

편광 비의존형 반도체 광 증폭기를
위한 δ -strained InGaAs/InGaAsP
양자우물구조의 연구

연세대학교 대학원

전자공학과

조 용 상

편광 비의존형 반도체 광 증폭기를
위한 δ -strained InGaAs/InGaAsP
양자우물구조의 연구

지도 최 우 영 교수

이 논문을 석사학위논문으로 제출함


1998년 12월 일


연세대학교 대학원


전자공학과

조 용 상

조용상의 석사학위논문을 인준함

심사위원 최우영 

심사위원 이성 

심사위원 한상국 

연세대학교 대학원

1998년 12월 일

감사의 글

먼저 내 삶에 인도자 되신 하나님께 감사드립니다. 오랫동안 저를 지켜봐 주시고 관심을 가져주신 모든 분들께 감사드립니다. 낯선 대학원 생활에 끝임 없는 관심과 배려를 아끼지 않으셨던 저의 지도교수님인 최우영 교수님과 KIST의 김선호 박사님 그리고 이석 박사님께 감사드립니다. 또한, 부족한 본 논문을 심사해 주시고 부족한 점을 꼼꼼하게 지도해 주셨던 한상국 교수님께 감사드립니다. 또한 대학원 생활동안에 많은 가르침을 주셨던 김봉열 교수님, 그리고 박규태 교수님, 차일환 교수님, 이상배 교수님, 강창언 교수님, 박한규 교수님, 이문기 교수님, 박민용 교수님, 윤대희 교수님, 김재희 교수님, 이재웅 교수님, 흥대식 교수님, 송흥엽 교수님, 그리고 흥익대학교의 이종창 교수님, 서울시립대학교의 김창민 교수님, 김기철 교수님, 안도열 교수님, 최중호 교수님, 그리고 KIST에서 많은 도움을 주셨던 이정일 박사님, 우덕하 박사님, 김희종 박사님, 최원준 박사님, 한일기 박사님, 박경현 박사님, 변영태 박사님, 김동환 박사님, 전형민 박사님, 이상배 박사님, 국민대학교의 김동명 교수님 그리고 동의대학교의 이유종 교수님께 감사드립니다.

항상 믿음직스럽고 연구실에 큰형 정태식 선배님과 부드럽지만 예리한 면이 있는 김경환 선배님, 웃음소리는 크지만 꼼꼼한 이승우 선배님 그리고 항상 즐거운 모습을 한 유등열 선배님, 그리고 많은 시간은 같이 못하였으나 많은 도움을 주신 김정태 선배님, 지금은 졸업한 구자용 선배님, 더 먼저 졸업한 이한상, 이종수, 한정일 선배님, 그리고 입학동기인 컴 매니아 옹호형, 여자친구가 멋진 세은이형, 예비아빠 민우형, 그리고 미스터 연세 유근이, 성실한 영광이형, 재미있는 성훈이형, 굳은 일을 도맡아 하는 명수, 산을 좋아한다는 아형곤, 일찍부터 공부하려는 창순 모두에게 감사의 말씀을 전하고 싶습니다. 그리고 KIST에서 연구와 대학원 생활에 많은 도움을 준 석근이형, 성호형, 상민이형, 지금은 군대간 두창이형, 언제나 등을 다독겨려준 광주과기원의 자순이형, 까까머리 종욱이형, 멋쟁이 희택이형, 순수한 두근이형, 점장은 병성이형, 재미있는 기민, 실험에 많은 도움을 준 윤호형, 실험 재료를 키워준 문성이형 그리고 흥일점 은하에게 감사의 말을 전하고 싶습니다. 그리고 서울시립대학교 반도체 공학과 학우들에게도 깊은 감사의 말을 전하고 싶습니

다. 고교시절부터 늘 힘이 되어준 예비의사 재원이 언제나 웃음을 잃는 광증이, 모든 일에 열심인 태흥이, 어디선가 자기일을 열심히 하고있을 규환이, 그리고 늘 든든한 진표에게 고맙다는 말을 전하고 싶습니다. 대학시절부터 몸담아온 서울제일교회의 모든 분들과 저에게 많은 영향을 끼치셨고 지금은 미국에 계신 흥인숙 전도사님과 이창규 목사님, 할렐루야 성가대의 모든 분들께 깊은 감사의 말을 전하고 싶습니다. 그리고, 무엇보다 소중한 현이에게 감사의 말을 전합니다.

그리고 지금까지 함께해주신 부모님께 깊이 감사드립니다. 늘 저를 위해 헌신적이신 할머니께 깊이 감사드립니다. 늘 큰 힘이되준 누나와 매형께 그리고 사랑하는 동생 성준이에게도 감사하다는 말을 전합니다.

1998년 12월 연구실에서

조 용 상

차 례

그림차례	ii
표 차례	iv
국문요약	v
제 1 장. 서 론	1
제 2 장. FEM을 이용한 양자우물의 밴드구조 해석과 광학적 이득특성	3
제 2-1 절. 전도대 에너지 밴드구조	4
제 2-2 절. 가전자 대역의 에너지 밴드 구조	7
제 2-3 절. Optical gain	10
제 2-4 절. Simulation 결과	12
제 3 장. δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조의 전기적, 광학적 특성 .	17
제 3-1 절. strained QW의 E-k관계와 광학적 이득특성	19
제 3-2 절. δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조	24
제 3-3 절. Tight-binding model과의 비교	33
제 3-4 절. CBE 방법으로 성장시킨 δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조의 PL 특성	35
제 4 장. 편광 비의존형 SOA의 ASE spectra	37
제 4-1 절. 편광 비의존형 SOA의 설계	38
제 4-2 절. SOA의 ASE spectra	47
제 5 장. 결론 및 향후 연구과제	51
참 고 문 헌	52
영 문 요 약	57

그림차례

그림 2-1. 수치적으로 표현한 양자우물구조	6
그림 2-2. 전도대의 E-k 관계. FEM (실선), FDM (점선)	13
그림 2-3. 가전자대의 E-k관계. FEM (실선), FDM (점선)	14
그림 2-4. Dipole momentum matrix element squared	15
그림 2-5. TE/TM 모드 선형 이득계수 결과	16
그림 3-1. strain에 따른 가전자대 E-k관계 변화	21
그림 3-2. strain에 따른 TE/TM 이득계수의 변화	22
그림 3-3. Lz=180 Å인 양자우물의 TE/TM 이득계수	23
그림 3-4. δ -strained layer가 포함된 양자우물의 개념적 그림	27
그림 3-5. δ -strained layer가 포함된 양자우물과 포함되지 않은 구조의 E-k 관계	28
그림 3-6. δ -strained layer의 위치에 따른 TE/TM모드 이득의 변화	29
그림 3-7. Model solid을 이용한 δ -strained layer가 3개 포함된 양자우물 구조의 가전자대의 band offset	30
그림 3-8. δ -strained layer가 3개 포함된 구조와 1개 포함된 구조의 가전자대 E-k 관계	31
그림 3-9. δ -strained layer가 3개 포함된 구조와 1개 포함된 구조의	32
그림 3-10. δ -strained QW의 TB 모델과 FEM의 비교	34
그림 3-11. CBE로 성장시킨 δ -strained QW의 PL 측정결과	36
그림 4-1. 2개의 서로 다른 형태의 양자우물을 이용한 편광 비의존형 반도체 광 증폭기의 개념적 그림	42
그림 4-2. ridge-waveguide의 높이에 따른 transverse방향으로의 TE/TM모드 광 가둠계수의 변화	43
그림 4-4. 그림 4-1의 두 구조의 합산된 캐리어 밀도에 따른 TE/TM	45
그림 4-5. 그림 4-1의 구조를 이용한 레이저 다이오드의 전류 주입에 따른	

TE/TM 모드 I-L 특성	46
그림 4-6. 전류밀도와 ASE와의 관계 및 경계조건을 설명하는 Fabry-perot	49
그림 4-7. SOA의 편광 비의존성을 보여주는 ASE spectrum	50

표 차례

표 3-1. 전산모의 실험에 사용된 양자우물 구조	19
표 4-1. SOA의 DC해석에 사용된 파라미터.	41
표 4-2. 광 출력이 10 mW일 때의 QW 파라미터.	41
표 4-3. ASE계산에 사용된 파라미터.	48

국 문 요 약

편광 비의존형 반도체 광 증폭기를 위한

δ -strain InGaAs/InGaAsP

양자우물구조의 연구

본 논문에서는 기존의 양자우물 구조가 갖는 이득특성이 빛의 편광성분에 따라 다르기 때문에 생기는 반도체 광 증폭기의 편광 의존성을 해결하기 위해서 δ -strained layer를 양자우물 내에 삽입하여 양자우물 구조의 전기적 에너지 밴드의 구조에 변화를 TM모드 이득계수를 크게 하였다. 또한, 하나의 양자우물을 사용하여 편광성분에 의존성이 없는 이득특성을 얻으려 할 때, heavy-hole band와 light-hole band의 강한 mixing효과 때문에 발생하는 저 효율성을 해결하기 위해 δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조와 에너지 장벽이 포함되지 않은 격자 정합된 양자우물 구조를 이용하여 신호의 편광성분에 관계없이 증폭률이 일정한 편광 비의존형 반도체 광 증폭기를 설계하여 그 특성을 반도체 광 증폭기의 Amplified spontaneous emission스펙트럼의 전산모의 실험을 통하여 알아보았으며 실제 성장시킨 양자우물구조의 Photoluminescence의 측정결과로부터 δ -strained layer가 실제 구현이 가능하며, 원하는 파장에서 동작할 수 있음을 확인하였다.

핵심되는 말 : 반도체 광 증폭기, 편광 의존성, 양자우물, 이득계수, 에너지 밴드

제 1 장. 서 론

현대사회에서는 지식과 정보력이 세계의 흐름을 잡을 수 있는 시대인 만큼 통신망의 대용량화와 고속화가 중요시 되고있다. 그 중 광통신 시스템은 작게는 집에서 집으로 넓게는 국가와 국가간의 초고속통신을 가능하게 함으로써 오늘날의 원활한 정보의 흐름을 가능케 하였다. 장거리 광통신 시스템에 있어서 GHz대의 빛 신호를 증폭해줄 수 있는 전광 증폭기(All optical amplifiers)는 기존의 전자회로에 의존한 복잡하면서도 느린 속도를 가진 regenerative amplifier 를 대체함으로써 광통신 시스템에 새로운 장을 열게 하였다. 이러한 광 증폭기로는 반도체 광 증폭기(Semiconductor Optical Amplifier : SOA)와 희토류 첨가 광섬유 증폭기 (Er^{+3} -Doped Fiber Amplifier : EDFA)로 크게 나눌 수 있다.

EDFA의 경우 높은 효율과 편광 비의존성등 많은 장점을 가지고 있으나 큰 증폭율을 얻기 위해서는 매우 긴 EDFA가 요구되므로 단거리 광통신 시스템이나 광 신호 처리 시스템에는 적합하지 않다. 그러나, SOA는 다른 소자와 쉽게 집적시킬 수 있고 switching, routing, signal tapping, pulse reshaping등과 같은 다양한 기능 형성이 가능한 장점을 가진다.[1]-[4] 편광 의존성을 제외한다면 SOA는 EDFA에 비해 거의 비슷하거나 좋은 특성을 얻을 수 있고, 또한 반도체 광 증폭기만이 가지는 경제성과 시스템의 소형화가 가능하여 광통신 시스템과 광학 집적회로에 있어서 매우 중요한 역할을 할 것이다. 반도체 광 증폭기의 편광 의존성을 줄이기 위해 현재까지 여러 가지 방법들이 제시되어 왔다. 대표적인 것으로서는, 두꺼운 활성층을 가지는 구조[5]-[8], 긴 공진기 구조[9]-[11], 도파로를 정방향으로 한 구조[12], 그리고 strain을 인가하여 밴드 구조를 변화시키는 방법 등이 있다. 이들 중에서 가장 효율적인 방법은 Well에 tensile strain을 인가하는 방법이다. 그러나, InP위에 성장시킨 $In_{1-x}Ga_xAs$ 를 well 물질로 사용하고 InGaAsP를 barrier로 사용하는, 가장 일반화된 Alloy system에서

tensile strain을 인가하는 방법은 일반적으로 compressive strain을 인가하는 것과 비교해 볼 때 매우 어렵다. 즉, 인가된 strain양에 따라 성장시킬 수 있는 두께가 critical thickness 이하로 매우 제한된다. 이는 광통신용으로 사용되는 1.55 μm 의 파장에서 TM 모드 이득을 크게 하는 것을 매우 어렵게 한다. 이러한 문제를 해결하기 위하여 본 논문에서는 InGaAs/InGaAsP 양자 우물에 δ -strained layer를 삽입하여 장파장에서 편광 비의존성을 갖게 하였다. 이를 위해서 제 2 장에서는 Finite element method를 이용하여 strained QW의 에너지 밴드구조와 광학적 이득특성을 구하였고 이 결과를 Finite difference method로부터 얻은 결과와 비교하였다. 제 3 장에서는 δ -strained layer가 포함된 양자 우물 구조를 2 장에서 기술한 방법으로 해석하였고 문헌에 발표된 tight-binding model로부터 얻은 결과와 비교하여 일치함을 확인하였다. 또한, 1개의 δ -strained layer가 포함된 구조에서 3개의 δ -strained layer가 포함된 구조로 확장하여 해석하였고 CBE(Chemical Beam Epitaxy)로 성장시킨 시료의 Photoluminescence 결과로부터 이론적으로 얻은 결과와 동일한 경향을 보인다는 것을 확인할 수 있었다. 제 4 장에서는 3 장의 결과를 이용하여 편광 비의존성을 갖는 반도체 광 증폭기를 설계하였고 이를 amplified spontaneous emission spectra의 전산모의 실험을 통하여 알아보았다.

제 2 장. FEM을 이용한 양자우물의 밴드 구조 해석과 광학적 이득특성

양자우물 구조의 밴드 구조를 해석하기 위한 수치 해석적 방법으로는 유한 요소법(Finite element method : FEM), 유한 차이법(Finite difference method : FDM), effective bond orbital method(EBOM) 그리고 tight binding method(TBM)이 많이 사용되어 왔다. 이중 EBOM과 TBM은 전기적 밴드구조를 보다 정확하게 구하도록 하나 각각의 atomic site당 18개 이상의 basis function을 필요로 하므로 계산에 있어서 대용량의 메모리와 고성능의 프로세서를 요구한다[13]. 그러나 FEM과 FDM 방법은 spin-orbit split-off밴드의 고려 여부에 따라서 4개 혹은 6개의 basis function만을 요구하므로 보다 효율적인 계산을 가능하게 한다. 또한 FEM은 FDM과 비교하여 임의의 포텐셜 구조를 보다 정확하게 계산할 수 있으며, 계산에 사용되는 Mesh의 크기를 불 균일하게 설정할 수 있어 정확도를 한층 높일 수 있다는 장점이 있다[14]. 본 장에서는 FEM을 이용한 밴드구조의 해석과 FDM으로부터 얻은 결과를 비교해 보일 것이다.

제 2-1 절. 전도대 에너지 밴드구조

양자우물 포텐셜에 의한 간섭 $U(r)$ 이 포함된 Shrödinger equation의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$[H_0 + U(r)] \Psi(r) = E \Psi(r) \quad 2-1$$

위에서 H_0 는 system Hamiltonian이고, $\Psi(r)$ 는 envelop function approxi

-mation에 의해 다음과 같이 포락선 함수와 bloch함수로 주어진다.

$$\Psi(r) = \phi(r) u_{nk_0}(r) \quad 2-2$$

위의 식 (2-1)을 Hermitian으로 바꾸면 다음과 같다.

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial z} \right) \Psi + \left(\frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) + U \right) \Psi = E \Psi \quad 2-3$$

양자우물의 성장방향을 z로 설정한다면 위 식 2-3의 첫째 항은 양자우물 내의 미소 단위 길이 Δz 에 의해 식 2-4와 같이 표현 될 수 있다.

