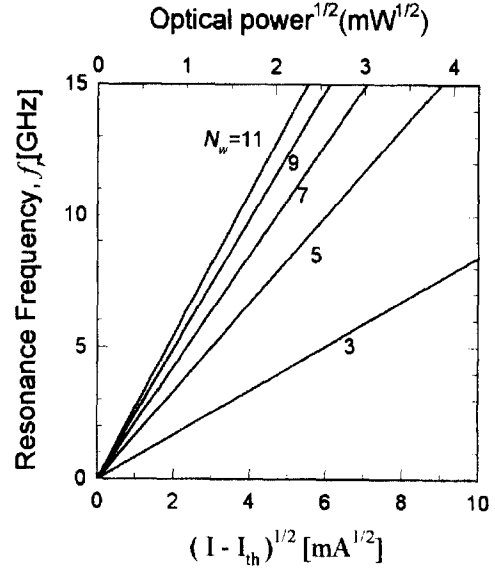
(b)



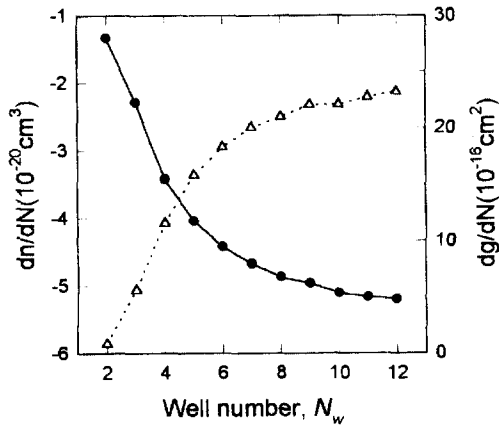
(a)



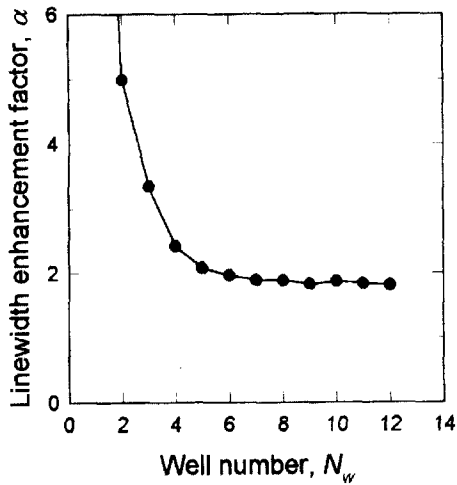
(b)



(e)



(c)



(d)

그림 5.  $L_w=58 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon=1.2\%$ 인  $\text{In}_{0.733}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $1.15 \mu\text{m}$ ) MQW LD의 양자우물 수에 따른 발진개시전류밀도, 미분굴절률과 미분이득, 선폭증대계수 (a) 양자우물 수에 따른 활성층 단위 면적당 광가둠계수, (b) 양자우물 수에 따른 발진개시 전류밀도, (c) 양자우물 수에 따른 미분굴절률 (●)과 미분이득 (△), (d) 양자우물 수에 따른 선폭증대계수, (e)  $L_w=58 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon=1.2\%$ 인  $\text{In}_{0.733}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $1.15 \mu\text{m}$ )의 공진 주파수를 양자우물 수에 따라서 전류의 함수로 구하였다.

Fig. 5. Threshold current density, differential refractive index, differential gain, linewidth enhancement factor of  $L_w=58 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon=1.2\%$ 인  $\text{In}_{0.733}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $1.15 \mu\text{m}$ ) MQW LD as a function of well number (a) Optical confinement factor per unit active area as a function of well number, (b) Threshold current density as a function of well number, (c) Differential refractive index (●) and differential gain as a function of well number (△), (d) Linewidth enhancement factor as a function of well number, (e) Relaxation oscillation frequency as a function of square root of  $(I - I_{th})$  with a various well number

함수가 감소하므로 광이득이 증가하여 발진개시전류밀도가 감소하게 된다. 그러나 1% 이상의 압축변형량에 대해서는 큰 변화가 없는데 이는 이미 상태밀도함수가 충분히 감소하여 미분이득의 증가폭이 둔화되는데 반



