

MQW 레이저 다이오드 특성 해석을 위한
새로운 rate equation 모델링

연세대학교 대학원

전자공학과

이 한 상

MQW 레이저 다이오드 특성 해석을 위한
새로운 rate equation 모델링

지도 최 우 영 교수

이 논문을 석사학위논문으로 제출함


1997년 12월 일


연세대학교 대학원


전자공학과

이 한 상

이한상의 석사학위논문을 인준함

심사위원 최우영 

심사위원 韓相國 

심사위원 김재석 

연세대학교 대학원

1997년 12월 일

감사의 글

부족하지만 최선을 다한 이 한편의 논문을 마치면서, 2년의 대학원 생활 동안 저에게 도움을 주신 여러분들께 감사의 마음을 전합니다. 먼저, 저에게 학문의 길을 열어 주시고 특별한 관심과 자상하신 배려로 저를 지도해주신 최우영 교수님의 은혜에 깊은 감사를 드립니다. 교수님의 많은 가르침은 공학인으로서 사회생활을 하는 동안 영원히 잊지 못할 것입니다. 또한, 한결같은 모습으로 저에게 따스한 관심을 가져주신 김봉열 교수님께 깊은 감사를 드립니다. 본 논문을 심사해주시고 부족한 점들을 자상하게 지도해 주신 김재석 교수님과 한상국 교수님께 감사드립니다. 학부와 대학원 6년 동안 많은 가르침을 주신 저희 전자공학과 의 박규태 교수님, 차일환 교수님, 이상배 교수님, 강창언 교수님, 이문기 교수님, 윤대희 교수님, 김재희 교수님, 이재용 교수님, 홍대식 교수님, 송홍엽 교수님, 이철희 교수님, 강문기 교수님, 이충용 교수님께도 깊은 감사를 드립니다.

본 논문의 시작에서 완성까지 항상 곁에서 충고해 주시고 저의 대학원 생활 동안 헤아릴 수 없이 많은 도움을 주신 정태식, 김경환, 이승우 선배님께 깊은 감사를 드리고, 학문적으로 큰 도움을 주신 김대욱 선배님께도 깊은 감사드립니다. 그리고 연구실 생활을 도와주신 김재영, 최충문, 윤재석, 이병철, 유동열 선배님, 김정태 선배님, 그리고 CAD I, CAD II 의 모든 선배님들께도 감사의 마음을 드립니다. 대학원 생활에 쉽게 익숙해지도록 많은 관심과 충고를 아끼지 않은 박상욱, 정동수, 주용규, 한정일 선배님께 감사드리며, 짧았지만 함께 했던 연구실 생활은 영원히 기억에 남을 것입니다.

연구실 생활을 같이 했던 자용이형(구서방), 세은형, 용호형, 민우

(영감). 용삼이와 선배를 즐겁게 해주고 선배임을 느끼게 해준 귀영동이 유근(구라맨)에게 고마운 마음을 전합니다. 또한 CAD I, CAD II의 여러 선배들과 후배들에게도 감사의 마음을 전합니다.

연구실에서 즐거움과 어려움을 같이한 종수(쫄수), 멋진 삼오(짱오)에게 깊은 고마움을 전하고 철욱(똥땡이), 현수, 경구, 강석이형, 범준, 현석, 성렬, 성윤, 선준, 현오, 석주, 정현, 상진, 지용, 우성, 우경, 호경, 명록, 용운, 명덕, 재경이, 아직까지 학부생인 성원(원송이), 회사에 다니는 준석(썬떡)등 여러 동기들과 고등학교 동창으로 마음한구석을 지탱해주었던 기택, 신현, 용재, 호길, 규상, 덕형, 승현, 명덕, 경동, 재준등에게 제 마음을 전합니다.

학부와 대학원 생활동안 언제나 정신적으로 큰 힘이 되었던 윤미에게도 고마운 마음을 전하고 싶습니다.

끝으로, 제가 여기까지 올 수 있도록 모든 것을 희생하여 뒷바라지를 해주신 아버님, 어머님께 누구보다도 진심으로 감사드리며, 귀엽고 사랑스러운 동생 혜령이에게도 고마움을 전합니다.

1997년 12월 신촌에서

차 례

감사의 글	
그림차례	iii
표 차례	v
국문요약	vi
제 1 장 서론	1
제 2 장 Laser Diode Dynamics	4
제 2-1 절 다중양자우물 LD 구조와 캐리어 이동 과정	4
제 2-2 절 LD의 Rate Equation	7
2-2-1 기존의 Rate Equation	7
2-2-2 새로운 Rate Equation	8
제 2-3 절 Modulation Response	16
제 2-4 절 주요 Parameter	20
2-4-1 SCH Transport Time	22
2-4-2 Thermionic Emission	22
2-4-3 Tunneling	23
2-4-4 Interwell Transport Time	26
2-4-5 Band Offset	26

제 3 장 직접 변조 속도에 영향을 주는 요소	30
제 3-1 절 Intrinsic 요소	30
3-1-1 광이득	31
3-1-2 광자밀도	38
3-1-3 광자의 생명시간	39
제 3-2 절 캐리어 전달 요소	40
제 4 장 결과 및 고찰	44
제 4-1 절 시뮬레이션 방법	44
제 4-2 절 LD의 주파수 응답 특성	45
4-2-1 4-2-1 차동 이득 변화에 따른 주파수 응답 특성	45
4-2-2 바이어스 전류 변화에 따른 주파수 응답 특성	47
4-2-3 LD cavity 길이 변화에 따른 주파수 응답 특성	50
4-2-4 캐리어 평균 전달 시간 변화에 따른 주파수 응답 특성	55
제 4-3 절 LD 구조에 따른 캐리어 전달 효과	57
4-3-1 LD 구성 물질의 선택	57
4-3-2 캐리어 평균 전달 시간	59
4-3-3 캐리어 collection 효율	65
제 5 장 결론 및 향후 연구 과제	68
참 고 문 헌	71
영 문 요 약	75

그림 차례

그림 2-1	구조와 캐리어 전달 과정	6
그림 2-2(a)	$\tau_{e,ave}$ 의 계산과정	11
그림 2-2(b)	$\tau_{s,ave}$ 의 계산과정	13
그림 2-3	다중양자우물 구조에서 터널링과 열적 여기 현상	25
그림 3-1(a)	$m_h=m_e$ 인 벌크 물질에서 density of state와 Fermi 확률	32
그림 3-1(b)	$m_h=m_e$ 인 양자우물 물질에서 density of state와 Fermi 확률	33
그림 3-1(c)	$m_h \neq m_e$ 인 양자우물 물질에서 density of state와 Fermi 확률	33
그림 3-2	a_1 격자 크기의 기판 위에 a_0 격자 크기의 얇은 layer를 성장시킬때(compressive strain), 격자의 변형 모습	36
그림 3-3	strain이 가해질 때, valence band가 변형되는 모습	37
그림 4-1	차동 이득의 변화에 따른 LD 주파수 응답 특성	46
그림 4-2	Bias 전류의 변화에 따른 LD 주파수 응답 특성	48
그림 4-3	캐리어 밀도 변화에 대한 일반적인 광이득 변화	49
그림 4-4	cavity 길이(L_c)의 변화에 따른 LD의 주파수 응답 특성	52
그림 4-5(a)	단일양자우물 LD에서 cavity 길이(L_c)의 변화에 따른 발전개시 광이득	53
그림 4-5(b)	다중양자우물 LD에서 cavity 길이(L_c)의 변화에 따른	