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\frac{1}{m_i} \frac{\Psi_{i+1} - \Psi_i}{\Delta z_i} - \frac{1}{m_{i-1}} \frac{\Psi_i - \Psi_{i-1}}{\Delta z_{i-1}}}{\frac{\Delta z_i + \Delta z_{i-1}}{2}} \quad 2-4$$

식 2-3의 둘째 항은 그림 2-1에서와 같이 양자우물 내에 형성되는 포락선 함수와 미소 단위 길이 Δz 와의 관계로부터 다음의 식 2-5와 같이 표현된다.

$$V\Psi_i = \frac{V_{i-1}\Delta z_{i-1} + V_i\Delta z}{\Delta z_{i-1} + \Delta z_i} \Psi_i \quad 2-5$$

여기서, V 는 식 2-3의 $\frac{\hbar^2}{2m} \cdot (k_x^2 + k_y^2) + U$ 이고 Ψ_i 는 Δz_i 와 Δz_{i-1} 사이에서의 포락선 함수의 값이다. 보다 정확한 수치를 얻기 위해서 $V\Psi$ 의 평균치를 다음과 같이 z 에 대하여 적분하면 식 2-6을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \langle V\Psi \rangle &= \frac{\int_{-\Delta z_{i-1}}^{\Delta z_i} V\Psi dz}{\Delta z_{i-1} + \Delta z_i} \quad 2-6 \\ &= \frac{1}{\Delta z_{i-1} + \Delta z_i} \left[\frac{1}{4} V_{i-1}\Delta z_{i-1} \Psi_{i-1} + \frac{3}{4} (V_{i-1}\Delta z_{i-1} + V_i\Delta z_i) \Psi_i + \frac{1}{4} V_i\Delta z_i \Psi_{i+1} \right] \end{aligned}$$

이때, Ψ 는 z 의 범위에 따라 다음과 같은 조건을 만족해야 한다.

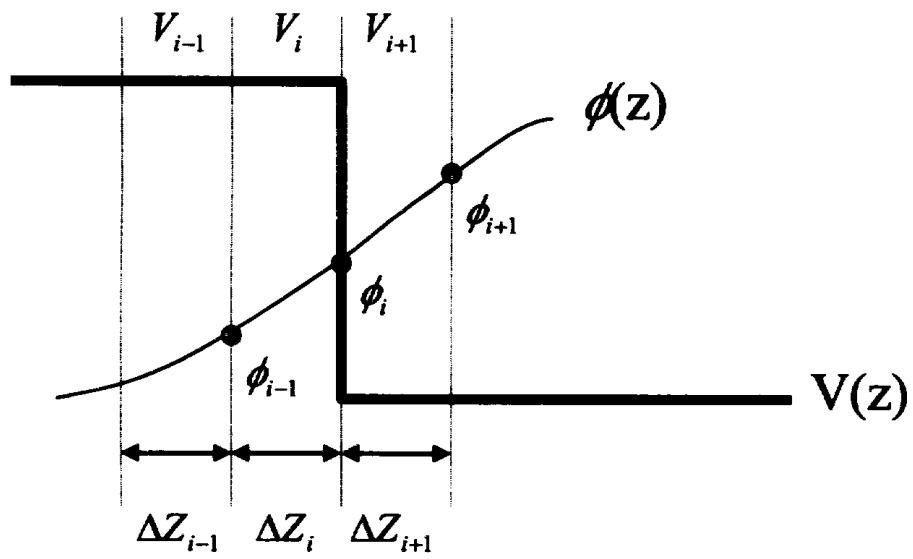


그림 2-1. 수치적으로 표현한 양자우물구조

제 2-2 절. 가전자 대역의 에너지 밴드 구조

가전자 대역의 에너지 밴드의 계산은 전도대와의 간섭이 없으며 spin-orbit split-off 밴드의 영향을 고려하지 않은 4×4 Luttinger-Kohn Hamiltonian을 이용해 얻을 수 있다. 한 방향으로 strain이 인가된 4×4 Luttinger-Kohn Hamiltonian을 unitary transformation을 수행하여 block diagonal 형태로 변환하면 다음의 식 2-9와 같은 2×2 block Hamiltonian을 얻을 수 있다[15].

$$H^s = \begin{bmatrix} P \pm Q \pm \zeta & \hat{M} \\ \hat{M}^\dagger & P \mp Q \mp \zeta \end{bmatrix} \quad 2-9$$

이 때, P , Q , M 는 각각 다음과 같다.

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

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar^2}{m} \right) \gamma_2 (k_x^2 + k_y^2 - 2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \quad 2-10$$

$$\hat{M} = \frac{\hbar^2}{m} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_{1,2} (k_x^2 + k_y^2) - \sqrt{3} \gamma_3 (k_x^2 + k_y^2)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial z} \right]$$

\hbar 는 plank 상수를 2π 로 나눈 값이고, m 은 전자의 질량, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 은 Luttinger 파라미터이다. $\gamma_{1,2} = 1/2(\gamma_1 + \gamma_2)$, \hat{M}^\dagger 는 \hat{M} 의 adjoint 이다. strain 포텐셜 ζ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\zeta = b \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \epsilon = \frac{1}{2} \delta E_{sh} \quad 2-11$$

b 는 deformation 포텐셜, C_{11}, C_{12} 는 탄성계수, ϵ 은 strain, δE_{sh} 는 strain의 shear 부분이다. 2×2 bloch Hamiltonian의 파동 함수는 envelop function approximation에 의해서 다음과 같이 포락선 함수와 bloch 함수로 표현된다.

$$EC[g_m^{(v)}]_{2N \times 2N} = E \begin{bmatrix} C_{11} & & C_{13} & & & & \\ & C_{22} & & C_{24} & & & \\ C_{31} & & C_{33} & & C_{35} & & \\ & C_{42} & & \ddots & & \ddots & \\ & & C_{53} & & & \ddots & \\ & & & \ddots & & & \ddots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g_{HH}^1 \\ g_{LH}^1 \\ g_{HH}^2 \\ g_{LH}^2 \\ g_{HH}^3 \\ g_{LH}^3 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad 2-15$$

위의 2-14식과 2-15식을 모두 만족하는 E , $[g_m^{(v)}]$ 의 값을 k_r 에 대하여 구하면 가전자대의 부밴드들과 그 때의 포락선 함수를 구할 수 있다. 식 2-14의 H_{ij} 는 각각 다음과 같다.

$$\begin{aligned} H_{2i-1,2i-1} &= \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[g_{i-1}^1 + g_i^1 - 2(g_{i-1}^2 + g_i^2) + \frac{k_r^2}{3} (d_{i-1}^1 + d_i^1 + d_{i-1}^2 + d_i^2) \right] + \frac{1}{3} (b_{i-1} + b_i) \\ H_{2i,2i} &= \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[g_{i-1}^1 + g_i^1 + 2(g_{i-1}^2 + g_i^2) + \frac{k_r^2}{3} (d_{i-1}^1 + d_i^1 - d_{i-1}^2 - d_i^2) \right] + \frac{1}{3} (b_{i-1} + b_i) \\ H_{2i-1,2i} &= H_{2i,2i-1}^* = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{3} \frac{k_r^2}{3} (d_{i-1}^{2,3} + d_i^{2,3}) \\ H_{2i-1,2i+1} &= H_{2i+1,2i-1}^* = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[-g_i^1 + 2g_i^2 + \frac{k_r^2}{6} (d_i^1 + d_i^2) \right] + \frac{b_i}{6} \\ H_{2i-1,2i+2} &= H_{2i+2,2i-1}^* = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(-\sqrt{3} k_r \gamma_i^3 + \frac{\sqrt{3}}{6} k_r^2 d_i^{2,3} \right) \\ H_{2i,2i+1} &= H_{2i+1,2i}^* = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\sqrt{3} k_r^2 \frac{d_i^{2,3}}{6} + \sqrt{3} k_r \gamma_i^3 \right) \\ H_{2i,2i+2} &= H_{2i+2,2i}^* = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[-g_i^1 - 2g_i^2 + \frac{k_r^2}{6} (d_i^1 + d_i^2) \right] + \frac{b_i}{6} \end{aligned} \quad 2-16$$

여기에서 $g_i^{1,2} = \gamma_i^{1,2}$, $d_i^{1,2,3} = \gamma^{1,2,3} \Delta z_i$, $b_i = V_i \Delta z_i$

2-15 식에서 C_{ij} 는 다음의 2-17식과 같다.

$$\begin{aligned} C_{2i,2i} &= C_{2i-1,2i-1} = \frac{\Delta z_i + \Delta z_{i-1}}{3} \\ C_{2i-1,2i+1} &= C_{2i+1,2i-1} = C_{2i,2i+2} = C_{2i+2,2i} = \frac{\Delta z_i}{6} \end{aligned} \quad 2-17$$

제 2-3 절. Optical gain

앞 절에서 얻은 양자우물의 $E-k$ 관계로부터 선형 이득계수를 얻기 위해서 먼저 density matrix formalism을 바탕으로 한 전기적 susceptibility($\chi(\omega)$)를 다음과 같이 구할 수 있다[15].

$$\epsilon_0 \chi(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{\sigma, \eta, l, m} \sum_{k_{\parallel}} |\hat{\epsilon} \cdot M_{lm}^{\sigma}(\vec{k}_{\parallel})|^2 \cdot \frac{f_c^l - f_{h, \sigma}^m}{E_l^c(\vec{k}_{\parallel}) - E_m^{h, \sigma}(\vec{k}_{\parallel}) + E_G - \hbar / \tau_{in}} \quad 2-18$$

σ 는 upper, lower block Hamiltonian, η 는 전자의 spin state, l, m 은 각각 전도대와 가전자대의 부밴드를 가리킨다. $\hat{\epsilon}$ 은 편광 벡터, ϵ_0 는 자유공간의 유전 상수이다. $f_c^l, f_{h, \sigma}^m$ 는 Fermi 분포 함수, $E_l^c(\vec{k}_{\parallel})$ 와 $E_m^{h, \sigma}(\vec{k}_{\parallel})$ 는 각각 \vec{k}_{\parallel} 에서 전도대의 l 번째 부밴드의 에너지와 가전자대의 m 번째 부밴드의 에너지이다. M_{lm}^{σ} 는 전도대의 spin state가 η 인 l 번째 부밴드와, 가전자대의 m 번째 부밴드 간의 optical dipole matrix element이다. 이는 Fermi's golden rule과 포락선 함수의 overlap integral로 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon} \cdot M_{lm}^{\sigma}(\vec{k}_{\parallel}) &= \sum_{\nu=1,2} \langle g_m^{(m)} | \psi_l \rangle \langle \nu | \hat{\epsilon} \cdot \vec{e}r | S, \eta \rangle \\ &\text{for } \sigma = \text{U} \\ &= \sum_{\nu=3,4} \langle g_m^{(m)} | \psi_l \rangle \langle \nu | \hat{\epsilon} \cdot \vec{e}r | S, \eta \rangle \\ &\text{for } \sigma = \text{L} \end{aligned} \quad 2-19$$

여기서, ψ_l 는 전도대에서의 포락선 함수, S 는 Bloch 함수의 spherical symmetric part를 나타낸다. TE/TM의 두 편광성분에 대한 $|\hat{\epsilon} \cdot M_{lm}^{\sigma}|^2$ 은

$$|\hat{\varepsilon} \cdot M_{lm}^{UL}|_{TM}^2 = \frac{1}{3} \langle S | ez | Z \rangle \langle \psi_l | g_m^{(2)} \rangle \quad (a)$$

$$|\hat{\varepsilon} \cdot M_{lm}^{LL}|_{TM}^2 = \frac{1}{3} \langle S | ez | Z \rangle \langle \psi_l | g_m^{(3)} \rangle \quad (b)$$

$$|\hat{\varepsilon} \cdot M_{lm}^{UL}|_{TE}^2 = \frac{1}{4} \langle S | ez | X \rangle^2 \cdot \left\{ \langle \psi_l | g_m^{(1)} \rangle^2 + \frac{1}{3} \langle \psi_l | g_m^{(2)} \rangle^2 + \frac{2}{\sqrt{3}} \langle \psi_l | g_m^{(1)} \rangle \langle \psi_l | g_m^{(2)} \rangle \cos 2\psi \right\} \quad (c)$$

$$|\hat{\varepsilon} \cdot M_{lm}^{LL}|_{TE}^2 = \frac{1}{4} \langle S | ez | X \rangle^2 \quad 2-20$$

$$\cdot \left\{ \langle \psi_l | g_m^{(4)} \rangle^2 + \frac{1}{3} \langle \psi_l | g_m^{(3)} \rangle^2 + \frac{2}{\sqrt{3}} \langle \psi_l | g_m^{(4)} \rangle \langle \psi_l | g_m^{(3)} \rangle \cos 2\psi \right\} \quad (d)$$

위 식에서, $\psi = \tan^{-1}(k_y/k_x)$, $\langle S | ez | Z \rangle$ 는 InGaAs의 Bulk 값으로서 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \langle S | ez | Z \rangle &= \langle S | ez | X \rangle \\ &= \frac{q\hbar}{\sqrt{2}} \left[\frac{E_C + \Delta_0}{E_C(E_C + 2\Delta_0/3)m_c^*} \right] \end{aligned} \quad 2-21$$

Δ_0 는 spin-orbit splitting 에너지, m_c^* 는 전도대의 유효질량이다.

앞 절에서 구한 에너지 밴드의 E - k 관계, optical dipole matrix element로부터 양자우물의 선형 이득계수는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$g_m(\omega) = \frac{\omega \mu c}{n_r} \text{Im} \varepsilon_0 \chi(\omega) \quad 2-22$$

제 2-4 절. Simulation 결과

앞 절에서 기술한 FEM형태의 미분 방정식은 양자우물의 전 구간에 대하여 하나의 eigen value문제로 표현된다. 따라서 양자우물을 위치를 정밀하게 나눌 수록 2-14식과 2-15식의 행렬의 크기가 커져 계산시간이 증가하게 된다. FEM 법의 장점은 이러한 문제를 불 균일한 계산 창을 적용할 수 있어 양자우물의 경계부분에서 더욱 정밀한 계산을 가능하게 해 준다[14]. 본 절에서는 너비가 60 Å인 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InGaAsP}(1.3 \mu\text{m})$ 양자우물에 대한 전산모의 실험을 수행하여 FDM 방법으로 계산한 결과와 비교하도록 하였다. 두 방법의 공정한 비교를 위해, 모든 조건을 동일하게 설정하였다. 양자우물의 band offset과 strain변수들은 3장에서 기술할 model solid theory를 이용하여 구하였다. 그림 2-2는 전산모의 실험을 통하여 얻은 전도대의 $E-k$ 관계이다. 그림에서 실선은 FEM 방법으로 얻은 결과이고 점선은 FDM방법을 이용하여 얻은 결과이다. 그림에서 알 수 있듯이 전도대의 경우에는 두 방법에 있어서 거의 차이를 보이지 않는다. 그 이유는 전자의 질량이 매우 작기 때문에 k_{\parallel} 값의 증가에 따른 에너지 증가의 차이도 작기 때문이다. 그림 2-3은 가전자대의 $E-k$ 관계를 나타낸 그림이다. 역시, 실선은 FEM 방법으로 얻은 결과이고 점선은 FDM방법을 이용하여 얻은 결과이다. 전도대의 경우와는 대조적으로 두 방법으로부터 얻은 결과가 $k_{\parallel}=0$ 에서는 일치하나 k_{\parallel} 값이 증가할 수록 그 차이가 점점 커진다는 것을 확인할 수 있다. 그림 2-4는 $|\hat{\epsilon} \cdot M_{\parallel}^2|$ 을 k_{\parallel} 의 함수로 나타낸 결과이다. 그림에서, 실선은 TE모드, 점선은 TM모드를 나타낸다. 그림 2-4a), b), c)는 각각 C-HH1, C-LH1, C-HH2 transition에 해당된다. 이는 가전자대 부밴드가 heavy-hole 또는 light-hole band인지를 판별하는 기준이 된다. 그림 2-5는 선형 이득계수를 파장에 대하여 나타낸 결과이다. 그림에서 실선은 TE 모드, 점선은 TM 모드 이득계수를 나타낸다.