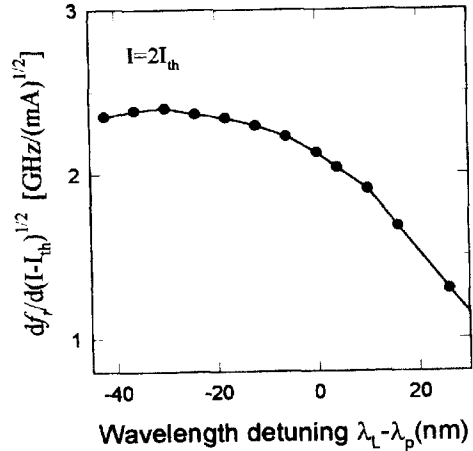
해, 압축변형량이 증가할수록 1.55  $\mu\text{m}$  이득피크과장을 위한 양자우물 두께는 점점 얇아져 광가동계수가 줄어들기 때문이다. 그림 4(b)는 선폭중대계수의 해석을 위해 미분굴절률(실선)과 미분이득(점선)을 압축변형량의 변화에 따라 구한 것이다. 미분굴절률의 변화는 자유전하의 플라즈마효과와 이상분산에 의한 영향을 고려하여 해석하였다. 플라즈마효과에 의한 미분굴절률은 식(9)에서 알 수 있는 바와 같이 일정한 값을 갖게 되며 유효질량에 반비례한다. 압축변형량이 도입됨에 따라 정공의 유효질량이 변화함으로써 플라즈마효과에 의한 미분굴절률의 변화  $dn_p/dN$ 는 다소 커지나, 압축변형 약1%이상에서는 압축변형효과가 이미 포화상태에 접어들기 때문에  $dn_p/dN$ 에 거의 변화가 없게 된다. 압축변형 약1%~1.5%영역에서는  $dn_p/dN$ 은 약  $1.0 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$  정도로 거의 일정하게 해석되었다. 이에 반해 이상분산에 의한 미분굴절률의 변화  $dn_a/dN$ 는 식(10)에서 알 수 있는 바와 같이 발진개시전하밀도의 절대양에 영향을 받는다.  $dn_a/dN$ 의 값은 압축변형량이 증가할수록 선형적으로 증가하는데 이는 압축변형량의 증가할수록 발진개시전하밀도가 낮아지기 때문이다. 압축변형 1%~1.5%영역에서는  $dn_a/dN$ 의 절대값은  $dn_p/dN$  값 보다 약5~6배 정도 큰 값을 갖는다. 미분이득도 이상분산과 같은 이유로 압축변형량이 증가함에 따라 선형적으로 증가하여 압축 변형량이 1.2%일 때  $dg/dN = 20 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 으로 격자정합된  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InGaAsP}$  QW의  $3 \times 10^{-16} \text{cm}^2$  보다 7배정도 큰 값을 얻을 수 있었다. 선폭중대계수(그림4(c))는 미분굴절률을 미분이득으로 나눈 값에 비례하므로 압축변형량이 증가함에 따라 감소하지만 압축변형량이 1%를 넘으면 감소율이 줄어들어 거의 일정한 값을 유지하게 된다. 특히 압축변형이 0.5%미만에서는 압축변형량의 감소에 따라 급격히 증가함을 알 수 있다. 이는  $dg/dN$ 과  $dn_a/dN$ 은 압축변형량의 감소에 따라 거의 선형적으로 감소함에 반하여,  $dn_p/dN$ 은 압축변형량에 거의 상관없이 일정하여  $dn_p/dN$ 효과가 크게 나타나기 때문이다. 지금까지 발진개시전류밀도와 선폭중대계수의 관점에서 본 바에 의하면 최적의 압축변형량은 1.2%내외가 적합한데 1%이하에서는 발진개시전류밀도와 선폭중대계수가 급격히 증가하고 1.5% 이상이 되면 결정성의 열화 측면에서 문제가 되기 때문이다.