	발전개시 광이득	54
그림 4-6	캐리어 평균 전달 시간의 변화에 따른 LD 주파수 응답 특성	56
그림 4-7	전위 장벽 물질로 InGaAlAs와 InGaAsP를 사용하였을 때, 두 type에서 양자 우물수의 변화에 따른 캐리어 평균 도달 시간의 비교	62
그림 4-8(a)	전위장벽 물질로 InGaAsP를 사용하였을 때, 캐리어 평균 전달 시간에서 양자 우물수의 변화에 따른 SCH 캐리어 전달 시간과 양자우물간 전달 시간이 점유하는 비율	63
그림 4-8(b)	전위장벽 물질로 InGaAlAs를 사용하였을 때, 캐리어 평균 전달 시간에서 양자 우물수의 변화에 따른 SCH 캐리어 전달 시간과 양자우물간 전달 시간이 점유하는 비율	64
그림 4-9	전위 장벽 물질로 InGaAlAs와 InGaAsP를 사용하였을 때, 두 type에서 SCH의 bandgap 변화에 따른 캐리어 collection efficiency 비교	67

표 차례

표 2-1 본 논문에서 사용된 2원화합물 material parameters	21
표 2-2 본 논문에서 사용된 화합물의 band gap의 실험식	29
표 3-1 고속 변조를 위한 LD의 최적화	43

국 문 요 약

MQW 레이저 다이오드 특성 해석을 위한 새로운 rate equation 모델링

본 논문에서는 광통신 시스템에서 핵심적인 소자인 다중양자우물(MQW) 레이저 다이오드의 특성을 해석하기 위해 '각 양자우물에 존재하는 캐리어들의 평균밀도', '평균 캐리어 전달 시간', '캐리어가 열적 여기로 빠져나가는 평균 시간'의 개념을 도입해서 다중양자우물 레이저 다이오드의 dynamics에 대한 새로운 rate equation을 제시하였다. 제시된 rate equation을 근거로 한 시뮬레이션을 통해서 바이어스 전류와 차동 이득, cavity의 길이, 캐리어 평균 전달 시간 등이 레이저 다이오드의 직접 변조 속도에 주는 영향을 여러 방면에서 살펴보았고, 그 결과로 레이저 다이오드의 직접 변조 속도에 가장 큰 영향을 주는 것이 캐리어 평균 전달 시간인 것을 확인할 수 있었다. 전위장벽구조와 SCH 구조가 캐리어 평균 전달 시간에 주는 영향과 캐리어 collection 효율에 주는 영향을 살펴보았다.

고속 직접 변조를 위한 레이저 다이오드의 최적화된 구조 설계시, 본 논문에서 제시된 다중양자우물 레이저 다이오드에 대한 rate equation은 유용하게 쓰일 수 있을 것으로 기대된다.

핵심되는 말 : 다중양자우물, 레이저 다이오드, 주파수 응답특성, carrier transport time, 캐리어 collection 효율, 직접변조

제 1 장. 서 론

MQW(Multiple Quantum Well) Laser Diode(LD)는 초고속 광통신을 위한 핵심적인 소자이고 이로 인해 LD에 관한 많은 연구가 진행되어 왔다. 광통신에서는 디지털 방식이 주로 사용되고 있고, 이를 가장 간단하게 구현하는 방법은 LD의 광출력을 on/off로 변조시키는 방법이다. 광출력의 변조 방식은 외부 변조기를 사용하는 방식과 LD에 가해주는 입력 전류를 변화시켜 광출력을 변조하는 직접 변조 방식으로 나눌 수 있다. LD를 직접 변조시킬 경우 chirp(LD의 발진 파장의 변화)이 생기고, 이로 인해 생기는 광펄스의 분산은 장거리 광통신 시스템에서 성능 저하의 요인으로 나타난다[1]. 외부에서 LD의 광출력을 on/off시키는 역할을 하는 변조기를 이용한 외부 변조 방식을 사용할 경우 이런 chirp으로 인해 발생하는 문제는 생기지 않는다. 하지만 직접 변조 방식은 chirp으로 인한 성능 저하가 심하지 않은 중거리 및 단거리 광통신 시스템에 있어서 이 변조 방식 기술의 간단성, 경제성 등에서 외부 변조 방식에 비해 우월한 자리를 차지하고 있어 LD의 고속 직접 변조에 관한 연구는 앞으로도 꾸준히 진행될 전망이다.

이러한 직접 변조를 이용한 광통신 시스템에서 요구되는 중요한 성능 중의 하나가 바로 넓은 대역폭이고 지금에 와서는 통신 사용자의 폭증으로 인하여 그 중요성이 점점 더 가중되고 있다. 이러한 LD의 직접 변조 대역폭에 영향을 주는 요소로는 차동 이득(differential gain), 광자(photon)밀도, 광자의 생명시간(life time)등의 intrinsic 요소와 캐리어 전달(transport) 시간, 캐리어의 열적 여기(thermionic escape) 시간 등의 캐리어 transport 요소, serial resistance,

parasitic capacitance 등의 parasitic 요소 등이 있다. 이러한 요소들은 LD의 구조(양자 우물수, 전위 장벽 구조, SCH 구조, cavity의 길이 등)와 LD의 구동 조건(바이어스 전류)의 직접적인 영향을 받게 되므로 직접 변조 대역폭이 큰 LD를 제작하고 활용을 위해서는 LD의 구조와 구동 조건의 변화에 따른 LD의 특성을 먼저 해석해야 한다. 특정 구조를 갖는 LD의 dynamics를 나타내는 rate equation을 모델링할 수 있으면 이 rate equation의 정상 상태에서의 근으로부터 LD의 주파수 응답 특성을 구할 수 있고, 이 정상 상태의 주파수 응답 특성으로부터 해당 LD가 갖는 직접 변조 대역폭을 알 수 있다. 따라서 특정 구조를 갖는 LD에 대한 rate equation의 모델링은 직접 변조 대역폭 관점에서 큰 의미를 갖고 있다는 것을 알 수 있다. rate equation의 모델링을 통한 LD의 해석에 대해서 이제까지 발표된 논문을 보면 거의 단일양자우물 LD에 대한 것이고 [5][6], 실질적으로 많이 사용되고 있는 다중양자우물 LD에 대한 것은 거의 없다. 이는 단일양자우물의 경우 해석을 위해선 3개의 rate equation을 풀면 되어서 간단하지만, 다중양자우물의 경우 각 양자우물에 대한 전자와 정공의 rate equation들(n 개의 양자우물을 가진 경우, $2n$ 개의 rate equation 필요)과 Poisson 방정식, continuity 방정식을 동시에 풀어야하므로[13] 매우 복잡하기 때문이다. 본 논문에서는 다중양자우물 LD에서 '각 양자우물에 존재하는 캐리어들의 평균 밀도', '평균 캐리어 전달 시간', '캐리어가 열적 여기로 빠져나가는 평균 시간'의 개념을 도입해서 새로운 rate equation의 모델링을 제시하였다. 이 경우 rate equation 수는 양자우물 수와 무관하게 3개(SCH의 캐리어 밀도, 양자 우물의 평균 캐리어 밀도, 광자의 밀도에 대한 것)로 단일양자우물 LD의 rate equation 수와 같다. 따라서 본 논문에서 제시한 rate equation을 통해서 비교적 간단하게 다중양자우물 LD에 대해서 해석을 할 수 있는 장점이 있다. 하지만 양자우