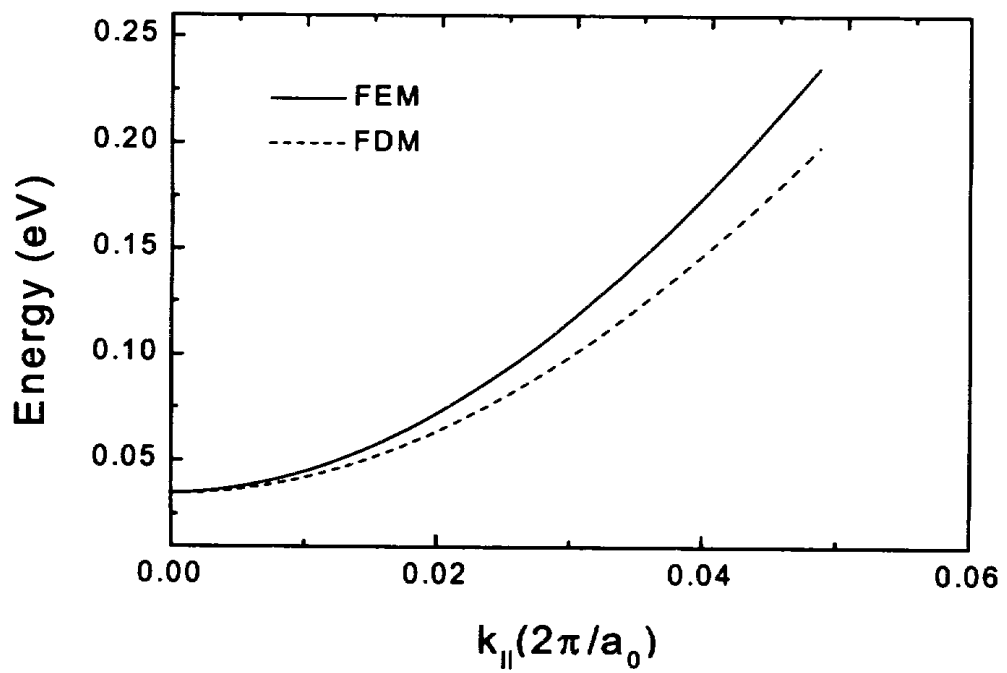


그림 2-2. 전도대의 $E-k$ 관계. FEM (실선), FDM (점선)

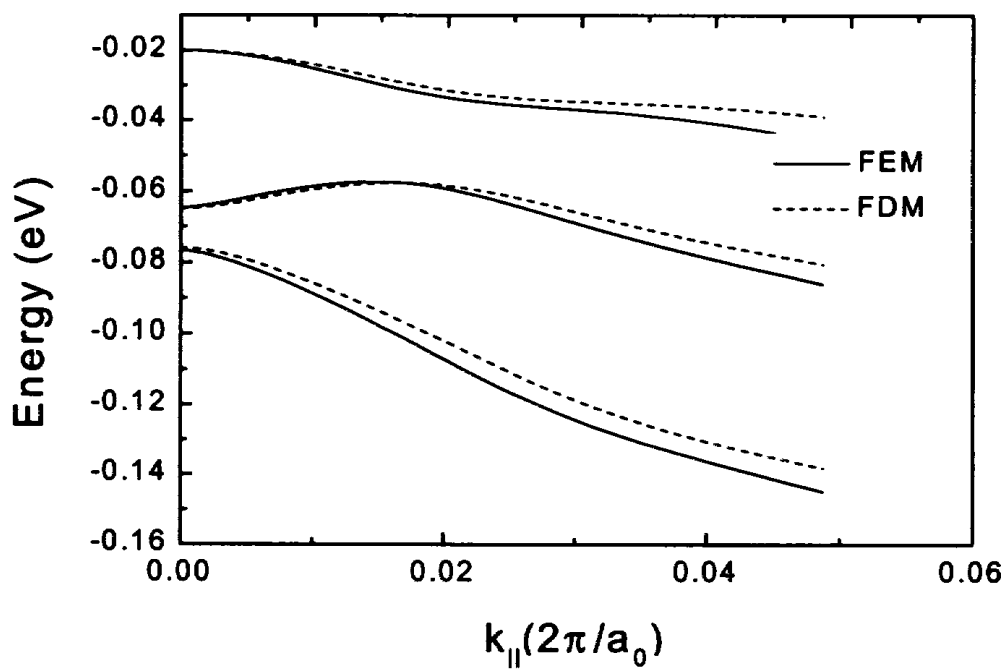


그림 2-3. 가전자대의 $E-k$ 관계. FEM (실선), FDM (점선)

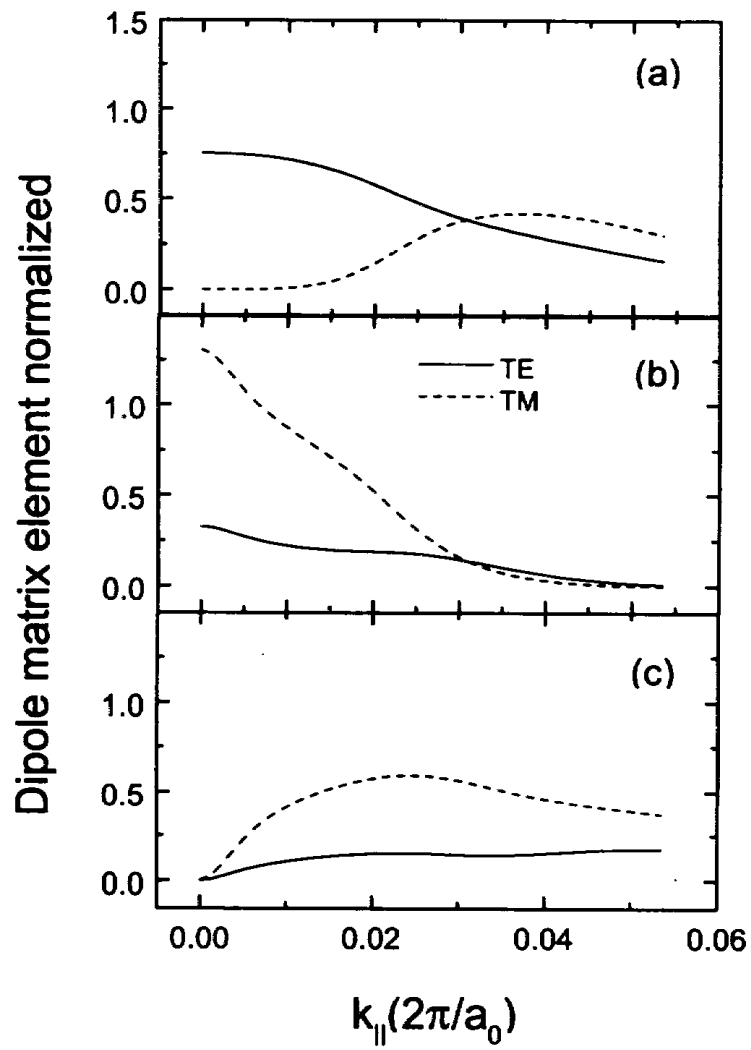


그림 2-4. Dipole momentum matrix element squared

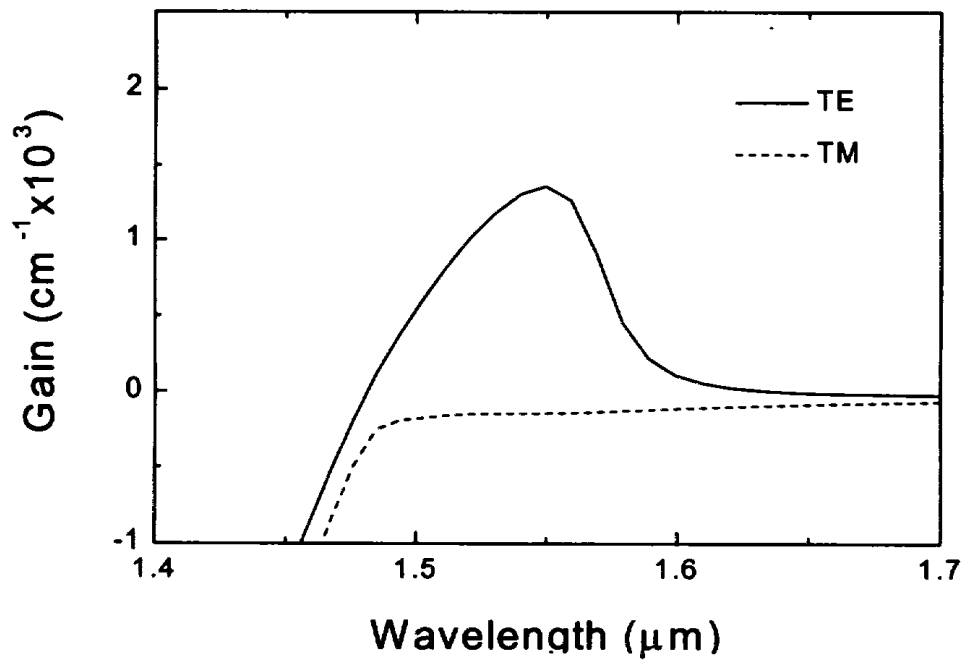


그림 2-5. TE/TM 모드 선형 이득계수 결과

제 3 장. δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조의 전기적, 광학적 특성

본 장에서는 반도체 광 증폭기의 편광 비의존성을 갖는 양자우물구조의 최적화를 위해서 다양한 양자우물 구조에 대한 해석을 이론적으로 수행하였다. 양자우물을 이용한 SOA에서 입력신호의 편광에 의존성이 없는 증폭율을 얻기 위해서 다양한 방법으로 strain을 인가한 양자우물구조들이 제시되어 왔다 [5]-[12][16]. strain의 기본적인 역할은 heavy-hole band와 light-hole band의 상태에 변화를 주는 것이다. 앞장에서도 같이 InP기판에 격자정합된 양자우물 구조에서는 heavy-hole band가 가전자대의 첫 번째 부밴드가 되어 TE 모드 이득계수가 TM 모드 이득계수보다 더 크다. TM 모드 이득계수를 더 크게 하기 위해서는 양자우물에 tensile strain을 인가하여 light-hole band를 가전자밴드의 첫 번째 부밴드로 바꾸는 것이 가장 일반화된 방법이었다. 그러나, InP위에 성장시킨 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ 를 well 물질로 사용하고 InGaAsP를 barrier로 사용하는, 가장 일반화된 Alloy system에서 tensile strain을 인가하는 방법은 일반적으로 compressive strain을 인가하는 것과 비교해 볼 때 매우 어렵다. 즉, 인가된 strain양에 따라 성장시킬 수 있는 두께가 매우 제한된다(critical thickness). 이는 광통신용으로 많이 사용되는 $1.55 \mu\text{m}$ 의 파장에서 TM 모드 이득을 크게 하는 것을 매우 어렵게 한다. 또한, well의 두께를 크게 하기 위해서 1% 이하의 낮은 tensile strain을 인가한 구조에서는 가전자대 부밴드간의 심한 band mixing효과로 인한 동작 전류밀도가 심각하게 증가하는 현상이 나타난다[]. 이러한 문제는 δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조를 통하여 인가된 strain의 효과를 극대화하여 $1.55 \mu\text{m}$ 의 파장에서 TM 모드 이득을 크게 할 수 있는 양자우물 구조를 구현하여 해결할 수 있다[16]. 이 구조에 대한 실험적 검증은

[16]에서 이미 이루어져 있고, 이론적 해석 또한 [18]에서 tight-binding model 을 이용하여 이루어졌다. 본 장에서는 이러한 결과들을 $k \cdot p$ 방법을 통해서 얻은 결과와 비교하여 일반적으로 알려진 $k \cdot p$ 의 한계와는 달리 tight-binding model로부터 얻은 결과와 거의 일치함을 확인할 수 있었다. 이러한 해석이 갖는 의미는 tight-binding model은 $k \cdot p$ 와 비교하여 훨씬 많은 basis function 을 필요로 하고, 또한 계산에 필요한 변수를 얻는 과정이 매우 복잡하나, $k \cdot p$ 방법은 2개 또는 3개만의 basis function을 필요로 할뿐만 아니라 요구되는 변수 또한 상대적으로 적기 때문에 비교적 간단하고도 정확한 해를 얻을 수 있다는 장점을 가지고 있어 보다 효율적인 해석을 가능하게 해준다는 점이다.

제 3-1 절. strained QW의 $E-k$ 관계와 광학적 이득특성

본 절에서는 앞장에서 기술한 방법을 이용하여 uniaxial strain이 인가된 양자우물의 $E-k$ 관계와 TE/TM모드 이득특성을 전산모의 실험을 통하여 알아보았다. 본 절에서 사용할 양자우물 구조는 다음과 표 3-1과 같다.

표 3-1. 전산모의 실험에 사용된 양자우물 구조

ϵ (strain)	Well (L_2)	Barrier (height)
0.7 %	In _{0.67} Ga _{0.33} As (60 Å)	InGaAsP (1.3 μ m)
0 %	In _{0.53} Ga _{0.47} As (60 Å)	InGaAsP (1.3 μ m)
-0.9 %	In _{0.4} Ga _{0.6} As (60 Å)	InGaAsP (1.3 μ m)

그림 3-1은 왼쪽에서부터 차례로 $\epsilon=0.7\%$, 0% , -0.9% 의 경우를 전산모의 실험을 통해 계산한 가전자대의 부밴드를 나타낸 것이다. ϵ 가 양수이면, compressive, 음수이면, tensile strain을 의미한다. 모든 에너지 값은 heavy-hole과 light-hole이 degenerate된 상태의 해이나, $k_{||}=0$ 에서는 두 해의 coupling term이 사라지게 되어 heavy-hole, light-hole band임을 알 수 있다. strain이 compressive에서 tensile으로 변하면 그림 3-1과 같이 가전자대 에너지 준위가 전체적으로 낮아지는 것을 알 수 있다. 이는 compressive strain이 인가된 양자우물의 파장이 장파장대로 이동하며 tensile strain이 인가되면 단파장대로 이동하는 경향과 일치한다. 그림 3-2는 세 구조에 대한 TE/TM 이득계수를 파장에 따라 나타낸 결과이다. 그림 3-1에서 나타난 에너지 준위의 변화로 인

한 파장의 변화가 명확하게 나타나 있다. 격자정합, compressive strain의 경우는 TE 모드 이득이 주된 편광성분인데 반하여 tensile strain의 경우는 TM 모드 이득이 주된 편광성분으로 바뀐 것을 알 수 있다. 이때의 캐리어 농도는 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 이다. 이득계수의 크기가 $\epsilon = 0.7\%$ 의 경우가 $\epsilon = -0.9\%$ 인 경우보다 큰 이유는 그림 3-1의 세 번째 그림과 같이 $\epsilon = -0.9\%$ 에서 heavy-hole band와 light-hole band간의 band mixing효과로 인하여 유효질량이 증가하였기 때문이다. 이는 앞에서 언급하였던 낮은 tensile strain이 인가된 구조에서 나타나는 현상이다. 이를 개선하기 위해서는 strain의 양을 크게 하거나 well의 너비를 더 크게 하여 band mixing효과를 줄여야 한다. 그림 3-3은 $1.55 \mu\text{m}$ 에서 TM모드 이득계수를 크게 하기 위해서 표 3-1의 $\epsilon = -0.9\%$ 인 구조에서 well의 너비를 180 \AA 으로 매우 크게 설정하여 얻은 이득계수이다. well의 너비가 커졌기 때문에 band mixing효과는 감소하여 전체적인 이득계수는 증가한 것을 알 수 있다. 그러나 TM모드 이득계수의 최대치가 $1.55 \mu\text{m}$ 에 미치지 못함을 알 수 있다. 더욱이 well의 너비가 180 \AA 로 매우 두꺼워 실제 성장시키기가 매우 까다롭다. 이상의 결과로 기존의 tensile strain이 인가된 양자우물 구조는 $1.55 \mu\text{m}$ 에서 동작하기가 매우 어렵다는 것을 확인할 수 있었다. 이러한 문제를 해결하기 위한 방법으로 다음절에서는 InP에 격자정합된 양자우물에 δ -strained layer가 삽입된 양자우물구조에 대한 해석을 이론적으로 조사하였다.