양자우물 구조의 최적화에서 양자우물의 조성(압축변형량) 및 두께와 더불어 중요한 것은 최적의 양자우물수

를 찾는 것이다. 그림 5(a)는 2차원 광분포를 weighted-index방법으로 해석하여 활성층 단위 면적당 광가동계수를 구한 것으로 양자우물 수가 증가할수록 빛을 활성층에 모아주어 증가하지만 양자우물 수  $N_w$ 가 15개를 넘으면 활성층 단위 면적당 광구속계수는 거의 일정한 값을 유지하는 것을 알 수 있다. 그러나  $N_w$ 가 10이상인 경우는 압축변형량의 축적이 심하여져 결정성이 나빠지거나, 양자우물에 고르게 전하가 분포되지 않아 오히려 미분이득이 감소하는 문제점이 있음이 보고되고 있다<sup>[5][19]</sup>. 이러한 이유로  $N_w$ 는 10 이하에서 주로 사용된다.  $N_w=5\sim 10$ 인 경우 그림5(a)로 부터  $W=0.6 \mu\text{m}$ 에서 최대치를 갖음을 알 수 있었다.

이는  $W < 0.6 \mu\text{m}$  경우는 축방향의 광가동계수가 작아지고,  $W > 0.6 \mu\text{m}$ 인 경우는  $\frac{\Gamma_{MQW}}{WN_w L_w}$ 의 분모값이 커지기 때문이다. 그러나  $W=0.6 \mu\text{m}$  정도로 좁게 가공하기 위해서는 매우 정밀한 사진식각공정과 에칭공정이 필요할 뿐만 아니라, 활성층폭의 불균일성에 기인한 도파로 산란손실을 쉽게 증가할 수 있는 단점이 있다. 본 연구에서는 이러한 점을 감안하여  $W=0.6 \mu\text{m}$  보다 다소 넓은  $W=1.0 \mu\text{m}$ 로 가정하였다. 그림 5(b)는 양자우물 수에 따른 발진개시전류밀도를 구한 것이다. 양자우물 수가 증가하면 그림 5(a)에서 살펴본 바와 같이 광가동계수가 증가하기 때문에 광이득이 증가하여 발진개시전류밀도를 감소시키게 된다. 그러나 양자우물 수를 계속 증가시키면 활성층의 면적이 증가하여 광이득의 증가에 의한 효과를 상쇄하기 때문에 일정한 값을 넘으면 다시 활성층 면적에 비례하여 발진개시전류밀도가 증가하게 된다. 압축변형이 1.2%인  $\text{In}_{0.753}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{InGaAsP}$  QW의 경우, 양자우물 수가  $N_w = 7$ 에서 발진개시전류밀도가 최소인  $J_{th} = 500 \text{A}/\text{cm}^2$ 를 갖는다. 그림 5(c)는 미분굴절률과 미분이득을 양자우물 수의 함수로 구하였다. 이상분산에 의한 미분굴절률의 감소는 낮은 발진개시전하밀도에서 큰 값을 갖는데 양자우물 수가 증가하면 광이득이 증가하므로 미분굴절률의 감소는 증가하게 된다. 양자우물수  $N_w$ 에 따른 전체 미분굴절률  $dn/dN$ 의 변화를 그림 5(c)에 실선으로 나타내었다.  $N_w$ 가 7이상인 경우  $dn/dN$  값은 거의 포화특성을 나타내고 있는데, 이는 이상분산에 의한 미분굴절률  $dn_a/dN$ 이 전체  $dn/dN$ 에 미치는 효과가 지배적이고  $dn_a/dN$ 을 결정하는 발진개시전하밀도의 변화가 그림5(b)에서 알 수 있는 바와 같이 거의 없기 때문이다. 미분이득  $dg/dN$ 도  $N_w=7$  근처까

지는 광가둠계수의 증가에 의해 발진개시전하밀도가 감소하여 증가하지만 그 이상에서는 발진개시전하밀도의 변화가 작기 때문에 약  $20 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$ 의 값으로 거의 일정하게 된다. 그림 5(d)는 양자우물 수에 따른 선폭증대계수를 구한 것으로  $N_w=5$ 이상에서는 거의 일정한 값을 유지하므로 5개 이상의 양자우물을 사용하면 충분하다. 그림 5(e)는  $L_w=58 \text{\AA}$ ,  $\epsilon=1.2\%$ 인  $\text{In}_{0.733}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ ( $1.15 \mu\text{m}$ )의 공진 주파수를 양자우물 수에 따라서 전류의 함수로 구하였다. 공진 주파수를 결정짓는 주된 요인은 미분이득과 활성층 단위 면적당 광가둠계수인데 양자우물 수가 증가하면 미분이득과 활성층 단위면적당 광가둠계수의 증가에 의해 공진 주파수는 증가하게 된다. 그러나  $N_w=7$ 를 넘으면 미분이득이 그림 5(c)와 같이 일정한 값을 유지하고 활성층 단위 면적당 광가둠계수도 많이 증가하지 않기 때문에 큰 차이가 없는 것을 알 수 있다.  $N_w=7$ 인 경우 발진개시전류밀도가  $I_{th}=2\text{mA}$ 이고 2.5GHz를 얻기 위해서는  $I=3.4\text{mA}$ , 5GHz는  $I=7.6\text{mA}$ , 10GHz는  $I=24.12\text{mA}$ 에서 얻어진다. 지금까지 발진개시전류밀도, 선폭증대계수, 공진 주파수를 양자