물 수가 증가함에 따라서 각 양자우물 내에 존재하는 캐리어들간의 불균등이 심해져 논문에서 제시한 rate equation 모델링의 정확도가 낮아지는 단점이 있다. 논문에서 제시한 rate equation 모델링을 근거로 하여 컴퓨터를 사용해서 simulation을 수행하였다. Simulation 결과와 이론적인 내용[4][5][6][26]과 실험 값들[5][6][26]의 비교에서 본 논문에서 제시한 rate equation의 모델링이 타당하다는 것을 알 수 있었다. 또한 simulation 결과를 통해서 여러 파라미터의 변화에 대한 LD의 특성 변화를 쉽게 확인할 수 있었다.

본 논문의 2장에서는 다중양자우물 LD의 구조와 캐리어 전달 과정을 설명하였고, 다중양자우물 구조의 LD에 대한 rate equation의 모델링을 제시하였으며, 여기서 제시한 rate equation으로부터 정상 상태에서 LD의 주파수 응답 특성 유도해 보았다. 또한 rate equation을 구성하는 주요 parameter들(SCH 캐리어 transport time, thermionic escape time, tunneling time, interwell 캐리어 transport time, band offset등)의 계산에 대해서 설명하였다. 3장에서는 차동 이득, 광자 밀도, 광자의 생명시간등의 intrinsic 요소와 캐리어 전달 시간, 캐리어의 열적 여기 시간 등의 캐리어 transport 요소들이 LD의 직접 변조 속도에 주는 영향을 살펴보고, LD의 고속 직접 변조를 위한 위 요소들의 최적화 방법에 대해서 정리하였다. 4장에서는 2장의 내용을 근거로 하여 구현한 simulator를 통하여 3장에서 제시하였던 여러 파라미터의 변화에 따른 LD의 특성변화, 전위장벽과 SCH 구조 변화에 따른 캐리어 전달 효과에 대해 직접 살펴보고 검토하였다. 5장에서는 논문의 결과를 정리하고 앞으로의 연구 과제를 제시하였다.

제 2 장 Laser Dynamics

제 2-1 절 다중양자우물 LD의 구조와 캐리어 이동 과정

LD의 dynamics를 설명하기 전에 먼저 본 논문에서 사용된 다중양자우물 LD의 구조와 LD 내에서 캐리어가 어떻게 이동하는지 그림 2-1에 나타내었다. LD의 기본인 n형, p형으로 각각 doping된 cladding 층을 양끝에 두었고, 광 이득을 향상시키고 발진개시 전류 밀도를 낮게 하는[21] 큰 광가둠 계수(optical confinement factor)를 얻기 위해 SCH 구조를 두었으며, 가운데 부분에 양자우물로 이루어진 active 영역이 존재한다. SCH 물질은 여기서는 발진개시 전류, 유효 차동 이득과 관계 있는[6] 캐리어 collection 효율을 개선하기 위해 barrier 보다 큰 bandgap을 갖는 물질을 선택하였다.

그림에서 전자(electron)의 이동 과정은 실선, 정공(hole)의 이동 과정은 점선으로 나타내었다. 전자와 정공은 각각 n-cladding, p-cladding 층을 통해 SCH 영역으로 주입된다. 주입된 캐리어의 대부분은 전계(drift)와 확산(diffusion)에 의해 SCH 영역을 통과하게 되고, 일부는 SCH 영역에서 radiative 또는 nonradiative 형태로 그 에너지를 소모하고 재결합하게 된다. SCH를 통과한 캐

리어는 첫 번째 양자우물에 포획(capture)되어 일부는 빛으로 재결합되고, 일부는 열적 여기(thermionic escape)로 양자우물 밖으로 빠져나가서 다음 양자우물에 포획되는 과정이나 터널링(tunneling) 과정에 의해 바로 옆 우물로 전달되게 되어 여기서 빛으로 재결합되고 일부는 역시 이웃하는 양자우물로 전달된다. 최종 양자우물에서 캐리어는 열적여기로 인해서 SCH 영역으로 빠져나가 여기서 또한 재결합될 수 있다. 주입된 캐리어의 손실은 SCH에서 재결합되거나 양자우물내에서 nonradiative 형태로 재결합될 때 발생하게 된다.

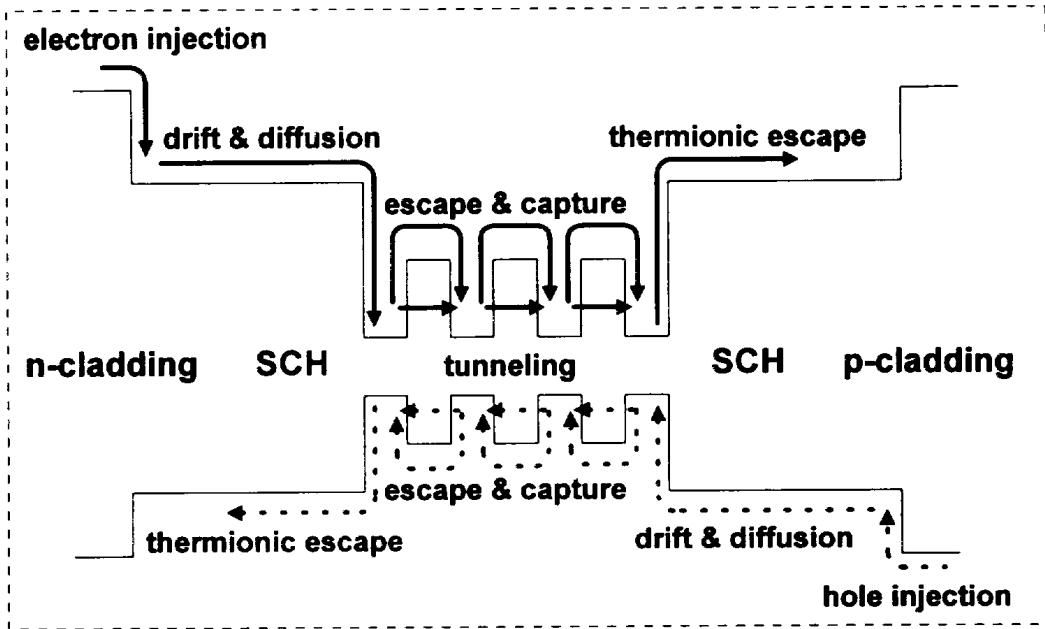


그림 2-1. LD 구조와 carrier 전달과정

제 2-2 절 LD의 Rate Equation

2-2-1 기존에 발표된 LD의 Rate Equation

Rate equation을 이용한 LD의 dynamics의 해석은 Lau와 Yariv[7], Bowers[8]등에 의해서 제시되었고, 이 당시의 rate equation의 구성은 두 개의 식(하나는 양자우물 내에서 시간에 따른 캐리어의 밀도(N_w) 변화에 대한 식이고, 나머지 하나는 laser cavity 내에서 시간에 따른 광자(photon)의 밀도(S) 변화에 대한 식이다)으로 이루어 졌다.