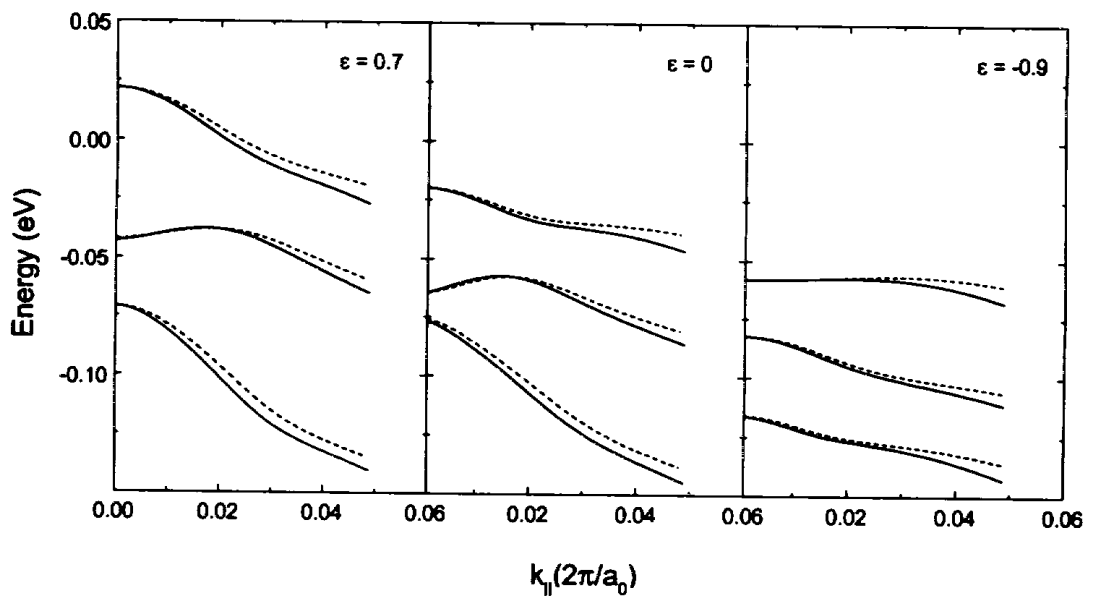


그림 3-1. strain에 따른 가전자대 $E-k$ 관계 변화

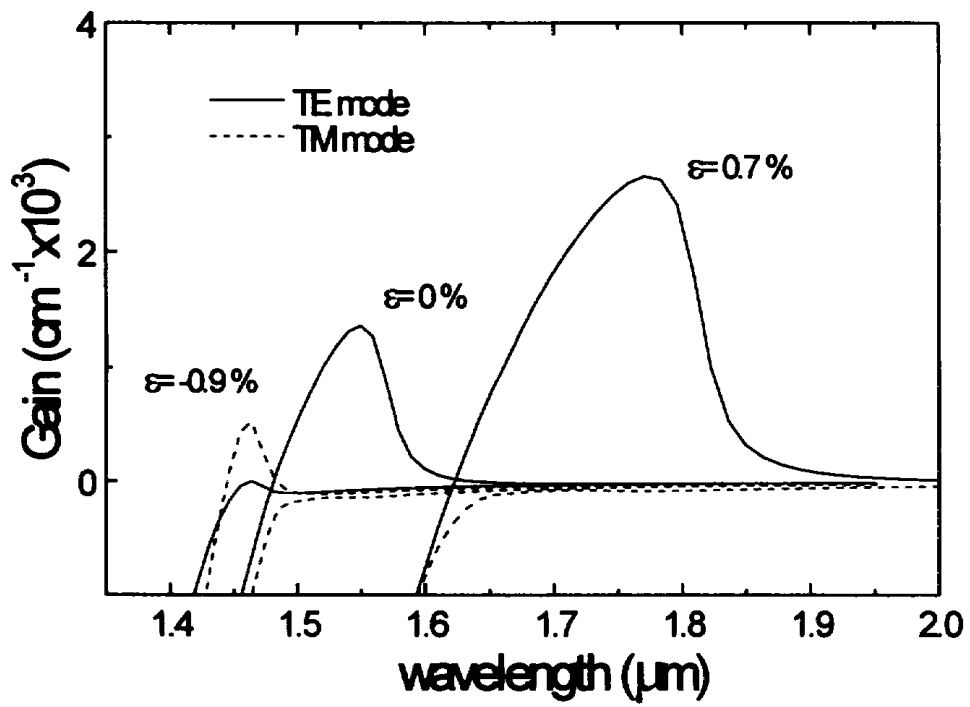


그림 3-2. strain에 따른 TE/TM 이득계수의 변화

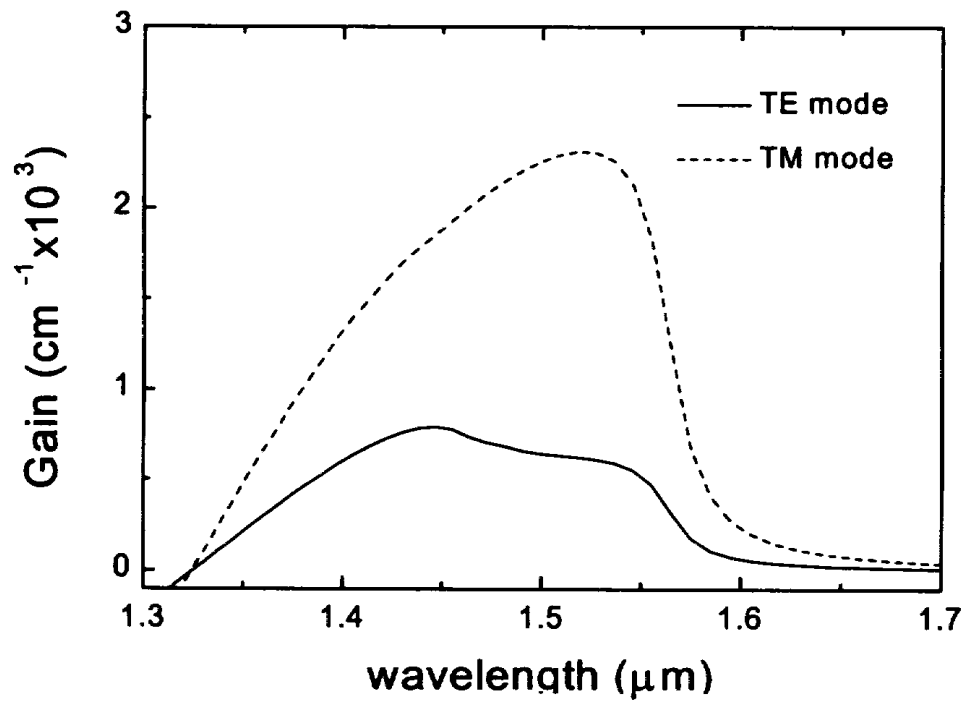


그림 3-3. $Lz=180$ A인 양자우물의 TE/TM 이득계수

제 3-2 절. δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조

δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조는 InP 기판에 성장된 격자정합 InGaAs/InGaAsP 양자우물 내에 강한 tensile strain이 인가된 얇은 층을 삽입함으로써 제작할 수 있다[16]. 이러한 물질로는 Ga성분이 많이 포함된($\sim 0.8 : \epsilon = -2.3\%$) InGaAs 또는, GaAs ($\epsilon = -3.7\%$)를 들 수 있다. 본 절에서는 3 mono-layer 두께의 GaAs층을 삽입한 구조에 대한 해석과 그 결과를 문헌[18]에 발표된 tight-binding model 얻은 결과와 비해 보일 것이다. 전산모의 실험에 사용된 구조는 다음과 같다. Well 부분의 물질은 두께가 154 Å이고 InP에 격자정합된 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 이며 barrier 부분은 역시 InP에 격자정합된 InGaAsP (Q1.3)로 구성하였다. GaAs의 위치는 well의 정 중앙으로 정하였다. 이 구조의 원리를 설명하기 위해서 그림 3-4와 같이 나타내었다. 그림 3-4에서 실선으로 표시한 포락선 함수는 HH 포락선 함수에 해당되고 점선으로 나타낸 함수는 LH 포락선 함수에 해당된다. 두 함수가 GaAs층에서 서로 다른 모양을 갖는 이유는 다음과 같이 설명할 수 있다. Tensile strain이 인가된 매질에서 LH의 질량은 QW의 수직방향에 대하여 감소하고 HH는 증가하기 때문에 LH는 GaAs층이 형성하는 에너지 장벽을 HH보다 상대적으로 작게 느끼게 된다. 즉, HH는 LH보다 confine 효과 더 커지게 된다. 결과적으로는 LH band의 에너지 준위는 높아지고 HH band의 에너지 준위는 낮아지게 되어 LH band를 첫 번째 가전자대 부밴드로 만들 수 있다. 그림 3-5는 δ -strain이 인가된 QW 구조의 전기적 에너지 밴드 다이어그램에 대한 모의실험 결과를 GaAs 층이 없는 구조의 결과와 함께 그림 3-5에 나타내었다. 편의를 위해서 가전자대 밴드 중에서 세 개 밴드만을 표시하였다. 그림에서 실선은 GaAs 층이 포함된 QW 구조에 대한 결과이고 점선은 GaAs 층이 포함되지 않은 QW 구조의 결과이다. GaAs 층이 포함되지 않은 QW 구조와는 대조적으로 GaAs 층이 포함된 QW 구조의 첫 번

제 부밴드가 LH band로 바뀌었음을 알 수 있으나 $k_{||}=0$ 에서 LH band와 HH band간의 band mixing 효과로 인하여 HH band의 유효질량은 크게 증가하고 LH band는 indirect 특성을 갖는다는 것을 관찰 할 수 있다[19]. 이는 실제 레이저 다이오드를 제작하였을 경우 높은 문턱전류를 가지는 현상으로 나타날 것이다. band mixing 효과를 줄이기 위해서는 삽입된 GaAs 층의 개수와 그 위치를 조정하여 해결할 수 있다. 먼저, GaAs 층의 위치에 따른 이득계수 변화를 알아보기 위해 GaAs 층의 위치를 정 가운데에서부터 다른 한쪽으로 이동시켰을 때 TE/TM 모드 이득계수의 변화를 그림 3-6에 나타내었다. 여기서, 파장이 $1.55\mu\text{m}$ 에서 이득계수가 최대라는 것을 알 수 있으며 TM 모드 가 더 크다는 사실을 확인할 수 있다. 그림 3-6의 결과로부터, GaAs 층의 위치가 변함에 따라 TE/TM 모드 이득계수가 모두 증가하는 것을 알 수 있다. 이는 δ -strained layer에 의한 간섭이 감소함에 따라 band mixing 효과가 줄어들어 전체적인 이득이 증가하는 것이다. 그러나 TE/TM 이득계수의 비율은 점점 감소하는 것을 확인할 수 있다. TE/TM모드의 이득계수 비의 관점에서 볼 때, GaAs층의 최적 위치는 QW의 정 가운데라는 것을 알 수 있다. 이 사실은 본 구조가 단순히 well에 strain효과를 가져오는데 그치지 않고 인가된 strain의 효과를 극대화 할 수 있다는 뜻으로 해석될 수 있다. GaAs 층의 위치에 따라 이득특성이 달라지는 이유는 다음과 같이 설명할 수 있다. GaAs 층이 LH1 band와 HH1 band에 가져다주는 간섭효과는 포락선 함수의 odd mode 해 보다는 even mode 해에 더 많은 간섭을 가져온다. 그러므로 GaAs 층이 어느 한쪽으로 치우친다면 포락선 함수의 even mode해의 최대치와 멀어지게 되므로 간섭효과가 줄어들게 되어 그림 3-6와 같은 경향을 갖게 된다. 이와 같이 GaAs 층이 QW내의 HH1과 LH1의 포락선 함수에 영향을 준다는 결론으로부터, even mode해에서 적용된 것과 같은 현상이 odd mode해에도 적용될 수 있다는 것을 예상할 수 있다. 이는 그림 3-7의 구조에 대한 전산모의 실험결과로서 증명할 수 있다. 그림 3-7은 그림 3-4의 구조에 QW 내에서의 HH와 LH의 odd mode 포락선 함수를 간

섭하도록 정 중앙에 위치시켰던 GaAs 층 대신 strain의 크기를 줄이기 위해서 0.9 nm 두께의 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 층으로 대신하도록 하였고 그 양쪽으로 약 1/3되는 지점에 2개의 동일한 층을 더한 구조이다. strain을 -3.7 %에서 -2.3 %로 작게 한 이유는 multiple QW 구조를 고려한다면 Single QW에서는 문제가 되지 않는 critical thickness 문제가 발생하여 물질을 성장시키는데 문제가 발생하기 때문이다. 그림 3-8은 그림 3-4의 GaAs층이 1개 삽입된 구조(점선)와 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 층이 3개 삽입된 QW 구조(실선)에 대한 $E-k$ diagram이다. 그림 3-8 에서 LH1 band의 $k_{\parallel}=0$ 에서의 유효질량을 관찰하여 보면, 그림 3-5 에서 음의 값이었던 특성이 개선되었고, 유효질량의 크기 또한 감소했음을 알 수 있다. 또한 LH band와 HH band의 간격이 멀어져 그림 3-5에서 문제시되었던 band mixing 현상이 크게 감소였다. 그림 3-9는 그림 3-8에 대한 이득특성이다. 그림에서 점선은 하나의 GaAs층이 있는 구조의 이득계수에 해당되고 실선은 세 개의 InGaAs층이 있는 구조의 이득계수에 해당된다. 그림 3-6의 1개의 GaAs 층이 포함된 구조의 이득특성과 비교해 볼 때 밴드구조의 변화로 인한 TE/TM모드의 전체적인 이득계수는 커졌고 TM/TE 이득계수의 비 역시 한 개의 GaAs층이 있는 구조보다 더 커졌다는 것을 알 수 있다. 지금까지는 QW내에 얇고 강한 strain이 인가된 층을 삽입하여 가전자대 밴드구조에 변화를 가져옴으로써 TE모드 가 주된 편광성분이었던 구조에서 TM모드 가 주된 편광성분인 구조로 바뀌는 것을 전산모의실험을 통해서 알아보았다. 이 방법이 well 전체에 tensile strain을 인가하는 방법과 크게 다른 것은 well 전체로 보았을 때 -0.5%라는 작은 양의 strain으로도 band mixing 효과를 제거할 수 있었으며 1.55 μm 에서 TM모드 이득을 크게 할 수 있는 구조를 실현할 수 있다는 점이다.