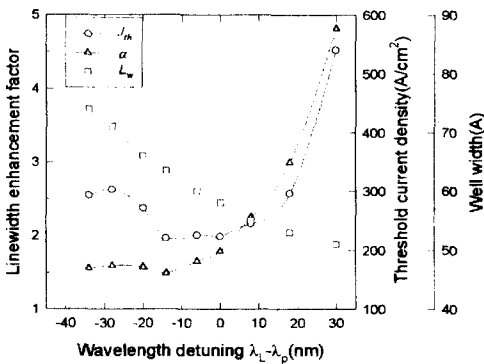
(c)

그림 6. 발진파장이  $1.55 \mu\text{m}$ 인  $\lambda/4$  shifted DFB LD의 detuning양에 따른 발진개시전류밀도와 선폭증대계수

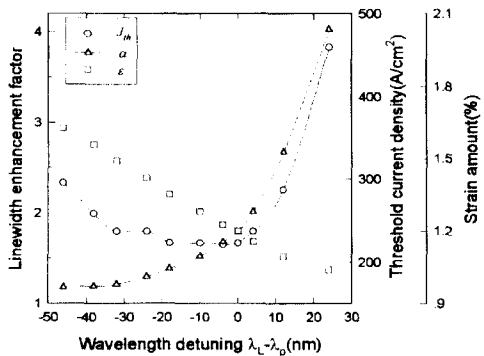
(a) 이득피크파장이  $1.55 \mu\text{m}$ 인  $\epsilon=1.2\%$ 인  $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $1.15 \mu\text{m}$ )의 양자우물 두께를 변화하여 detuning양에 따른 발진개시전류밀도( $\circ$ )와 선폭증대계수( $\wedge$ ).  $\square$ 는 detuning양에 따른 양자우물의 두께를 나타낸다. (b) 양자우물 폭이  $58 \text{\AA}$ 인  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  ( $1.15 \mu\text{m}$ )의 In의 조성비를 변화시켜 detuning양에 따른 발진개시전류밀도( $\circ$ )와 선폭증대계수( $\triangle$ ). In의 조성비가 0.753일 때 최대 이득의 파장이  $1.55 \mu\text{m}$ .  $\square$ 는 detuning양에 따른 압축변형량을 나타낸다. (c)  $N_w=7$ ,  $L_w=58 \text{\AA}$   $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ ( $1.15 \mu\text{m}$ ) QW의 detuning에 따른  $df/d(I-2I_{th})^{1/2}$ 를  $I=2I_{th}$ 에서 구하였다.

Fig. 6. Threshold current density and linewidth enhancement factor of  $1.55\text{mm}$   $\lambda/4$  shifted DFB-LD as a function of detuning amount.

(a) Threshold current density( $\circ$ ) and linewidth enhancement factor( $\wedge$ ) of peak-gain =  $1.55 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon=1.2\%$   $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ ( $1.15 \mu\text{m}$ ) as a function of wavelength detuning by controlling well thickness.  $\square$  indicates well thickness. (b) Threshold current density( $\circ$ ) and linewidth enhancement factor( $\triangle$ ) of gain-peak =  $1.55 \mu\text{m}$ ,  $L_w=58 \text{\AA}$   $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ ( $1.15 \mu\text{m}$ ) as a function of wavelength detuning by controlling In-composition of InGaAsP well.  $\square$  indicates strain amount. (c)  $df/d(I-2I_{th})^{1/2}$  of  $N_w=7$ ,  $L_w=58 \text{\AA}$   $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ ( $1.15 \mu\text{m}$ ) QW as a function of detuning amount at  $I = 2I_{th}$ .