그후로 rate equation을 이용한 LD의 dynamics 해석이 계속해서 연구되어졌고, 광가둠 계수를 크게 하기 위해 사용된 SCH 영역에서 시간에 따른 캐리어 밀도의 변화에 대한 식(transport 효과가 포함됨)이 더 추가되었다[6]. LD에서 나오는 빛을 single mode라 가정을 하고 SCH 영역의 캐리어 밀도를 N_s , 양자우물내의 캐리어 밀도를 N_w , LD cavity 내의 광자 밀도를 S 라 하면 다음과 같은 세 개의 rate equation으로 단일양자우물에 대한 dynamics를 나타낼 수 있다[6].(나머지 기호에 대한 의미는 뒤에서 제시된 rate equation에서 설명함)

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{I}{q \cdot V_s} - \frac{N_s}{\tau_s} + \frac{N_w \cdot (V_w/V_s)}{\tau_e}$$

$$\frac{dN_w}{dt} = \frac{N_s \cdot (V_s/V_w)}{\tau_s} - \frac{N_w}{\tau_n} - \frac{N_w}{\tau_e} - \frac{v_g \cdot G(N_w) \cdot S}{1 + \epsilon \cdot S}$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{v_g \cdot G(N_w) \cdot S}{1 + \epsilon \cdot S} - \Gamma - \frac{S}{\tau_p}$$

위의 rate equation으로부터 LD의 주파수 응답 특성을 구하기 위해서는 2-3 절에서 자세히 설명하겠지만 먼저 small signal 식으로 위 식들을 바꾼 뒤, steady state에서 세 식을 연립해서 SCH 영역의 캐리어 밀도, 양자우물내의 캐리어 밀도, 광자밀도에 대해서 풀면 되는데 이것은 그다지 어려운 일이 아니다.

n개의 양자우물을 가진 다중양자우물 LD의 dynamics에 대한 분석을 위해서 기존에 발표된 논문[13][24][25]을 보면, 각 양자우물내의 전자와 정공에 대한 2n개의 rate equation, 광자에 대한 1개의 rate equation, 캐리어 흐름에 대한 continuity 방정식, charge의 field에 대한 Poisson 방정식을 모두 함께 고려하여 dynamics를 해석하였다. 이 방법은 일단 계산이 되면 전자와 정공의 위치와 시간에 따른 정확한 분포를 구할 수 있지만 그 계산에 있어서 매우 복잡하고 양자우물수가 많아질수록 계산량이 많아져서 계산이 어려워지는 단점이 있어 발표된 논문을 보면 최대 4개의 양자우물까지에 대해서만 캐리어의 분포를 구하였다.

2-2-2 새로운 Rate Equation

본 논문에서는 양자우물수가 많아질수록 증가하는 계산의 복잡함과 어려움을 피하기 위해 '각 양자우물에 존재하는 캐리어들의 평균밀도', '평균 캐리어 전달 시간', '캐리어가 열적 여기로 빠져나가는 평균 시간'의 개념을 도입해서 새로운

rate equation을 모델링 하였다. 이렇게 하면 n개의 양자우물을 가진 LD의 경우에도 단일양자우물 LD의 경우와 같이 3개의 rate equation으로 모델링할 수 있고 여기서 주파수 응답 특성도 간단하게 구할 수 있는 장점이 있다. LD에서 나오는 빛을 single mode라 가정을 하고 SCH 영역의 캐리어 밀도를 N_s , 양자우물내의 평균 캐리어 밀도를 N_w , LD cavity 내의 광자 밀도를 S 라 하면, n개의 양자우물을 가진 LD의 rate equation은 다음과 같다.

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{I}{q \cdot V_s} - \frac{N_s}{\tau_s} + \frac{N_w \cdot (V_w/V_s)}{\tau_{e,ave}} \quad (1)$$

$$\frac{dN_w}{dt} = \frac{N_s \cdot (V_s/V_w)}{\tau_{s,ave}} - \frac{N_w}{\tau_n} - \frac{N_w}{\tau_{e,ave}} - \frac{v_g \cdot G(N_w) \cdot S}{1 + \epsilon \cdot S} \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{v_g \cdot G(N_w) \cdot S}{1 + \epsilon \cdot S} \cdot \Gamma_{total} - \frac{S}{\tau_p} \quad (3)$$

단일양자우물의 경우와 다른 점은 식 (1)에서 $\tau_{e,sch}$ 대신 평균값인 $\tau_{e,ave}$ 를 썼고 식 (2)에서 τ_s 대신에 평균값인 $\tau_{s,ave}$ 를 썼으며, 식 (3)에서 I 대신에 각 우물의 광가득 계수들의 합인 Γ_{total} 를 쓴 점이다.

그림 2-1과 같이 열적 여기에 의해 우물 밖으로 빠져나간 캐리어가 옆 우물에 다시 포획되어 전달되거나 터널링에 의해 캐리어가 한 우물에서 옆 우물까지 전달될 때 걸리는 시간을 interwell transport time τ_i 이라 하고 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{\tau_{e,b} + \tau_c} + \frac{1}{\tau_t} \quad (4)$$

우물에 주입된 캐리어가 그림 2-2(a)와 같이 각 우물에서 SCH 영역까지 빠져 나간다고 할 때, 그림에서 각 양자우물에서 SCH 영역까지 캐리어가 빠져나가는 데 걸리는 시간은 각각 다음과 같고,

$$\tau_{e1} = \tau_{e, sch}$$

$$\tau_{e2} = \tau_r + \tau_{e, sch}$$

$$\tau_{e3} = 2 \cdot \tau_{ri} + \tau_{e, sch}$$

.....

$$\tau_{en} = (n-1) \cdot \tau_{ri} + \tau_{e, sch}$$

평균값인 $\tau_{e, ave}$ 는 아래와 같다.

$$\tau_{e, ave} = \frac{\sum_{i=0}^n \tau_{ei}}{n} = \tau_{e, sch} + \frac{(n-1)}{2} \cdot \tau_r \quad (5)$$