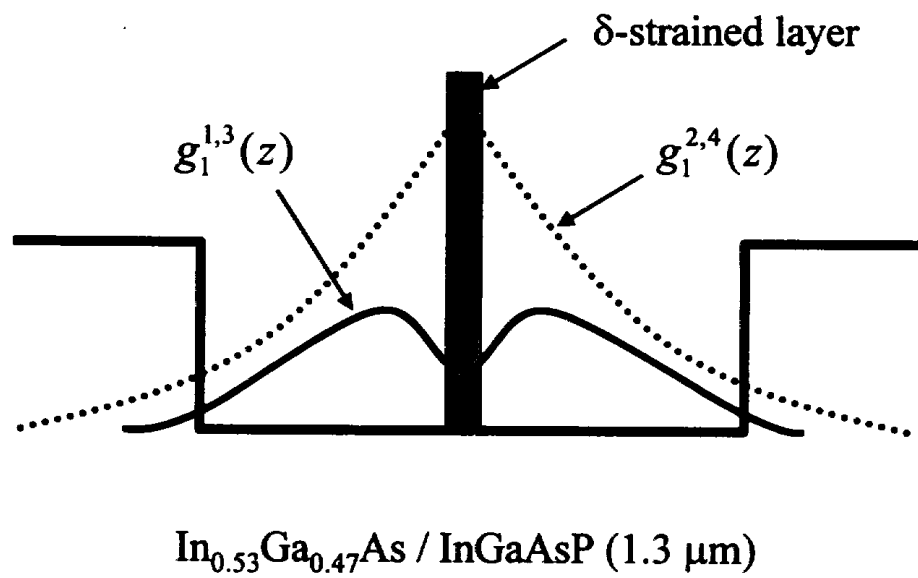


그림 3-4. δ -strained layer가 포함된 양자우물의 개념적 그림

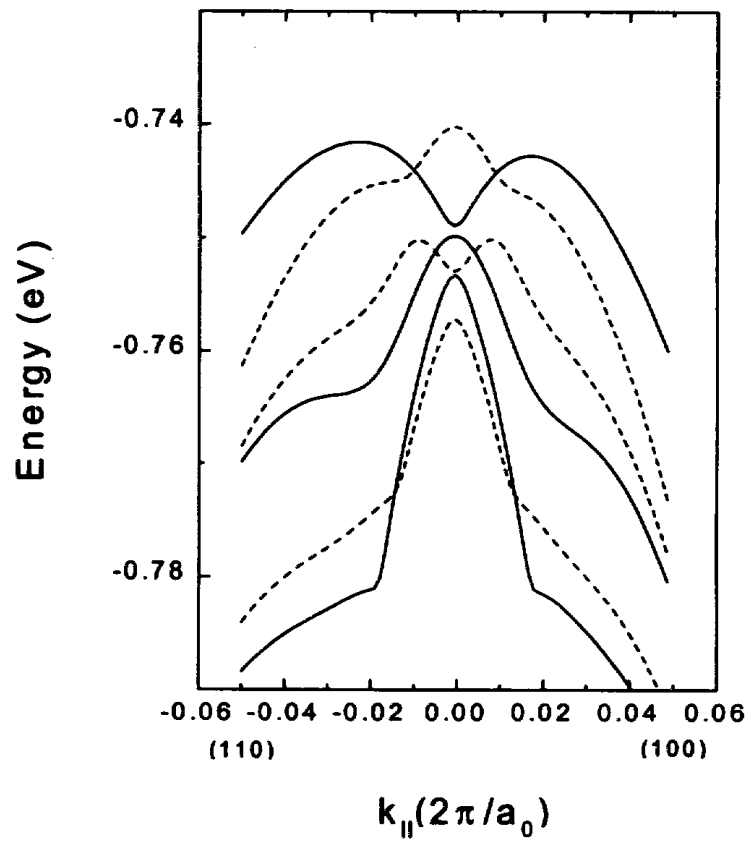


그림 3-5. δ -strained layer가 포함된 양자우물과 포함되지 않은 구조의 $E-k$ 관계

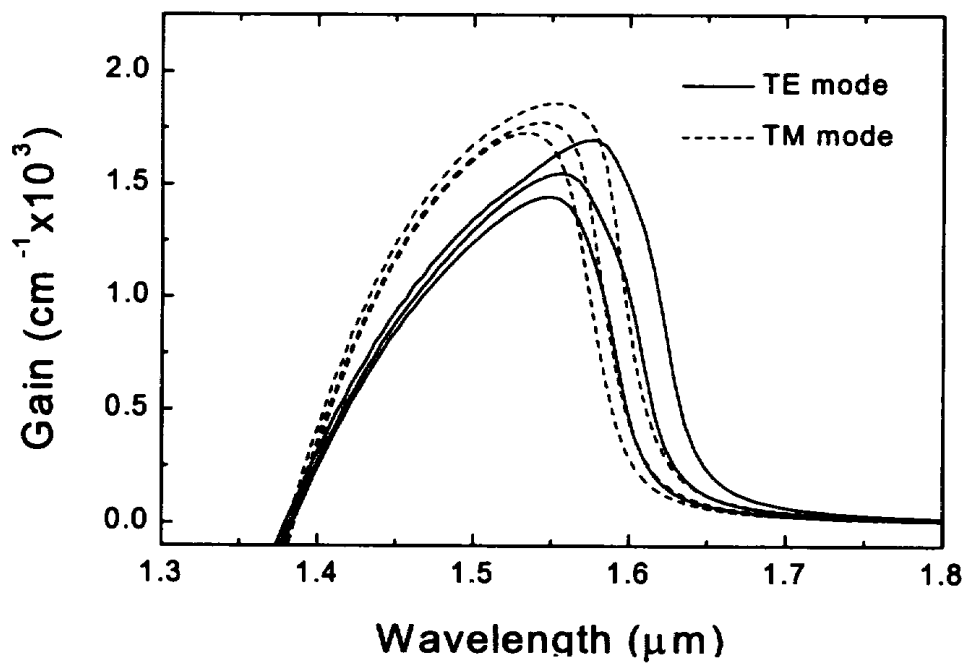


그림 3-6. δ -strained layer의 위치에 따른 TE/TM모드 이득의 변화

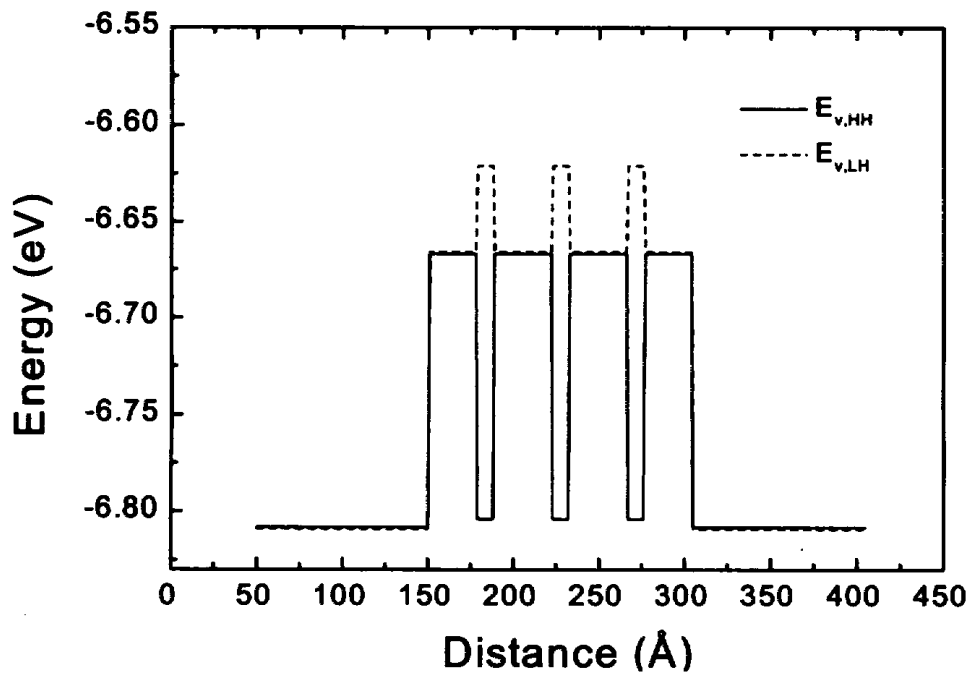


그림 3-7. Model solid을 이용한 δ -strained layer가 3개 포함된 양자우물 구조의 가전자대의 band offset

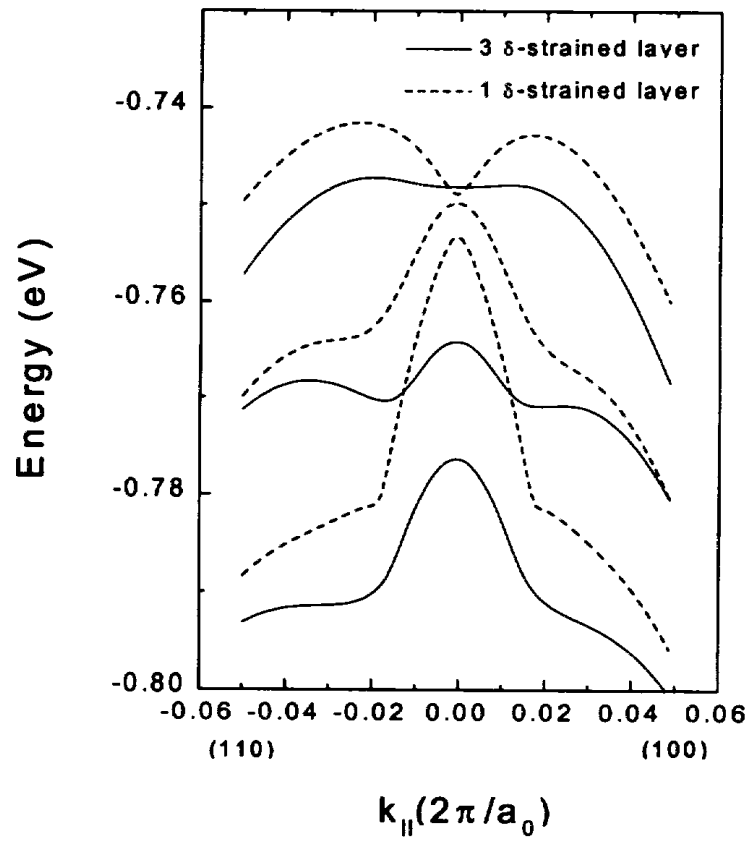


그림 3-8. δ -strained layer가 3개 포함된 구조와 1개 포함된 구조의 가전자대 $E-k$ 관계

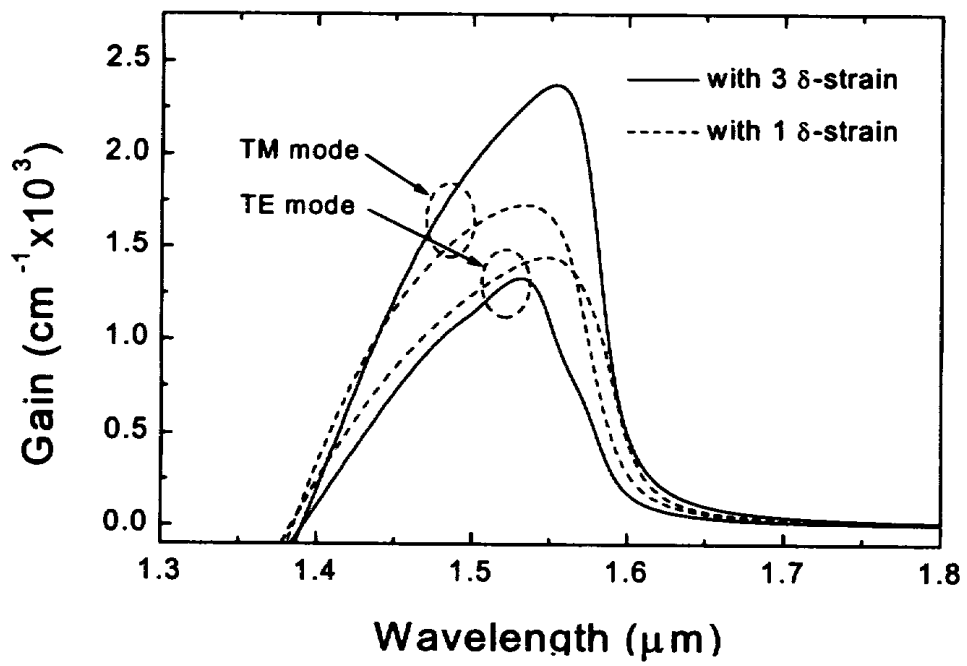


그림 3-9. δ -strained layer가 3개 포함된 구조와 1개 포함된 구조의 TE/TM 이득특성.

제 3-3 절. Tight-binding model과의 비교

일반적으로 알려진 envelop function approximation을 기본으로 하는 $k \cdot p$ 방법의 한계는 다음과 같다. $k \cdot p$ 방법은 $k_{\parallel} = 0$ 에서 band mixing을 전혀 기술할 수가 없다. 또한, 구조내의 다른 물질의 경계에서도 bloch 함수의 주기성은 동일하다는 가정 하에 모델이 성립한다. 이러한 가정은 전형적인 GaAs/AlGaAs의 두꺼운 양자우물 구조에서는 잘 맞으나 앞 절에서 다룬 δ -strained layer가 삽입된 구조와 같이 복잡하고 얇은 층에 대해서는 검증되지 않았다. 본 절에서는 $k \cdot p$ 방법의 이러한 한계점이 δ -strained layer가 삽입된 양자우물 구조를 해석하는데 있어서 어떠한 영향을 미치는지 tight-binding(TB) model의 결과와 비교하여 조사하였다. 그림 3-10은 InP에 격자정합 되고 well의 너비가 153 Å 인 InGaAs/InGaAsP 양자우물에 3-mono layer 두께의 GaAs층을 삽입한 구조의 E - k 관계를 실선($k \cdot p$)과 점선(TB)으로 나타내었다. 이 결과에서는 두 결과의 경향은 거의 일치한다는 것을 알 수 있다. 정확하게 일치하지 않는 점은 앞에서 기술한 $k_{\parallel} = 0$ 에서 band mixing을 전혀 기술할 수가 없으므로 $k \cdot p$ 모델로부터 얻은 결과는 HH와 LH가 $k_{\parallel} = 0$ 에서 같은 에너지상태에 있지 않다는 것과 k_{\parallel} 의 값이 증가함에 따라서 두 결과가 다른 양상을 보인다는 것이다. 두 계산은 모델 자체도 다르지만 계산에 사용된 파라미터 또한 다르다. 따라서 이러한 차이는 거의 무시될 수 있다고 가정하면 두 결과는 거의 일치한다고 볼 수 있다. $k \cdot p$ 모델로부터 얻은, δ -strained layer가 1개 포함된 구조의 결과로 미루어 앞 절에서 다룬 3개의 δ -strained layer가 포함된 구조에 대한 해석 역시 신뢰할 수 있다.