(a)



(b)

우물 수에 따라 살펴보았는데 7개 정도가 적당함을 알 수 있었다.

DFB-LD인 경우, 발진파장  $\lambda_L$ 과 이득피크파장  $\lambda_p$ 을 독립적으로 제어하여 발진파장을 이득피크 파장보다 단파장으로 하면 미분이득을 증가시킬 수 있다. 미분이득이 증가하면 작은 선폭증대계수와 큰 공진 주파수를 얻을 수 있어 동적과장친이름 줄이고 대역폭을 넓힐 수 있다. 그러나 발진개시전류밀도는 이득피크 파장에서 얻은 발진개시전류밀도보다 증가하기 때문에 최적의 detuning양( $\lambda_L - \lambda_p$ )을 결정하는 것이 중요하다. 압축변형의 MQW활성층을 갖는 DFB-LD에서 발진파장을 1.55  $\mu\text{m}$ 으로 유지하면서 이득피크파장을 detuning하는 방법에는 2가지 경우를 생각할 수 있다. 첫째째로서 양자우물의 조성이 일정한 상태에서 양자우물폭을 변화시켜서 이득피크파장을 조절하는 방법이 있으며, 두번째는 양자우물폭이 일정한 상태에서 양자우물의 조성을 변화시켜 이득피크파장을 조절하는 방법이다.

그림 6(a)은 DFB-LD의 발진파장  $\lambda_L$ 이 1.55  $\mu\text{m}$ 이고 활성층이 1.2% 압축변형된  $\text{In}_{0.753}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}(1.15 \mu\text{m})(N_w=7)$ 로 구성된 다중양자우물구조에서 양자우물 폭을 변화시켜 발진파장  $\lambda_L$ 과 이득피크파장  $\lambda_p$ 와의 차이에 해당하는 detuning양 ( $\lambda_L - \lambda_p$ )에 따른 선폭증대계수( $\wedge$ )와 발진개시전류밀도( $\odot$ )의 변화를 나타내었다.  $\square$ 는 detuning양에 따른 양자우물 두께를 표시한다. 양자우물 폭이 58 Å일 때 이득피크파장이 발진파장 1.55  $\mu\text{m}$ 와 일치하나 양자우물 폭을 58 Å보다 줄이면 부 띠간의 차이가 커지므로 이득피크파장이 단파장으로 이동하게 된다. 이 경우에는 광이득과 미분이득이 급격히 감소하기 때문에 선폭증대계수와 발진개시전류밀도는 모두 급격하게 증가한다. 또한 양자우물 폭이 58 Å보다 넓어지면 이득피크파장이 발진파장 보다 장파장편에 위치하게 되어 미분이득이 증가하여 선폭증대계수가 감소하게 된다. 그러나 발진개시전류밀도는 detuning양이 약 15nm보다 적은 경우에는 큰 변화가 없지만 detuning양이 -15nm보다 더욱 적어지면 갑자기 증가하게 된다. 이는 15nm이하에서는 가전자대 부띠가 4개였지만 -15nm를 넘으면 가전자대 부띠가 5개로 변하면서 미분이득이 감소하기 때문이다. 그러므로 이 경우의 detuning양은 -15nm정도가 적당함을 알 수 있으며, 이 때의 양자우물폭은 64 Å이다.

그림 6(b)는 양자우물 폭이 58 Å인  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}(1.15 \mu\text{m})(N_w=7)$ 의 발진파장을 1.55  $\mu\text{m}$ 로 고정하고 In의 조성비를 변화시켜 이득피크파장을 변화시키면서 detuning양( $\lambda_L - \lambda_p$ )에 따른 선폭증대계수와 발진개시전류밀도의 변화를 구한 것이다. In의 조성비가 0.753일 때 이득피크파장이 1.55  $\mu\text{m}$ 이 된다. In의 조성비가 0.753보다 줄어들면 압축변형양이 줄면서 이득피크파장이 단파장으로 이동하여 선폭증대계수와 발진개시전류밀도가 급격하게 증가한다. 또한 In의 조성비가 0.753 보다 증가하게 되면 압축변형양이 늘어나 이득피크파장이 장파장 편으로 이동하고 미분이득의 증가에 의해 선폭증대계수가 감소한다. 그러나 detuning양이 -20nm를 넘으면 발진개시전류가 서서히 증가하기 시작하기 때문에 detuning양은 -20nm 정도가 적합하다고 생각된다. -20nm detuning한 경우 선폭증대계수는 1.4으로 detuning하지 않은 때의 1.8과 비교할 때 발진개시전류밀도는 같은 값을 유지하면서 선폭증대계수를 20%정도 감소시킬 수 있었다.