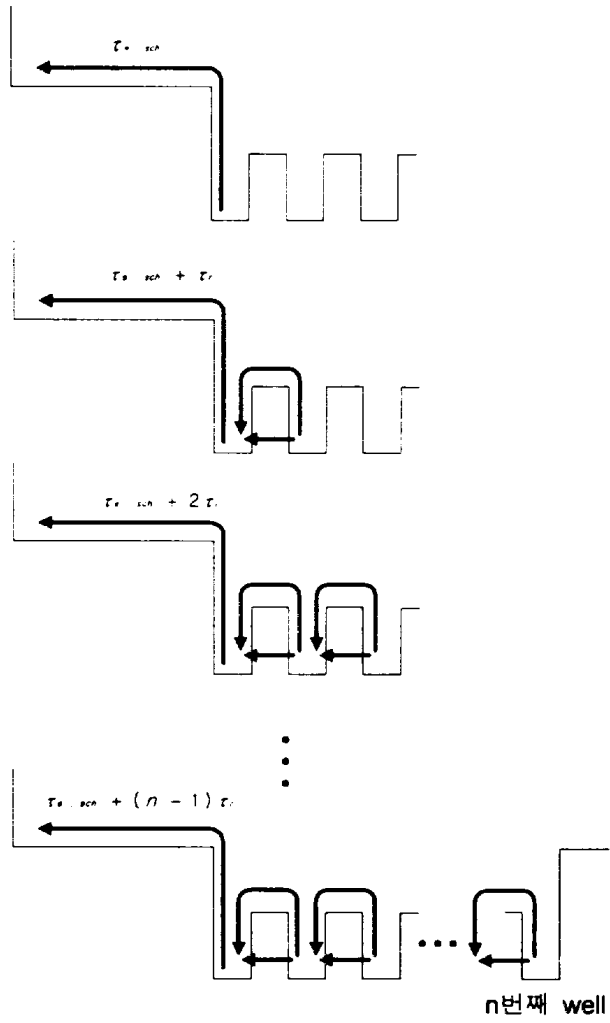


그림 2-2(a) $\tau_{e,ave}$ 의 계산과정

캐리어가 그림 2-2(b)와 같이 SCH에서 각 우물로 전달된다고 할 때, 그림에서 SCH를 거쳐서 각 양자우물에 캐리어가 전달되는 시간은 각각 다음과 같고,

$$\tau_{s1} = \tau_s + \tau_c$$

$$\tau_{s2} = \tau_s + \tau_c + \tau_r$$

$$\tau_{s3} = \tau_s + \tau_c + 2 \cdot \tau_r$$

.....

$$\tau_{sn} = \tau_s + \tau_c + (n-1) \cdot \tau_r$$

그 평균값인 $\tau_{e,ave}$ 는 아래와 같다.

$$\tau_{s,ave} = \frac{\sum_{i=0}^n \tau_{si}}{n} = \tau_s + \tau_c + \frac{(n-1)}{2} \cdot \tau_r \quad (6)$$

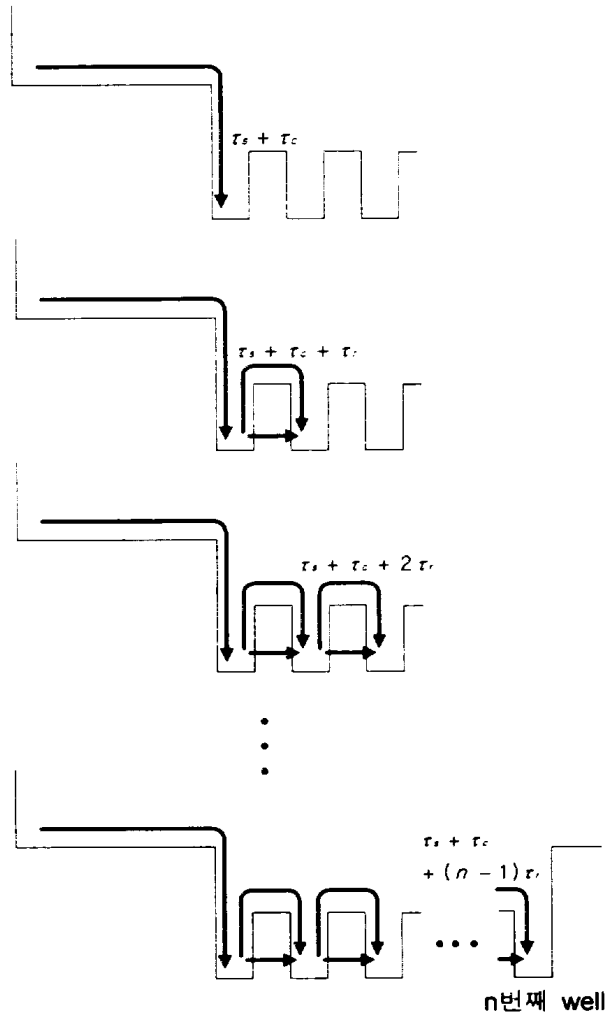


그림 2-2(b) $\tau_{s,ave}$ 의 계산과정

위의 식 (1),(2),(3),(4),(5),(6)에서 I 는 주입된 전류, V_s 는 SCH의 체적, V_w 는 양자우물의 체적, $G(N_w)$ 는 LD의 광이득, τ_s 는 캐리어가 SCH를 지나 우물에 포획되기까지 걸리는 시간, τ_n 는 bimolecular recombination time, τ_p 는 photon의 life time, τ_c 는 캐리어가 양자우물에 포획되는 시간, τ_t 는 캐리어가 한 우물에서 옆 우물까지 transport되는 시간, $\tau_{e,b}$ 는 양자우물에 주입된 캐리어가 전위 장벽 쪽으로 빠져나가는데 걸리는 시간, τ_t 는 tunnelling time, $\tau_{e,sch}$ 는 양끝 양자우물에서 SCH 영역으로 캐리어가 빠져나가는데 걸리는 시간, n 은 양자우물수, ϵ 은 gain compression factor이다. 여기에서 이 parameter들에 대한 자세한 것은 뒤에서 설명할 것이다.

위 rate equation(식 (1),(2),(3))에 대해 살펴보면, 식 (1)은 SCH 영역에서 시간의 변화에 따른 캐리어 밀도의 dynamics를 나타낸 식이다. SCH 영역에 공급이 되는 캐리어로는 외부에서 전류로 주입된 것과 양끝의 양자 우물에서 빠져나온 것이 있고, SCH 영역에서 사라지는 캐리어로는 이 영역에서 재결합되는 것과 양자우물로 흘러들어 가는 것이 있다. 따라서 SCH 영역에 공급되는 것을 '+', SCH 영역에서 사라지는 것을 '-'로 해서 더해지게 되면 SCH 영역에서 캐리어의 밀도 변화를 나타낼 수 있다.

식(2)는 양자우물에서 시간의 변화에 따른 캐리어 밀도의 dynamics를 나타낸 식이다. 식에서 첫 번째 요소는 외부에서 양자우물 내로 캐리어가 전달되는 것을 나타내고, 나머지는 순서대로 양자우물에 포획된 캐리어가 spontaneous emission에 의해 빛으로 바뀐 것과 열적 여기로 빠져나간 것, stimulated emission에 의해 빛으로 바뀐 것으로 모두 양자우물에서 없어지는 것이다.

식(3)은 LD cavity 내에서 시간의 변화에 따른 광자 밀도의 dynamics를 나타낸 식이다. 첫 번째 요소는 stimulated emission으로 생성된 광자를 나타내고,

나머지는 cavity 바깥쪽으로 빠져나가 소멸된 광자를 의미한다.