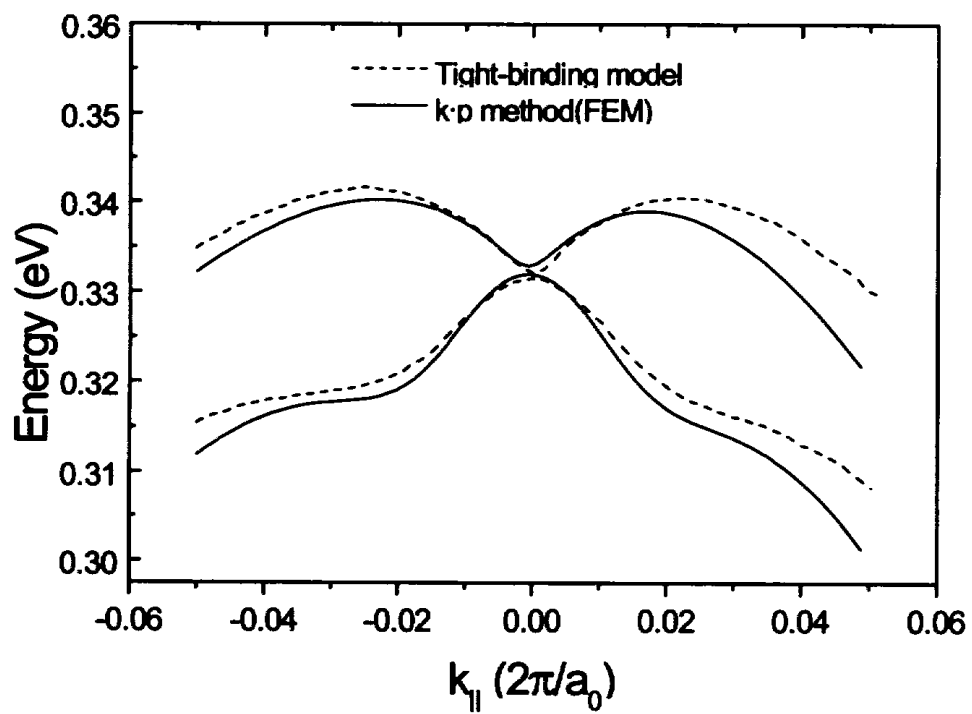


그림 3-10. δ -strained QW의 TB 모델과 FEM의 비교

제 3-4 절. CBE 방법으로 성장시킨 δ -strained layer 가 포함된 양자우물 구조의 PL 특성

InP 기판 위에 CBE(Chemical Beam Epitaxy)방법으로 성장시킨 InGaAs/
InGaAsP 양자우물의 중앙에 Solid source Ga을 이용하여 3-mono layer 두께의
GaAs층을 성장시킨 양자우물 구조와 3개의 In_{0.2}Ga_{0.8}As δ -strained layer를 삽
입한 양자우물구조의 Photoluminescence(PL)측정결과를 그림 3-11에 나타내었
다. 측정은 상온에서 이루어 졌으며, Optical pumping source는 파장이 532 nm
인 NdYag 레이저를 사용하였다. Polarizer가 장착되지 않은 관계로 검출된 신
호의 편광은 확인할 수 없었으나 두 구조 모두 1.55 μ m에서 동작할 수 있음을
확인할 수 있었다.

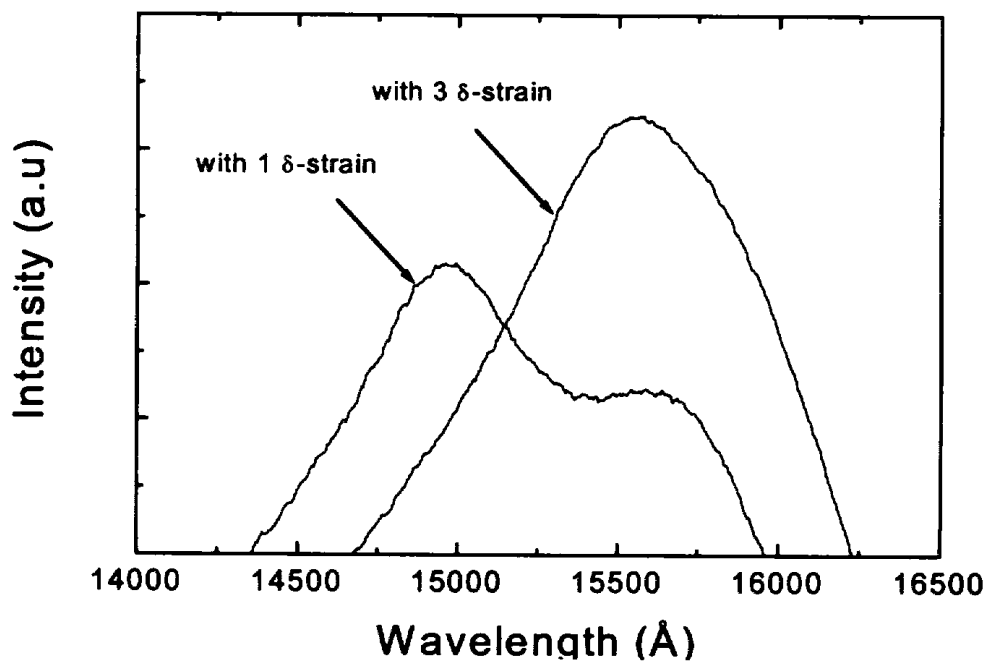


그림 3-11. CBE로 성장시킨 δ -strained QW의 PL 측정결과

제 4 장. 편광 비의존형 SOA의 ASE spectra

SOA의 편광 비의존 이득특성을 얻기 위해서는 QW의 TE/TM 모드 이득계수가 거의 일치해야한다. 하나의 QW에서 이러한 문제를 해결하려는 시도는 여러 문헌들에서 찾아 볼 수 있다. 예를 들어 QW 내에 아주 약한 strain을 인가하여 LH1과 HH1의 에너지 준위를 같도록 하는 방법[20]이 있는데 이 방법은 그림 3-5와 같이 band mixing 효과로 인한 유효질량의 급격한 증가로 인하여 높은 임계전류를 갖게되고 LH1이 indirect 특성을 가져 그 효율도 매우 낮게된다. 파장을 1.55 μm 으로 맞추기 위해 well의 너비도 앞장에서 기술한 바와 같이 최소 18 nm이상은 되어야 할 것이다. 또 다른 예로는 QW내의 well이 아니라 barrier에 tensile strain을 인가하는 방법이다[21]. 이 방법은 barrier에 강한 tensile strain을 인가함으로써 HH는 well에 QW을 형성하도록 하고 LH는 barrier에 QW을 형성하도록 설계한 구조이다. 그러나 이 구조는 매우 높은 strain양을 요구하기 때문에 실제 성장시킬 때 여러 가지 문제를 낳게 된다. 이러한 이유 때문에 본 장에서는 하나의 QW에서 TE/TM 모드 이득계수를 갖도록 하기보다는 3-2절에서 다루었던 InGaAs δ -strained layer가 포함된 QW구조와 well 두께가 6 nm 이고 InP에 격자정합된 InGaAs/InGaAsP(Q1.3) QW(LM QW)을 모두 사용하여 편광성분에 민감하지 않은 이득특성을 가진 ridge형 광 도파로 SOA를 설계하고 Amplified spontaneous emission(ASE) 스펙트럼으로부터 편광 비의존 특성을 알아보도록 하였다.

제 4-1 절. 편광 비의존형 SOA의 설계

그림 4-1 은 본 장에서 제시하는 편광 비의존성 SOA의 개념적인 그림이다. 그림의 오른쪽 위에 있는 InGaAs δ -strained layer가 포함된 QW의 그림을 $k_{||}=0$ 부근에서 LHI밴드의 포락선함수와 QW의 포텐셜 장벽과 겹쳐서 그린 것이다. 여기서, ψ_{HH} 과 ψ_{LH} 은 축퇴된 가전자대 band를 풀기 위한 4×4 Luttinger-Kohn hamiltonian의 두 해이다. 모든 가전자대 밴드는 $k_{||}=0$ 부근만 제외하고 모든 영역에서 couple되어 있으므로 $k_{||}=0$ 지점에서 가전자대 포락선함수를 보면 밴드의 성질을 판별할 수가 있다[15]. 오른쪽 아래의 그림은 위에서와 같은 방법으로 그린 InP에 격자 정합된 InGaAs /InGaAsP(Q1.3) QW을 나타낸 것이다. well의 두께는 TE 모드 이득계수가 최대일 때의 파장이 $1.55 \mu\text{m}$ 이 되도록 6 nm 로 정하였고 barrier height는 $1.3 \mu\text{m}$ 으로 하였다. 서로 다른 두개의 QW을 동시에 사용하기 위해서는 각각의 QW의 동작 점에서의 캐리어 농도를 알고 그것을 기준으로 해서 QW의 개수를 정해야 한다. 이러한 DC 해석을 수행하기에 앞서 2차원 FEM 방법을 이용하여 계산한 SOA구조의 ridge-waveguide의 높이 변화에 따른 transverse방향 TE/TM 모드 광 가둠 계수를 그림 4-2와 같이 구하였다. 그림 4-2의 결과에서, ridge의 높이가 높아질수록 $\Gamma_{TE/TM}$ 는 점점 증가하다가 800 nm 이상에서는 그 증가하는 비율이 포화되는 현상을 보인다. single mode 도파로를 제작하기 위해서는 광 가둠계수 뿐만 아니라 도파로 내에 형성되는 필드 모드의 개수 또한 중요하다. 전산 모의 실험결과 ridge의 높이가 800 nm 일 때 single mode 도파로가 형성되는 것을 확인할 수 있었으므로 광 가둠계수 의 크기가 포화되기 시작하는 800 nm 를 ridge의 높이로 정하는 것이 가장 합리적이다. 이때의, Γ_{TE} 와 Γ_{TM} 값은 각각 0.52 와 0.50 이다. $\Gamma_{TE/TM}/\Gamma_{TE/TM}$ 는 거의 일정하여 그림 4-2의 점선과 같이 약 0.96 을 유지하였다. 그 이유는 Ridge의 폭이 $2 \mu\text{m}$ 으로 작기 때문에 도파로의

폭이 x 방향이나 y 방향으로의 차이가 크지 않기 때문이다. 그림 4-3은 SOA의 도파로 해석을 위해 사용된 구조를 파라미터와 함께 나타낸 그림이다. 다음은 위의 도파로에 대한 해석을 바탕으로 그림 4-1의 두 QW구조와 그림 4-2의 결과를 이용하여 레이저 다이오드의 L-I 특성을 구하여 DC 동작특성을 알아볼 것이다. 레이저 다이오드의 광 출력을 구하기 위해서는 QW의 캐리어 농도에 대한 이득특성을 로그함수로 정의한 다음 구조에 의해 결정되는 각종 손실로부터 레이저 다이오드가 레이저 광 출력을 낼 수 있는 문턱 캐리어 농도를 구해야 한다. 문턱 캐리어 농도로부터 문턱 전류를 구할 수 있고 이후의 전류주입에 대한 광 출력의 응답은 비율방정식의 정상상태 해로부터 얻을 수 있다[22]. 그림 4-4는 InGaAs δ -strained layer가 포함된 QW과 포함되지 않은 격자 정합된 QW의 두 구조의 TE모드와 TM모드를 각각 합산하여 캐리어의 주입에 따른 이득특성을 나타낸 결과이다. 광학적 이득계수는 선형 시스템이므로 중첩의 원리가 적용되어 각각의 모드를 단순히 더하는 것으로 이득특성을 합산할 수 있다. 그림에서 실선은 캐리어 농도에 대한 TE모드 이득계수의 결과이고 점선은 TE 모드 이득계수의 결과이다. 이 결과는 합산된 두 모드의 이득계수를 다음 식 4-1의 로그함수로 fitting하여 얻은 함수를 나타낸 것이다.

$$g_m = g_0 \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) \quad 4-1$$

Fitting한 결과 그림 4-4에서 TM모드 이득계수를 나타낸 함수의 파라미터는 $g_0=2294.74 \text{ cm}^{-1}$, $N_0=1.05 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 을 얻었고 TE모드 이득계수를 나타낸 함수의 파라미터는 $g_0=2855.78 \text{ cm}^{-1}$, $N_0=1.68 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 을 얻어 TM 모드의 transparency 때의 캐리어 농도가 더 작게 나타났다. 이는 InGaAs δ -strained layer가 포함된 QW구조가 lattice matched(LM) QW 구조보다 낮은 transparency 캐리어 농도를 갖기 때문이다. 그러나 g_0 의 값은 LM QW의 값이 더 크므로 높은 캐리어 밀도에서는 LM QW이 더 높은 효율을 가져 그림 4-4의 두 그래프가 약 $N=1.2$ 에서 만나는 결과를 보인다. 위의 결과로부터 얻은 캐

리어 농도에 대한 QW의 이득특성관계로부터 SOA의 임계 캐리어 농도는 다음의 식 4-2에서 얻어진 g_{th} 값을 식 4-1에 대입하여 얻을 수 있다.

$$\frac{g_{th}}{\Gamma_{xy}} = \alpha_m + \Gamma_{xy} \cdot \alpha_i + (1 - \Gamma_{xy}) \cdot \alpha_i \quad 4-2$$

여기에서 Γ_{xy} 는 앞에서 구했던 transverse 방향의 광 가둬계수이고 α_i 는 도파로 내의 진성손실, α_m 은 양쪽 벽계면의 반사율과 레이저 다이오드의 길이로 결정되는 광 손실이다. 전류와 캐리어 농도의 관계는 다음과 같이 주어진다.

$$I = q \cdot V \cdot \frac{n_{th}}{\tau_e} + I_L \quad 4-3$$

위의 식에서 V 는 활성층의 체적이고 τ_e 는 활성층 내에서의 전자의 수명이 다. I_L 은 광 출력에 기여하지 않는 누설전류이나 여기서는 고려하지 않기로 한다. 표 4-1은 본 전산모의 실험에 사용된 레이저 다이오드의 파라미터를 나열한 것이다. 위의 식들과 파라미터들로부터 레이저의 광 출력을 그림 4-5와 같이 두 구조에 대하여 구하였다. 그림에서 실선은 InGaAs δ -strained layer가 있을 때의 I-L 특성이고 점선은 δ -strained layer 구조가 없을 때의 I-L 특성이 다. In_{0.2}Ga_{0.8}As δ -strained layer가 있는 구조의 임계 캐리어 농도는 $1.1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 이고 없는 구조는 $2.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 으로 δ -strained layer가 있는 구조가 낮은 동작 점을 가졌다는 것을 알 수 있다.

SOA의 활성층에 사용될 QW의 개수를 정하기 위해서 각각의 구조에 대하여 광 출력이 10 mW일 때의 캐리어 농도를 동작점이라 정하고 그 때의 전류와 캐리어 밀도 그리고 이득계수를 각 구조에 대하여 구한 다음 그 결과들을 표 4-2에 나타내었다. 표 4-2에서 알 수 있는 사실은 광 출력이 10 mW부근에서 두 QW구조가 거의 동일한 캐리어 밀도와 이득계수를 가진다는 점이다. 두 구조의 전류특성이 매우 다름에도 불구하고 동작 점에서의 캐리어 밀도의 차이가 크게 나타나지 않는 이유는 LM QW의 g_0 이 δ -strained layer가 포함된 QW보다 크기 때문이다. 따라서 SOA의 활성층으로 그림 4-1에 나타낸 세 개의

InGaAs δ -strained layer가 있는 구조와 없는 구조를 각각 하나씩 사용하여 설계할 수 있다는 것을 알 수 있다.

표 4-1. SOA의 DC해석에 사용된 파라미터.

Parameters	values	Parameters	values
L	300 μm	d	0.2 μm
Ridge width(w)	2 μm	λ	1.55 μm
Γ_{TE}	0.52	Γ_{TE}	0.50
R	0.32 %	A	$1.4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$
B	$1 \times 10^{-10} \text{ m}^3/\text{s}$	C	$7.5 \times 10^{-29} \text{ m}^6/\text{s}$
α_i	10 cm^{-1}		

표 4-2. 광 출력이 10 mW일 때의 QW 파라미터.