그림 6(c)는  $N_w=7$ ,  $L_w=58 \text{Å}$ ,  $\epsilon=1.2\%$ 인  $\text{In}_{0.753}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}(1.15 \mu\text{m})$ 에 대해 detuning양에 따른 공진 주파수의 변화율( $df_r/d(I - I_{th})^{1/2}$ )을 살펴본 것이다. 발진파장이 이득피크파장에 비해 장파장이면 미분이득이 감소하기 때문에 공진 주파수가 감소하고 이득피크파장에 비해 단파장이면 미분이득이 증가하기 때문에 공진 주파수가 증가하지만 detuning양이 -30nm를 넘으면 미분이득의 감소로 인해 오히려 감소하게 된다. detuning양이 -20nm 일때의  $df_r/d(I - I_{th})^{1/2}=2.7 \text{ GHz}/(\text{mA})^{1/2}$ 으로 이득피크파장에서의  $df_r/d(I - I_{th})^{1/2}=2 \text{ GHz}/(\text{mA})^{1/2}$ 보다 약35%정도 증가하였다.

## V. 결론

종래의 3원화합물 InGaAs 양자우물 대신에 4원화합물 InGaAsP를 활성층으로 사용한 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAsP/InGaAsP SL-MQW DFB-LD에 있어서 고속직접 변조시 요구되는 낮은 발진개시전류밀도, 적은 선폭증대계수, 그리고 높은 공진주파수를 주는 압축변형의 다중양자우물구조를 최적화하였다. 최대이득 파장이 1.55  $\mu\text{m}$ 가 되도록 양자우물 두께를 압축변형량에 따라 비교한 결과, 4원화합물 InGaAsP 활성층을 사용한 양자

우물 구조의 최적 구조는 다음과 같다. 압축변형량 이 1%이하인 경우는 이 증가함에 따라 발진개시전류밀도와 선폭증대계수는 개선이 두드러지나, 이 1%이상 증가하면 이득피크파장이  $1.55\mu\text{m}$ 가 되기 위한 양자우물 폭이 너무 얇아져 발진개시전류밀도와 선폭증대계수의 변화가 거의 없게 된다. 따라서 최적의 압축변형량은 결정성의 열화가 거의 무시 가능하다고 알려져 있는 1~1.5%적당하다. 이 경우 4원화합물 InGaAsP의 양자우물 두께는 동일 압축변형량에 필요한 3원화합물 InGaAs의 양자우물 두께 보다 20Å정도 두꺼운 50~60Å정도가 되기 때문에 결정성장시 발생하는 두께 혹은 조성의 불균일성에 기인한 이득스펙트럼의 퍼짐에 대한 영향을 크게 줄어 들 수 있음이 기대된다.  $\epsilon = 1.2\%$ 의 양자우물조성에 대해 최적의 양자우물 수를 조사하여 양자우물 수  $N_w=7$ 정도가 최적임을 알 수 있었다. 이는 발진개시전류밀도는 양자우물 수  $N_w=7$ 에서 최소가 되며, 선폭증대계수와 공진주파수 특성은  $N_w$ 가 증가함에 따라 개선되나  $N_w>7$  경우는 그리 큰 특성향상이 없었기 때문이다. 본 논문에서 제시한 최적구조를 정리하면 양자우물 수는 7개, 압축변형량은 1.2%, 양자우물 두께는 58Å이고 다층양자우물 활성층의 조성비는  $\text{In}_{0.753}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}(1.15\mu\text{m})$ 이었다. 이 최적구조에 대한 해석결과, 발진개시전류밀도는  $500\text{A}/\text{cm}^2$ , 선폭증대계수는 1.8, 공진주파수는  $df_r/d(I-I_{th})^{1/2} = 2$  [GHz/(mA)<sup>1/2</sup>] 으로  $N_w=7$ ,  $L_w=80\text{\AA}$ , 격자정합된  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}(1.15\mu\text{m})$  MQW-LD의 발진개시전류밀도  $4500\text{A}/\text{cm}^2$ , 선폭증대계수는 4.5, 공진주파수는  $df_r/d(I-I_{th})^{1/2} = 0.91$  [GHz/(mA)<sup>1/2</sup>] 와 비교하여 발진개시전류밀도는 90%, 선폭증대계수는 40% 줄일 수 있었고, 공진주파수는  $(I-I_{th})^{1/2}$ 에 대한 기울기를 2배이상 증가시킬 수 있었다.