제 2-3 절 Modulation Response

앞에서 제시된 rate equation의 steady state small signal solution으로부터 LD의 modulation response를 얻을 수 있고, 이르기 위해서는 rate equation의 밀도에 대한 변수를 다음과 같이 바꾸어 줌으로써 가능하다. $I = I_0 + i \cdot e^{j\omega t}$, $N_s = N_{s0} + n_s \cdot e^{j\omega t}$, $N_w = N_{w0} + n_w \cdot e^{j\omega t}$, $S = S_0 + s \cdot e^{j\omega t}$, $G = G_0 + g_0 \cdot n_w \cdot e^{j\omega t}$ [6]. 여기에서 I_0 , N_{s0} , N_{w0} , S_0 , G_0 는 steady state에서의 값들이다. small signal quantity인 i , n_s , n_w , s 들은 ω 의 각속도를 갖는 sine 형태라고 가정을 했다. 광이득은 N_w 에 대한 함수이므로 G_0 는 $G(N_{w0})$ 이고 g_0 는 $N_w = N_{w0}$ 일 때의 미분 값으로 차동이득을 의미한다. 위의 small signal quantity로 2-2-2의 식(1),(2),(3)를 변형하면 아래와 같이 small signal 식으로 나타낼 수 있다.

$$j\omega n_s = \frac{i}{q \cdot V_s} - \frac{n_s}{\tau_s} + \frac{n_w \cdot (V_w/V_s)}{\tau_{e,ave}} \quad (7)$$

$$j\omega n_w = \frac{n_s \cdot (V_s/V_w)}{\tau_{s,ave}} - \frac{n_w}{\tau_n} - \frac{n_w}{\tau_{e,ave}} - \frac{v_g \cdot g_0 \cdot S_0}{1 + \epsilon \cdot S_0} \cdot n_w + \frac{v_g \cdot G_0}{(1 + \epsilon \cdot S_0)^2} \cdot s \quad (8)$$

$$j\omega s = \frac{\Gamma_{total} \cdot v_g \cdot g_0 \cdot S_0}{1 + \epsilon \cdot S} \cdot n_w + \frac{s}{\tau_p \cdot (1 + \epsilon \cdot S_0)} - \frac{s}{\tau_p} \quad (9)$$

여기에서 하모닉 디스토션과 관계 있다고 알려진[5] 2ω , 3ω 등의 고차 항은 고려하지 않았다. 광자에 대한 식(3)의 steady state solution으로부터 LD cavity 내의 기본적인 gain-loss 관계에 대한 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\Gamma_{total} \cdot v_g \cdot G_0}{1 + \epsilon \cdot S_0} = \frac{1}{\tau_p} \quad (10)$$

위의 (7),(8),(9)식은 n_s , n_w , s 에 대하여 선형식이므로 아래와 같은 행렬 형태로 바꿀 수 있다.

$$\begin{bmatrix} -j\omega - \frac{1}{\tau_s} & \frac{V_w/V_s}{\tau_e} & 0 \\ \frac{V_s/V_w}{\tau_{s,ave}} & -j\omega - \frac{1}{\tau_n} - \frac{1}{\tau_{e,ave}} - \frac{v_g \cdot g_0 \cdot S_0}{1 + \epsilon \cdot S_0} & -\frac{v_g \cdot G_0}{(1 + \epsilon \cdot S_0)^2} \\ 0 & \frac{\Gamma_{total} \cdot v_g \cdot g_0 \cdot S_0}{1 + \epsilon \cdot S_0} & -j\omega + \frac{1}{\tau_p \cdot (1 + \epsilon \cdot S_0)} - \frac{1}{\tau_p} \end{bmatrix}$$

$$\cdot \begin{bmatrix} n_s \\ n_w \\ s \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \frac{i}{q \cdot V_s} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (11a)$$

여기서

$$A = \begin{bmatrix} -j\omega - \frac{1}{\tau_s} & \frac{V_w/V_s}{\tau_e} & 0 \\ \frac{V_s/V_w}{\tau_{s,ave}} & -j\omega - \frac{1}{\tau_n} - \frac{1}{\tau_{e,ave}} - \frac{v_g \cdot g_0 \cdot S_0}{1 + \varepsilon \cdot S_0} & -\frac{v_g \cdot G_0}{(1 + \varepsilon \cdot S_0)^2} \\ 0 & \frac{\Gamma_{total} \cdot v_g \cdot g_0 \cdot S_0}{1 + \varepsilon \cdot S_0} & -j\omega + \frac{1}{\tau_p \cdot (1 + \varepsilon \cdot S_0)} - \frac{1}{\tau_p} \end{bmatrix}$$

라 하면 식 (11a)을 다음과 같이 바꿀 수 있다.

$$\begin{bmatrix} n_s \\ n_w \\ s \end{bmatrix} = -A^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{i}{q \cdot V_s} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (11b)$$

식 (11b)에서 n_s , n_w , s 의 근을 구할 수 있고 여기서 modulation response를 구할 수 있다. modulation response는 $\left| \frac{s(\omega)}{i/q} \right|^2$ 인 $|M(\omega)|^2$ 로 주워지고[6], 실제로는 $|M(0)|^2$ 로 정규화된 $|M(\omega)|^2 / |M(0)|^2$ 로써 주파수 응답 특성을 나타낼 수 있다. $M(\omega)$ 는 다음과 같다.

$$M(\omega) = \frac{\Gamma \cdot v_g \cdot g_0 \cdot S_0}{V_w} \cdot \frac{1}{A_0 + jA_1\omega - A_2\omega^2 - jA_3\omega^3} \quad (12)$$

여기서 A_0 , A_1 , A_2 , A_3 는 각각 다음과 같다.

$$A_0 = \frac{\tau_{s,ave} \cdot S_0}{\tau_p \cdot \tau_s} \cdot \left[\varepsilon \cdot \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{e,ave}} - \frac{\tau_s}{\tau_{e,ave} \cdot \tau_{s,ave}} \right) + v_g \cdot g_0 \right]$$

$$A_1 = \tau_{s,ave} \cdot v_g \cdot g_0 \cdot S_0 \cdot \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_p} \right) + \frac{\tau_{s,ave} \cdot \varepsilon \cdot S_0}{\tau_p} \cdot \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{e,ave}} \right)$$

$$+ (1 + \varepsilon \cdot S_0) \cdot \left[\frac{\tau_{s,ave}}{\tau_s} \cdot \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{e,ave}} \right) - \frac{1}{\tau_{e,ave}} \right]$$

$$A_2 = (1 + \varepsilon \cdot S_0) \cdot \left(\frac{\tau_{s,ave}}{\tau_s} + \frac{\tau_{s,ave}}{\tau_n} + \frac{\tau_{s,ave}}{\tau_{e,ave}} \right) + v_g \cdot g_0 \cdot S_0 \cdot \tau_{s,ave} + \frac{\varepsilon \cdot S_0 \cdot \tau_{s,ave}}{\tau_p}$$

$$A_3 = \tau_{s,ave} \cdot (1 + \varepsilon \cdot S_0)$$

제 2-4 절 주요 Parameter

다음에 나오는 parameter 중 material parameter들은 표 2-1에 나타낸 2원 화합물들의 material parameter를 linear interpolation하여 사용하였다. 즉 3원 화합물 $A_xB_{1-x}C$ 의 경우 parameter $P(A_xB_{1-x}C)$ 는 $[xP(AC) + (1-x)P(BC)]$ 로, 4원 화합물 $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ 의 경우 $P(A_xB_{1-x}C_yD_{1-y})$ 는 $[xyP(AC) + (1-x)(1-y)P(BD) + (1-x)yP(BC) + x(1-y)P(AD)]$ 로, 4원 화합물 $A_{1-x-y}B_xC_yD$ 의 경우 $P(A_{1-x-y}B_xC_yD)$ 는 $[(1-x-y)P(AD) + xP(BD) + yP(CD)]$ 로 하여 구하였다.