Structure	$I(\text{mA})$	$N(\text{cm}^{-3})$	$g_m(\text{cm}^{-1})$
with $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	47	1.224×10^{19}	5.631×10^3
LM QW	47.2	1.213×10^{19}	5.646×10^3

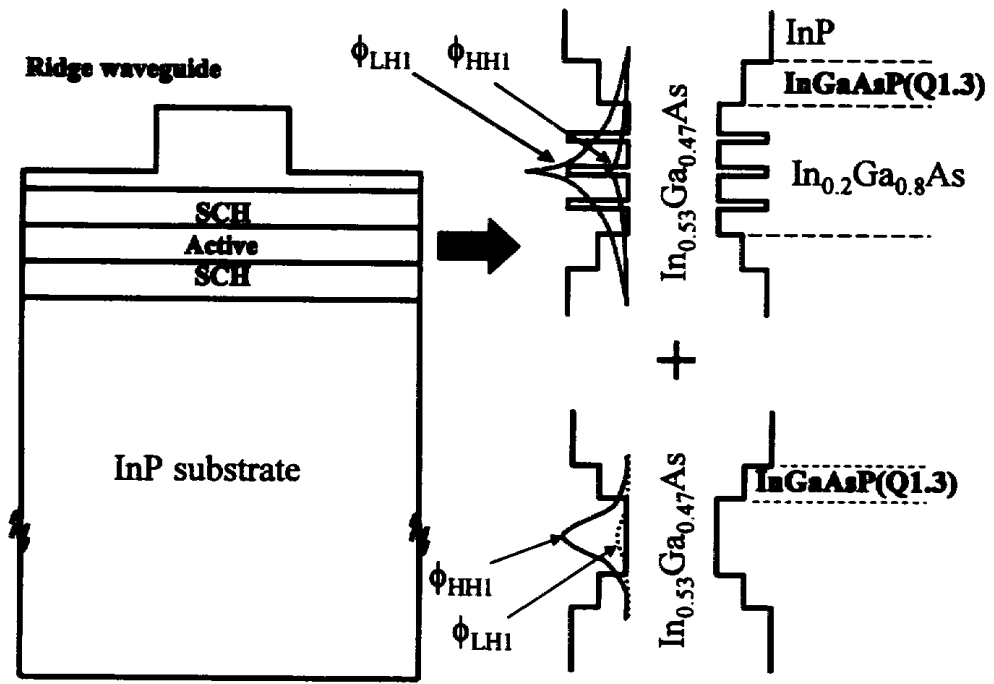


그림 4-1. 2개의 서로 다른 형태의 양자우물을 이용한 편광 비의존형 반도체 광 증폭기의 개념적 그림

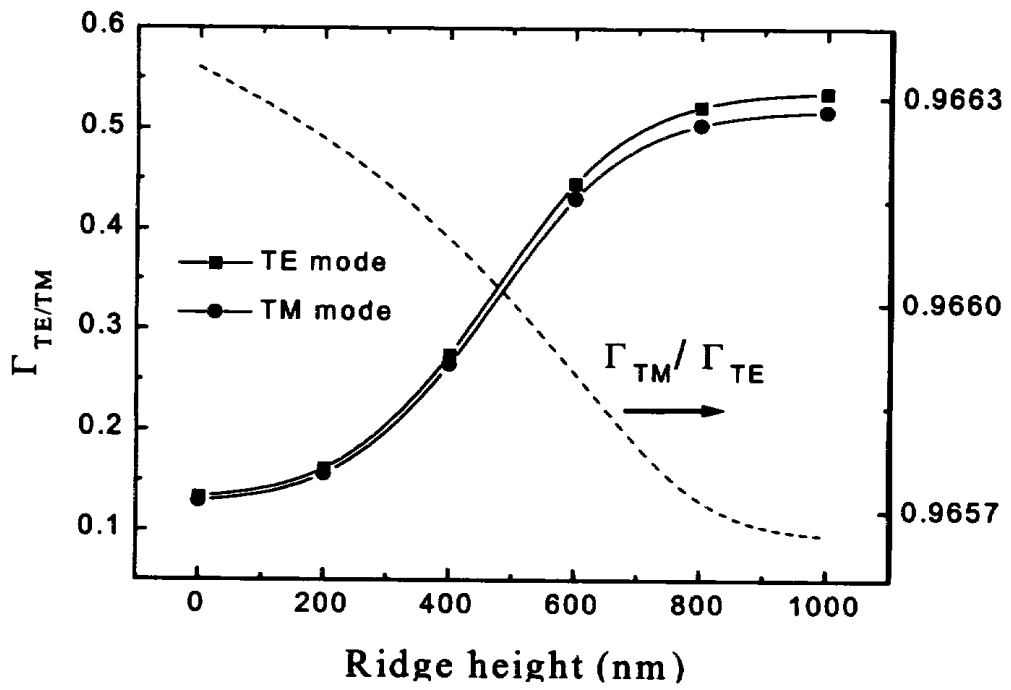


그림 4-2. ridge-waveguide의 높이에 따른 transverse방향으로의 TE/TM모드 광 가동계수의 변화

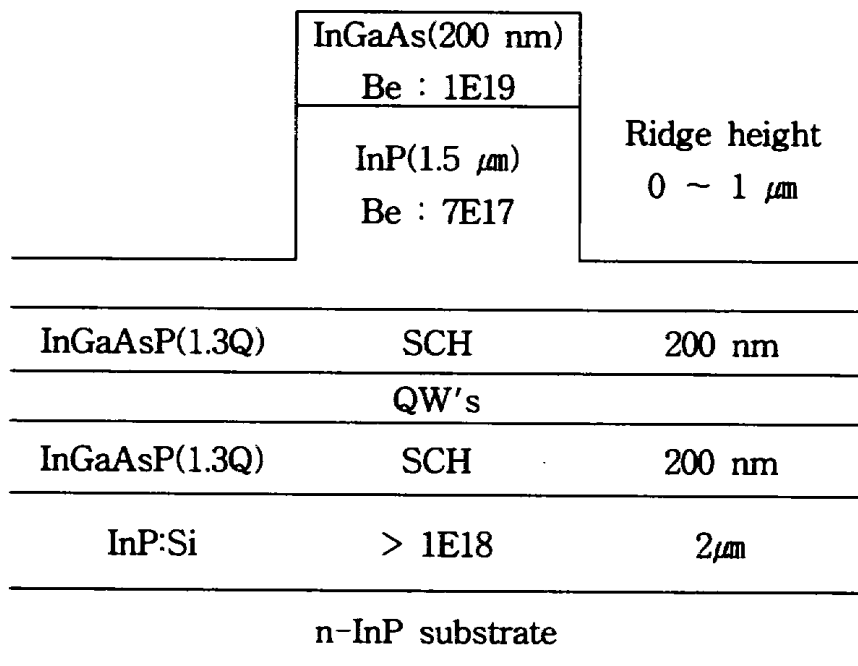


그림 4-3. $\Gamma_{TE/TM}$ 을 구하기 위한 이차원 FEM 전산 모의 실험에 사용된 ridge-waveguide SOA 구조.

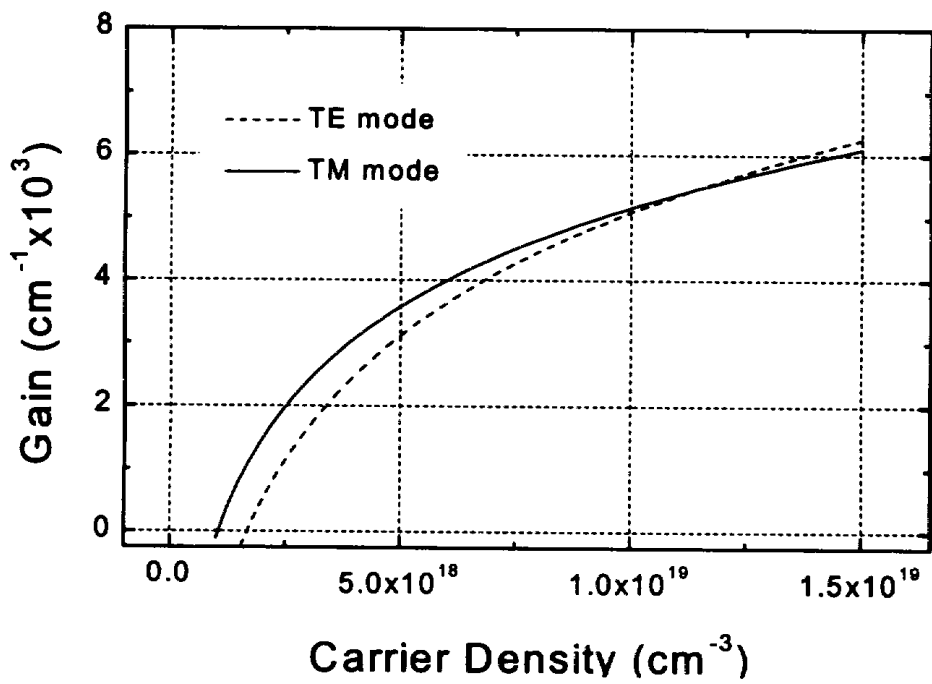


그림 4-4. 그림 4-1의 두 구조의 합산된 캐리어 밀도에 따른 TE/TM 이득계수의 변화

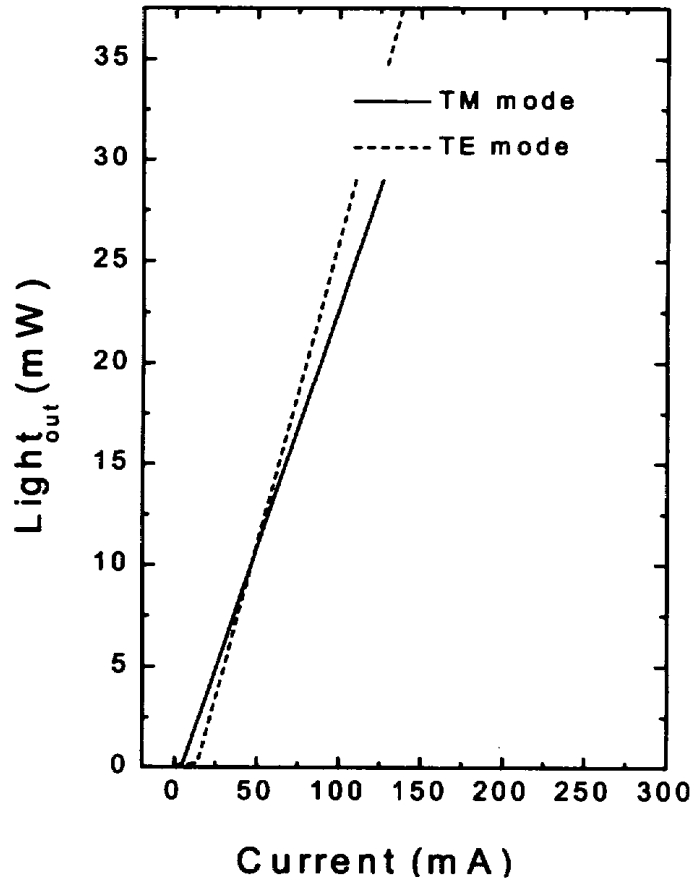


그림 4-5. 그림 4-1의 구조를 이용한 레이저 다이오드의 전류 주입에 따른 TE/TM 모드 $I-L$ 특성

제 4-2 절. SOA의 ASE spectra

지금까지 얻은 결과들을 바탕으로 설계한 SOA의 편광 비의존 특성을 알아보기 위한 방법으로는 SOA에 바이어스를 인가한 상태에서 벽계면으로부터 출력되는 ASE(Amplified spontaneous emission) 스펙트럼의 편광특성을 조사하는 방법을 들 수 있다. 이 방법은 bias에 따른 편광의존도는 볼 수 없지만 파장영역에서 이득의 편광성분을 알 수 있도록 해준다. SOA의 활성층에서 자연 방출된(spontaneous emission) 광자들중 도파로에서 공진할 수 있는 모드와 일치한 일부분이 유도방출을 유도하게 되는데, SOA에는 벽계면의 반사율이 10^{-4} 로 매우 작기 때문에 공진은 매우 미미하게 되어 무수히 많은 파장대의 빛들이 나오게 되는데, 이를 ASE라 부른다. SOA의 ASE 스펙트럼을 구하기 위해 단위체적당 자연방출계수 r_{sp} 를 이용하여 두께가 dz 이고 면적이 A 인 체적으로부터 나오는 자연 방출되는 파워는 다음과 같이 나타낼 수 있다[23].

$$\begin{aligned} P_t &= W(\hbar\omega) \cdot A \cdot dz_s \\ &= \frac{\beta}{2} r_{sp}(\hbar\omega) \cdot \Delta E \cdot \hbar\omega \cdot A \cdot dz_s \end{aligned} \quad 4-4$$

파워와 전류밀도의 관계로부터 전류밀도를 다음과 같이 표현 할 수 있다.

$$|J_s|^2 = \frac{8}{\eta} W(\hbar\omega) \cdot dz_s \quad 4-5$$

$\eta = \eta_0/n$ 이고 $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 377\Omega$ 는 자유공간의 특성저항이다. 아래의 그림 4-6은 SOA의 자연 방출을 구하기 위해 전류밀도와 이로 인해 Fabry-Perot 공진기에 발생하는 전계의 방향과 경계조건을 나타낸 그림이다. 그림과 같이 $|J_s|^2$ 를 공진기의 z_s 주입했을 때 공진기 내부에 발생하는 전계가 형성되는데 이들의 경계조건으로부터 공진기 내부의 임의의 위치 z_s 에서의 자연 방출광의 세기는 다음의 식 4-6과 같이 주어진다

$$I_s(z_s, \hbar\omega) = \frac{\pi^2}{8\eta_0} |1+R| \cdot |J_s|^2 \times \left[\frac{1+r_1 e^{Gz_s} \cdot \cos(2k_0 n_s z_s) + e^{2Gz_s} \cdot |r_1|^2}{|1-r_1 r_2 e^{GL} e^{2k_0 n_s L}|^2} \right] e^{\alpha(L-z_s)} \quad 4-6$$

식 3-6에서 $R=r_1^2$, $G=g'_m - \alpha_i$ 이다. 여기에서 $g'_m = \Gamma_{xy} g_m$ 로부터 얻어진 모드 이득계수이다. 이 때, 전파상수 $k_0 n_s$ 을 $k_0 n_s - iG/2$ 로 대치함으로써 모드 이득계수를 고려하도록 하였다.

마지막으로 한쪽 벽계면으로부터 나오는 자연방출광의 세기를 얻기 위해서 식 4-6을 z_s 대해 0에서 L 까지 적분하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$I_{ASE}(\hbar\omega) = \int_0^L I(z_s, \hbar\omega) dz_s = (1-R) \cdot \left[\frac{W(\hbar\omega)L}{G} \right] \frac{(e^{GL} - 1)(1 + Re^{GL})}{|1 - Re^{GL} e^{2k_0 n_s L}|^2} \quad 4-7$$

위의 식 4-7과 앞에서 얻은 InGaAs δ -strained layer가 포함된 QW과 LM QW의 이득계수 및 자연방출 계수와 표 4-4에 나타낸 파라미터들을 이용하여 SOA의 ASE 스펙트럼을 그림 4-7과 같이 구하였다. 그림 4-7의 ASE의 편광 비의존 특성은 매우 넓은 영역에서 나타났다. 특히 장파장대역에서 넓은 이득특성을 보이고 있다. $1.54 \mu\text{m} \sim 1.6 \mu\text{m}$ 구간에서는 0.5 dB이하의 편광 비의존성을 나타내었고 $1.57 \mu\text{m}$ 에서는 TE/TM모드가 일치하는 특성을 보였다.

표 4-3. ASE계산에 사용된 파라미터.