DFB-LD인 경우 발진파장( $\lambda_L$ )과 이득피크파장( $\lambda_p$ )과의 차를 조절할 수 있어 미분이득의 증대가 가능하며, 선폭증대계수와 공진주파수특성 향상이 가능하다. 발진파장이  $1.55\mu\text{m}$ 이고 양자우물수  $N_w=7$ 로 일정한 경우 1.2% 압축변형된  $\text{In}_{0.753}\text{Ga}_{0.247}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}(1.15\mu\text{m})$  SL-MQW의 양자우물폭을 변화시켜 detuning 양( $\lambda_L - \lambda_p$ )에 따른 발진특성을 살펴보았다. 이 경우 발진개시전류밀도의 특성열화가 거의 없으면서 선폭증대계수와 공진주파수특성향상이 가능한 detuning양은 약 -15nm정도가 유효함을 알 수

있었다. 또한 발진파장이  $1.55\mu\text{m}$ , 양자우물수  $N_w=7$ , 양자우물 두께  $L_w=58\text{\AA}$ 로 일정한 경우  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}/\text{In}_{0.82}\text{GaAsP}(1.15\mu\text{m})$ 의 양자우물의 In조성  $x$ 를 변화시켜 detuning 양( $\lambda_L - \lambda_p$ )에 따른 발진특성을 살펴보았다. 이 방법은 양자우물폭을 이용한 detuning방법보다 넓은 -20nm의 detuning영역에 걸쳐 발진개시전류밀도의 특성열화가 거의 없으면서 선폭증대계수와 공진주파수특성향상이 가능함을 알 수 있었다. -20nm detuning한 경우 선폭증대계수는 1.4, 공진 주파수의 증가량은  $df_r/d(I-I_{th})^{1/2}=2.7$  GHz/(mA)<sup>1/2</sup>의 값을 얻었는데, 이러한 값들은 detuning하지 않았을 때의  $\alpha=1.8$ ,  $df_r/d(I-I_{th})^{1/2}=2.0$  GHz/(mA)<sup>1/2</sup>와 비교해 각각 20%와 35%정도 개선된 값이다.

#### 감사의 글

※ 본 연구는 한국과학기술원 광전자연구센터 및 한양대학교 EM&C를 통한 한국과학재단 우수연구센터 지원금에 의한 것입니다.

#### 참고 문헌

- [1] T. Ikegami, K. Kobayashi, and Y. Sue-matsu, Transient phenomena in modulate light output from semiconductor lasers, IECE of Japan, vol. 53-B(5), 53, 1970.
- [2] C. Millar, M. Brierley, M. Hunt, and S. Carter, Efficient up-conversion pumping at 800nm of an erbium-doped fluoride fiber laser operation at 850nm, *Electron. Lett.*, vol 26. pp. 1871-1873, 1990.
- [3] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, An ultimately low-loss single-mode fiber at  $1.55\mu\text{m}$ , *Electron. Lett.*, vol. 1, pp. 106-108, 1979.
- [4] Y. Matsui, M. Nakajima, H. Horikawa, T. Kunii, Y. Ogawa, and T. Kamijoh, High speed operation of strained-layer InGaAsP MQW distributed feedback lasers with low chirping, in *Tech. Dig. Opt. Fiber Commun. Conf.*, San Jose, CA, pp. 271, 1992.
- [5] P. J. A. Thijs and T. van Dongen, High quantum efficiency, high power, modu-