표 2-1. 본 논문에서 사용된 2원화합물의 material parameters

material parameter	GaAs	AlAs	InAs	InP	GaP
lattice constant a_0 (Å)	5.6533	5.66	6.0584	5.8688	5.4505
spin-orbit energy Δ_0 (eV)	0.34	0.28	0.38	0.11	0.08
$E_{v,av}^v$ (eV)	-6.92	-7.49	-6.67	-7.04	-7.4
deformation potential a_v (eV)	1.16	2.47	1	1.27	1.7
deformation potential a_c (eV)	-7.17	-5.64	-5.08	-5.04	-7.14
deformation potential b (eV)	-1.7	-1.5	-1.8	-1.7	-1.8
deformation potential d (eV)	-4.55	-3.4	-3.6	-5.6	-4.5
elastic stiffness c_{11} (10^{11} dyne/cm ²)	11.879	12.5	8.329	10.11	14.05
elastic stiffness c_{12} (10^{11} dyne/cm ²)	5.376	5.34	4.526	5.61	6.203
elastic stiffness c_{44} (10^{11} dyne/cm ²)	5.94	5.42	3.96	4.56	7.033
luttinger parameter γ_1	6.8	3.45	20.4	4.95	4.05
luttinger parameter γ_2	1.9	0.68	8.3	1.65	0.49
luttinger parameter γ_3	2.73	1.29	9.1	2.35	1.25
electron effective mass m_e^*/m_0	0.067	0.15	0.023	0.077	0.25

2-4-1 SCH Transport Time

SCH 영역을 통과하는데 걸리는 시간(τ_s)은 ambipolar 캐리어 transport와 charge neutrality를 가정하고 계산하면, SCH에서 캐리어의 통과 시간은 다음과 같이 확산되는 시간으로 표현할 수 있다.[6]

$$\begin{aligned}\tau_s &= \frac{L_s^2}{2} \cdot \left(\frac{D_n + D_p}{2D_n D_p} \right) = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{L_s^2}{2D_n} + \frac{L_s^2}{2D_p} \right) \\ &= \frac{\tau_{electrons} + \tau_{holes}}{2}\end{aligned}$$

여기서 L_s 는 SCH 영역의 길이, D_n , D_p 는 각각 전자와 정공의 확산 계수이다. 위의 식으로부터 ambipolar transport를 가정할 경우 캐리어의 transport time은 전자의 전달 시간과 정공의 전달 시간의 평균임을 알 수 있다. 따라서 캐리어의 capture time(τ_c)을 1ps로 가정할 때[11], 캐리어가 SCH 영역을 지나 양자우물에 포획되는 시간 τ 는 다음과 같다.

$$\tau = \tau_s + \tau_c = \frac{\tau_{electrons} + \tau_{holes}}{2} + 1ps \quad (13)$$

2-4-2 Thermionic Emission

전위장벽 영역에 있는 캐리어는 벌크 캐리어와 같은 성질을 가지고 있어서 Boltzman 통계를 준수한다고 가정을 하면, 그림 2-3과 같은 구조에서 양자우물 밖으로 캐리어가 열적 여기 되는 시간(τ_e)은 아래와 같이 유도된다.[12]

$$\tau_e = \left(\frac{2\pi m^* L_w^2}{k_B T} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{E_B}{k_B T} \right) \quad (14)$$

여기서 E_B 는 유효 전위장벽높이로 양자우물 효과에 의해 나타나는 에너지 레벨에서 전위장벽까지의 높이이다. m^* 는 양자우물 내에서 캐리어 유효질량 (effective mass), k_B 는 Boltzman 상수, T 는 절대 온도, L_w 는 양자우물의 두께이다.

2-4-3 Tunneling

다중양자우물 구조에서는 양자우물들이 전위장벽의 일정한 높이와 두께에 의해서 분리되어 있다. 이 경우 전위장벽의 두께가 얇으면 전자와 정공의 파동함수(wave function)는 각각의 양자우물에 완전히 제한되지 않고 터널링에 의한 양자우물간의 커플링 현상이 생기게 된다. 이때 그림2-3과 같은 구조에서 터널링 되는데 걸리는 시간은 아래와 같다[14].

$$\tau_t = \frac{\hbar \pi}{\Delta E} \quad (15)$$

$$\Delta E = \frac{4\hbar^2 \pi^2}{m^* L_w^2} \cdot \frac{\exp(-GL_b)}{1 + GL_w}, \quad G = \left(\frac{2E_b m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2}$$

여기서 \hbar 는 Plank 상수 h 를 2π 로 나눈 값이고, m^* 은 양자우물 내에서 캐리어의 유효질량, E_b 는 전위장벽의 높이, L_b 는 전위장벽의 두께이다.

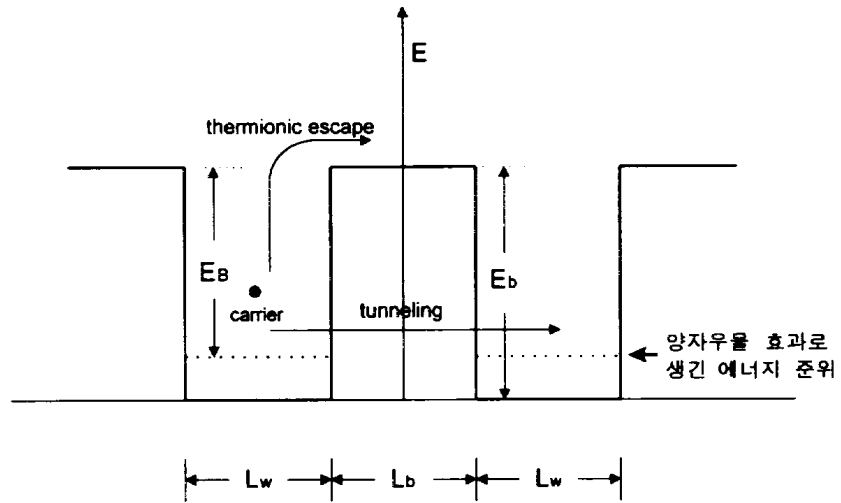


그림 2-3. 이중양자우물 구조에서 터널링과 열적여기 현상

2-4-4 Interwell Transport Time

양자우물간의 캐리어 전달은 열적 여기에 의해 빠져나간 캐리어가 전위장벽 영역에서 확산된 후 이웃 양자우물에 포획되는 과정이나 터널링 과정을 거쳐서 이루어진다. 따라서 두 과정은 양자우물간의 캐리어 전달에 있어 경쟁하게 되고 더 빠른 과정에 의해 캐리어 전달은 지배받게 된다. 따라서 양자우물간의 캐리어 전달 시간은 앞의 식(4)와 같이 쓸 수 있고, 각 성분은 ambipolar transport 를 가정하면 다음과 같은 전자와 정공의 평균값이 된다.

$$\tau_{e,b} + \tau_c = \frac{(\tau_{e,b} + \tau_c)_{electrons} + (\tau_{e,b} + \tau_c)_{holes}}{2}$$

$$\tau_t = \frac{\tau_{t, electrons} + \tau_{t, holes}}{2}$$

2-4-5 Band Offset

band offset은 앞의 식(14),(15)에서 알 수 있듯이 양자우물간의 캐리어 전달 시간에 큰 영향을 주는 요소로 정확하게 계산되어야 한다. 비교적 정확한 band offset은 model solid theory를 사용하여 계산할 수 있다[15]. 다음의 계산에서 각 영역의 해당 화합물의 material parameter는 표 2-1로부터 linear interpolation하여 각각 구하였다.