Parameters	values	Parameters	values
L	$600 \mu\text{m}$	d	$0.2 \mu\text{m}$
Ridge width(w)	$2 \mu\text{m}$	λ	$1.55 \mu\text{m}$
Γ_{TE}	0.52	Γ_{TE}	0.50
R	$5 \times 10^{-4} \%$	β	5×10^{-4}
α_i	10 cm^{-1}		

$$|J_s| = \frac{8}{\eta} W(\hbar\omega) dz_s$$

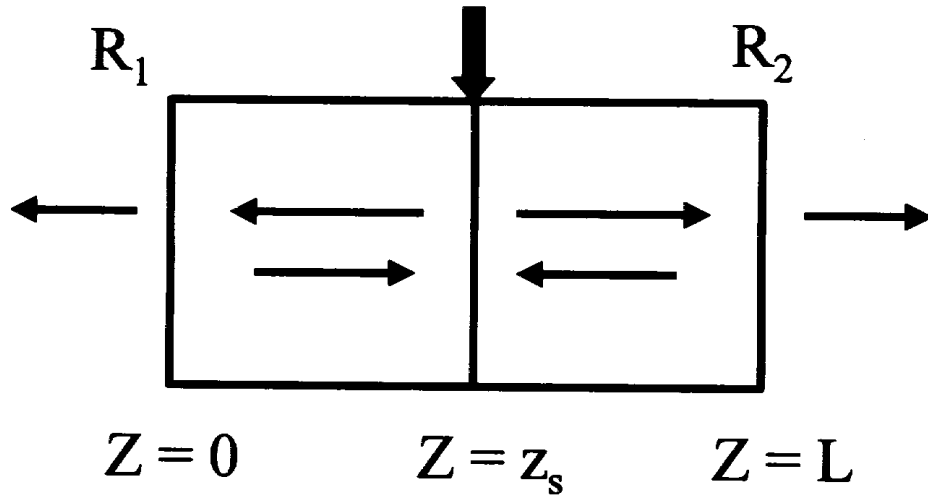


그림 4-6. 전류밀도와 ASE와의 관계 및 경계조건을 설명하는 Fabry-perot 공진기

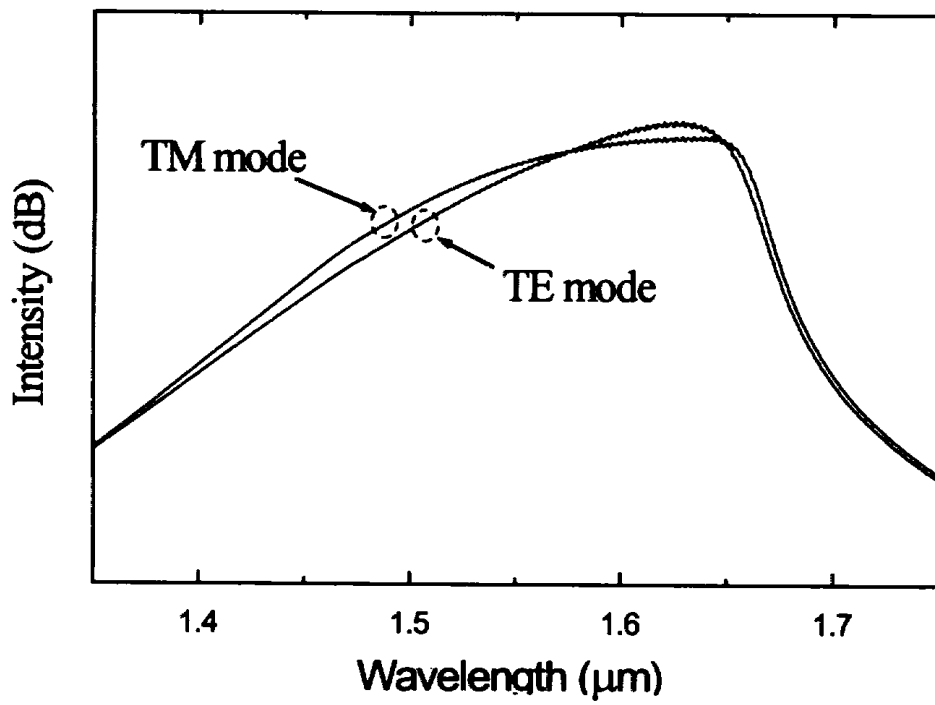


그림 4-7. SOA의 편광 비의존성을 보여주는 ASE spectrum

제 5 장. 결론 및 향후 연구과제

이상으로 본 논문에서는 δ -strained layer가 포함된 양자우물구조에 대한 이득 특성과 전기적 E - k 관계를 FEM 방법을 이용하여 이론적으로 조사하였고 그 결과를 tight-binding 모델로부터 얻은 결과와 비교하였다. 그 결과 δ -strained layer와 같이 매우 얇은 층에 대하여서도 $k \cdot p$ 방법이 적용될 수 있음을 확인하였고 δ -strained layer가 1개 있을 때의 경우뿐만 아니라 3개 삽입된 구조에 대해서도 $k \cdot p$ 방법이 적용될 수 있음을 확인하였다[25][26]. δ -strained QW이 기존의 tensile strained QW과 비교하여 갖는 이점은 그림 3-3에서 보였던 $L_z=180$ Å인 InGaAs/InGaAsP 양자우물의 이득계수의 파장이 $1.55 \mu\text{m}$ 에 미치지 못한다는 사실에 잘 나타나 있듯이 비교적 쉽게 $1.55 \mu\text{m}$ 에서 동작이 가능한 구조를 구현할 수 있다는 것이다. 비록, 이러한 방법을 이용하여 양자우물의 TE/TM모드 이득을 같도록 할 수 있으나 하나의 양자우물 구조에서 편광 비의존 이득특성을 구현하는 것은 heavy-hole band와 light-hole band간의 심한 band mixing을 야기하므로 바람직하지 않다. 따라서 높은 효율을 가지면서도 편광 비의존 특성을 가지는 방법으로서 본 논문에서는 δ -strained QW과 lattice matched QW을 동시에 이용한 반도체 광증폭기의 구조를 제시하였고 이를위해 각각의 구조에 대한 DC 해석과 이들을 이용하여 설계한 SOA구조의 광 도파로 해석을 통해 편광 비의존 이득특성을 갖는 SOA를 설계하였다[27]. 제시한 SOA구조의 ASE 스펙트럼 결과는 매우 넓은 영역에서 편광 비의존성을 갖는다는 결과를 나타내고있다. 문헌에 의하면, 1530 nm - 1560 nm 의 파장영역에서 $8 \times 10 \text{ Gbps}$ 씩 2개의 병렬 채널로 $16 \times 10 \text{ Gbps}$ 파장 분할 다중화(WDM)방식을 구현한 것이 보고되었다[24]. 30 nm 의 파장 윈도우에 8개의 채널을 형성하기 위해서는 각 채널간 간격이 3.75 nm 가 되어 한다. 하나의 반도체 광 증폭기로 더 많은 채널을 수용하기 위해서는 더 넓은 영역에서 편광

에서 편광 비의존 이득특성을 가져야 할 뿐 아니라 넓은 영역에서 동일한 이득 계수를 가져야 한다. 따라서, broad band 이득특성을 가지며 보다 안정적인 편광 비의존형 반도체 광 증폭기의 개발은 매우 중요하다고 할 수 있다. 향후 연구 방향은 δ -strained layer가 포함된 양자우물 구조에서 carrier transport를 고려한 주파수 해석과 polarization insensitive 광 변조기에의 응용을 들 수 있다. 무엇보다 δ -strained QW은 실제 구현이 용이하다는 장점을 가지고 있으므로 이를 바탕으로 한 반도체 광 증폭기의 개발은 보다 용이할 것으로 판단된다.

참고문헌

- [1] M. J. O'Mahony, "Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, pp. 531-544, 1988.
- [2] K. Y. Liou, U. Koren, E. C. Burrows, M. Oron, B. I. Miller, M. Young, G. Raybon and C. A. Burrus, "Operation of integrated InGaAsP-InP optical amplifier monitoring detector with feedback control circuit," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 870-880, 1990.
- [3] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in Semiconductor laser amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 2297-2306, 1989.
- [4] K. T. Koai, R. Olshansky, and P. M. Hill, "Dual-function semiconductor laser amplifier in a broad-band subcarrier multiplexed system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 926-928, 1990.
- [5] N. A. Olsson, R. F. Kazarinov, W. A. Nordland, C. H. Henry, M. G. Oberg, H. G. White, P. A. Garbinski, and A. Savage, "Polarization-independent optical amplifier with buried facets," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 16, pp. 1048-1049, Aug. 1990.
- [6] I. Cha, M. Kitamura, and I. Mito, "1.5 μ m band traveling-wave

- semiconductor optical amplifiers with window facet structure," *Electron. Lett.* vol. 25, no. 18, pp. 1241-1242, Aug. 1989.
- [7] B. Mersali, G. Gelly, A. Accard, J. L. Lafrayette, P. Doussiere, M. Lambert, and B. Fernier, "1.55 μm high-gain polarization-insensitive semiconductor traveling wave amplifier with low driving current," *Electron. Lett.* vol. 26, no. 2, pp. 124-125, Jan. 1990.
- [8] C. Q. Xu, K. Yamada, Y. katoh, and M. Kawahara, "Polarization-insensitive traveling-wave semiconductor optical amplifier with a square-shaped active waveguide," *Optical Amplifiers and Their Applications*, Santa Fe, New Mexico, June 24-26, pp. 144-147, 1992.
- [9] T. Saitoh and T. Mukai, "Structure design for Polarization-insensitive traveling-wave semiconductor laser amplifiers," *Optical and Quantum Electron.*, vol. 21, S47-S58, 1989.
- [10] S. Cole, D. M. Cooper, W. J. Devlin, A. D. Ellis, D. J. Elton, J. J. Isaac, G. Sherlock, P. C. Spurdens, and W. A. Stallard, "Polarization-insensitive near traveling-wave semiconductor laser amplifiers at 1.5 μm ," *Electron. Lett.* vol. 25, no. 5, pp. 314-315, March. 1989.
- [11] T. Toyonaka, S. Tsuji, M. Haneda, and Y. Ono, "Polarization-independent semiconductor optical amplifiers using twin GRIN rod lenses," *Electron. Lett.* vol. 27, no. 11, pp. 941-943, May. 1991.
- [12] G. Grosskopf, R. Ludwig, R. G. Waarts, and H. G. Weber, "Optical

amplifier configurations with low polarization sensitivity," *Electron. Lett.* vol. 23, no. 25, pp. 1387-1388, Dec. 1987.

- [13] D. S. Citrin and Y. C. Chang, "Valence-subband structures of GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wires : The effect of split-off bands," *Phys. Rev. B*, vol. 40, 5507-5514, 1989-I.
- [14] J. C. Yi and N. Dagli, "Finite-Element Analysis of Valence Band Structure and Optical Properties of Quantum-Wire Arrays on Vicinal Substrates," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, pp. 208-218, 1995.
- [15] D. Ahn and S. Chuang, "Optical gain in a strained-layer quantum well lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 12, pp. 2400-2405, 1988.
- [16] M. Hovinen, B. Gopalan, F.G. Johnson, M. Dagenais, "A novel structure of delta-strained quantum well for polarization insensitive semiconductor devices at 1.55 μ m," *Electro-optics Soc. Annual Meeting MA. Boston, Nov*, pp. 13-14, 1996.
- [17] Peter J. A. Thijs, Luuk F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma, J. J. M. Binsma, and Teus Van Dongen, "High-Performance 1.5 μ m Wavelength InGaAs-InGaAsP Strained Quantum Well Lasers and Amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-27, no. 6, pp. 1426-1439, Jun. 1991.
- [18] A. D. Carlo, A. Reale, L. Tocca and P. Lugli, "Polarization-Independent δ -strained Semiconductor Optical

- amplifiers : A Tight-Binding Study," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-34, pp. 1730-1739, 1998.
- [19] Peter J. A. Thijs, Luuk F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, and Teus van Dongen, "Progress in LongpWavelength Strained-Layer InGaAs(P) Quantum-well Semiconductor Laser and Amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. QE-30, no. 2, pp. 477-499, Feb. 1994.
- [20] B. Mersali, G. Gelly, A. Accard, J. L. Lafragette, P. Doussiere, M. Lambert, and B. Fernier, "1.55 μm high-gain polarization-insensitive semiconductor traveling wave amplifier with low driving current," *Electron. Lett.* vol. 26, no. 2, pp. 124-125, Jan. 1990.
- [21] K. Magari, M. Okamoto, Y. Suzuki, K. Sato, Y. Noguchi, and O. Mikami, "Polarization-insensitive optical amplifiers with tensile strained-barrier MQW structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-30, no. 3, pp. 695-702, 1994.
- [22] Govind P. Agrawal, Niloy K. Dutta, "Semiconductor Lasers", Van nostrand reinhold, pp. 35-73, 1993.
- [23] C. S. Chang, S. L. Chuang, J. R. Minch, W. W. Fang, Y. K. Chen and T. Tanbun-EK, "Amplified Spontaneous Emission Spectroscopy in Strained Quantum-Well Lasers", *IEEE J. selected topics in QE.*, vol. 1, pp. 1100-1107, 1995.
- [24] G. Soulage, A. Jourdan, P. Doussiere, M. Bachman, J. Y. Emery, J. Da Loura, M. Sotom, "4 \times 4 space-switch based on clamped-gain semiconductor optical amplifiers in a 16 \times 10 Gbit/s WDM experiment,"

ECOC'96, Oslo, pp. 145-148, 1996.

- [25] 조용상, 이석, 우덕하, 박경현, 한일기, 김희종, 김선호, 박윤희, 구자용, 최우영, 이종창, “얇은 에너지 장벽이 포함된 양자우물 구조의 이득 특성 연구,” *COOC'98 광전자공학 학술회의 논문* pp.281-282.
- [26] Y. S. Cho, W. Y. Choi, Y. H. Park, H. T. Yi, S. Lee, D. H. Woo, M. S. Oh, J. S. Yahng, H. J. Kim, S. H. Kim, J. C. Yi., “Numerical analysis of quantum well with strained thin layers for polarization optical amplifiers”, *International workshop on physics and Applications of Semiconductor Quantum Structures.*, C65., 1998.
- [27] 조용상, 최우영, 박윤희, 이석, 김희종, 한일기, 우덕하, 김선호, 강광남, “무편광 반도체 광증폭 기를 위한 최적설계 연구,” *제 74회 한국물리학회* Ia-P068.

Absract

Study on the δ -strained InGaAs/InGaAsP quantum-well for Polarization Insensitive Semiconductor optical amplifiers

Cho Yong Sang
Dept. of Electronic Eng.
The Graduate School
Yonsei University

Semiconductor optical amplifiers(SOA) have been widely studied because of it's flexibility compared to the fiber amplifiers. Besides their general purpose usage such as in-line amplifiers, boosters, and pre-amplifiers in optical networks, SOA's can offer nonlinear characteristics which can be applied to cross gain modulation(XGM), cross phase modulation(XPM), four wave mixing(FWM), and wavelength converters for the wavelength division multiplexing(WDM) systems. But most SOA's based applications suffer from the anisotropic nature of optical gain of the quantum well structures. This nature is

caused by the valence band split between the heavy-hole bands and the light-hole bands in the quantum well. This problem can be solved by introducing tensile strain to well or barrier of the QW.

To get polarization insensitivity, it must be considered the amount of strain, well width and wave-guide geometry at the same time. The amount of strain is the most critical parameter that can change band structure dramatically. And besides, it makes a large change of bandgap and a separation of the light-hole and the heavy-hole bands.

Semiconductor growth technology was limited in the thickness of strained well layer which determine the quantized levels of subbands i.e. the band split and the peak wavelength. These problems make it difficult to realize $1.55\mu\text{m}$ polarization insensitive SOA's. This thesis shows the gain characteristics of the strained structure numerically and the optimized strained quantum well for the polarization insensitive SOA. The peak wavelength of material gain was fitted to the photoluminescence experimental data. The quantum well structures used in this calculation are consisted of three GaAs superlattice layers in InGaAs well. The lattice mismatch between GaAs and InP is 3.8%. The number of GaAs superlattice layers and their thickness determine the average strain of the well. At the GaAs superlattice layers, the increase of light-hole mass causes the slope of wave function to be more convex while the decrease of heavy-hole mass leads it to be more concave,

and the heavy-hole envelop functions will suppressed in this results.

Therefore this structure enhances the TM mode gain coefficient with good efficiency because the light-hole band is lifted up whereas the heavy-hole band is lowered down. Additionally, it shows 3dB gain bandwidth of 100nm in 1.55 μ m wavelength system.

Keywords : polarization, semiconductor optical amplifiers, laser diod, quantum well, optical gain.