- lation doped InGaAs strained-layer quantum well laser diodes emitting at 1.5  $\mu\text{m}$ , *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1735-1737, 1989.
- [6] M. Silver and E. P. O'Reilly, Optimization of long wavelength InGaAsP strained quantum-well lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, pp. 1193-1200, 1995.
- [7] Peter J. A. Thijs, Luuk F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, and Teus van Dongen, Progress in long-wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor lasers and amplifiers, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 477-499, 1994.
- [8] M. Gault, P. Mawby, A. R. Adams, and M. Towers, Two-dimensional simulation of constricted-meta InGaAsP/InP buried-heterostructure lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 1691-1700, 1994.
- [9] K. Uomi, T. Tsuchiya, H. Nakano, M. Aoki, M. Suzuki, N. Chinone, High-speed and ultralow chirp 1.55  $\mu\text{m}$  multiquantum well 1/4-shifted DFB lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1705-1713, 1991.
- [10] M. Asada and Y. Suematsu, The effects of loss and nonradiative recombination on the temperature dependence of threshold current in 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, pp. 917-923, 1983.
- [11] H. Olesen, J. I. Shim, M. Yamaguchi, and M. Kitamura, Proposal of novel gain-levered MQW DFB lasers with high and red-shifted FM response, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 559-602, 1993.
- [12] M. Yamada and Y. Suematsu, Analysis of gain suppression in injection lasers, *J. Appl. Phys.*, vol. 52, pp. 2653-2664, 1981.
- [13] M. Asada and Y. Suematsu, Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-gain and gain-suppression in semiconductor lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, pp. 434-441, 1985.
- [14] D. Ahn, S. L. Chuang, Optical gain in a strained-layer quantum-well laser, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, pp. 2400-2406, 1988.
- [15] J. M. Luttinger and W. Kohn, Motion of electrons and holes in perturbed fields, *Phys. Rev.*, vol. 97, pp. 869-883, 1955.
- [16] A. Twardowski and C. Hermann, Variational calculation of polarization of quantum-well photoluminescence, *Phys. Rev. B*, vol. 35, pp. 8144-8153, 1987.
- [17] M. Altarelli, U. Ekenberg, and A. Fasolino, Calculations of hole subbands in semiconductor quantum wells and superlattices, *Phys. Rev. B*, vol. 32, pp. 5138-5143, 1985.
- [18] R. Poerschke, Data in science and technology, Springer-Verlag, 1991.
- [19] C. Henry, Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 4, pp. 288-297, 1986.
- [20] M. Osinski and J. Buus, Linewidth broadening factor in semiconductor lasers-an overview, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, pp. 9-29, 1987.
- [21] C. A. Green, N. K. Dutta, and W. Watson, Linewidth enhancement factor in InGaAsP/InP multiple quantum well lasers, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, pp. 1409-1410, 1987.
- [22] N. K. Dutta, J. Wynn, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, Linewidth enhancement factor in InGaAsP/InP multiple quantum well lasers, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 2293-2294, 1990.
- [23] T. Ohtoshi and N. Chinone, Linewidth enhancement factor in strained quantum well lasers, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, pp. 117-119, 1989.
- [24] F. Kano, T. Yamanaka, N. Yamamoto, H. Mawatari, Y. Tohmori, and Y. Yoshikuni, Linewidth enhancement factor in InGaAsP/InP modulation-doped strained multiple-quantum-well lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 533-537, 1994.
- [25] Y. Suematsu and A. R. Adams, Semi-

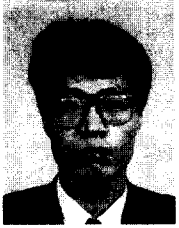
conductor lasers and photonic intergrated

circuits, Chaman &amp; hall, 1994.

---

 저 자 소 개
 

---



沈鍾寅(正會員)

1960년 12월 2일생. 1983년 2월 서울대학교 전자공학과 졸업(B.S.). 1985년 2월 서울대학교 전자공학과 대학원 졸업(M.S.). 1992년 3월 동경공업대학 물리전자공학과 졸업(Ph. D.). 1985년 2월 ~ 1988년 1월 한국전자통신연구소 연구원. 1992년 4월 ~ 1994년 2월 일본전기주식회사(NEC) 쓰쿠바 연구소 연구원. 1994년 3월 ~ 현재 한양대학교 공학대학 전자공학과 조교수. 주관심분야는 광통신용 반도체 광소자

韓百亨(正會員)

1938년 8월 21일생. 1965년 2월 한양대학교 자연과학대학 물리학과 졸업. 1972년 8월 미구 ST.Louis대학 물리학 Ph.D. 1974년 3월 ~ 현재 한양대학교 물리학과 교수