그림 2-1에서 세 영역(양자우물, 전위 장벽, SCH)의 물리 성분이 주어졌을 경

우 band offset의 계산은 먼저 다음과 같이 세 영역(layer)에서의 각각의 strain tensor 값(ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , ϵ_{zz})을 구한다.

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_{substrate}}{a_{layer}} - 1$$

$$\epsilon_{zz} = -D_B \epsilon_{xx}$$

여기서 a_i 는 해당 물질의 격자 상수(lattice constant), D_B 는 일종의 탄성 계수로 $2c_{12}/c_{11}$ 이다. ϵ_{xx} 가 양수일 경우 tensile strain이 가해진 것이고 음수이면 compressive strain이 가해진 것이다.

HH band, LH band, SO band의 절대적인 위치 값의 평균인 $E_{v,av}$ 를 다음과 같이 구한다.

$$E_{v,av} = E_{v,av}^0 + a_v \frac{\Delta\Omega}{\Omega}$$

여기서 a_v 는 deformation potential로 표 2-1에서 구할 수 있고, $\Delta\Omega/\Omega$ 는 strain으로 인해 변화된 체적으로 $\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$ 이다.

여기에 strain로 인해 생기는 splitting과 SO로 인한 splitting을 고려하여 세 영역에서 HH band와 LH band의 절대적인 위치 값을 각각 구하면 다음과 같다.

$$E_{v,HH} = E_{v,av} + \frac{A_0}{3} - \frac{\delta E}{2}$$

$$E_{v,LH} = E_{v,av} - \frac{\Delta_0}{6} + \frac{\delta E}{4} + \frac{1}{2} [\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E + \frac{9}{4} \delta E^2]^{1/2}$$

여기서 Δ_0 은 spin-orbit energy, δE 는 deformation potential b를 써서 $2b(\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx})$ 로 나타낼 수 있다.

각각의 영역에서 구한 절대적인 위치에너지인 E_v 에서 valence band offset (ΔE_v)을 계산할 수 있다. 표 2-2에 나와있는 각 화합물의 bandgap 실험식에 strain 효과를 고려하여 bandgap을 구하고[16] 그 차이(ΔE_g)를 구한 뒤 ΔE_g 과 ΔE_v 차이로 conduction band offset(ΔE_c)를 구하였다. InP 기판에 격자정합된 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 의 band offset ΔE_v 은 계산 결과 0.35eV로 나왔으며 이것은 Lang[17]이 실험에서 얻은 0.35eV와 같으며 Forrest[18]가 실험에서 얻은 0.36eV와 근사한 값이다. 본 해석에서 사용된 strain 보상된 InGaAsP/InGaAsP 경우는 ΔE_c 가 strain 정도에 따라 $0.369 \Delta E_g \sim 0.376 \Delta E_g$, strain 보상된 InGaAlAs/InGaAsP 경우는 ΔE_c 가 strain 정도에 따라 $0.52 \Delta E_g \sim 0.56 \Delta E_g$ 의 계산 결과를 보였다.

표 2-2. 본 논문에서 사용된 화합물의 bandgap 실험식

화합물	300K에서 bandgap 실험식(eV)
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	$0.324 + 0.7x + 0.4x^2$
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	$1.35 + 0.668x - 1.068y + 0.758x^2 + 0.078y^2$ $-0.069xy - 0.322x^2y + 0.03xy^2$
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ (InP에 격자정합됨)	$1.35 - 0.775y + 0.149y^2$
$\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}$	$0.36 + 2.093x + 0.629y + 0.577x^2 + 0.436y^2$ $+ 1.013xy - 2.0xy(1-x-y)$
$\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}$ (InP에 격자정합됨)	$0.76 + 0.49x/0.48 + 0.2x^2/0.48^2$

제 3 장 직접 변조 속도에 영향을 주는 요소

LD의 직접 변조 속도에 영향을 주는 요소로는 크게 intrinsic 요소, 캐리어 전달 요소, LD device의 parasitic 요소로 나눌 수 있다. intrinsic 요소에는 차동 이득(differential gain), 광자(photon)밀도, 광자의 생명시간(life time)등이 있고, 캐리어 전달 요소에는 캐리어 전달(transport) 시간, 캐리어의 열적 여기(thermionic escape) 시간 등이 있으며, parasitic 요소에는 serial resistance, parasitic capacitance 등이 있다.

제 3-1 절 Intrinsic 요소

Intrinsic 요소가 LD의 3dB 대역폭 크기에 주는 영향은 Lau와 Yariv[7], Bowers[8]등이 사용한 transport 효과가 고려되지 않은 2개의 rate equation에서 유도된 주파수 응답으로부터 알 수 있고, LD의 3dB 대역폭은 공진 주파수(ω_r)에 비례하고 ω_r 은 $(\frac{v_g g_0 S_0}{\tau_p})^{1/2}$ 이다[7]. 여기서 알 수 있듯이 LD의 변조 대역폭을 크게 하기 위해서는 group velocity(v_g), 차동 이득(g_0), 광자 밀도(S_0)를 크게 해야만 하고, 광의 life time(τ_p)을 작게 해야만 한다.

3-1-1 차동 이득

차동 이득은 주입 캐리어의 변화에 대한 광이득 변화량이고, 여기서 광이득은 다음과 같이 쓸 수 있다[4].

$$g(\hbar\omega) = \left(\frac{1}{\hbar\omega}\right) \frac{\pi q^2 \hbar}{\epsilon_0 c m_0^2} \frac{\overline{n_g}}{n^2} |M_T|^2 \rho_{red}(\hbar\omega - E_g')(f_c - f_v) \quad (16)$$

$\hbar\omega$ 는 광자의 에너지, ϵ_0 는 자유 공간의 유전율, n_g 는 LD 내부의 group 굴절률, c 는 빛의 속도, ρ_{red} 는 reduced density of state, f_c 와 f_v 는 conduction band와 valence band의 Fermi 점유 확률이다. 기호에 대한 더 자세한 것은 [4]에 나와 있다. 여기서 $|M_T|^2$ 은 transition matrix element로 $|\langle F_h | F_e \rangle|^2$ 에 비례한다[4]. 차동 이득은 캐리어 주입에 따른 이득의 변화이므로 이것을 크게 하기 위해서는 식 (16)에서 캐리어 주입시 변하는 $\rho_{red}(f_c - f_v)$ 를 크게 해주면 된다. 이것은 다시 $[\rho_{red}f_c + \rho_{red}(1 - f_v)] - \rho_{red}$ 로 변형할 수 있다. 여기서 $\rho_{red} \cdot f_c$ 와 $\rho_{red}(1 - f_v)$ 는 pair로 특정 에너지($\hbar\omega$)를 갖는 각각 conduction band와 valence band에서의 전자와 정공의 밀도를 나타낸다. 따라서 이 변화를 크게 해주기 위해서는 캐리어가 주입될 때 특정 에너지($\hbar\omega$)를 갖는 전자와 정공 각각의 밀도 변화를 크게 해주면 된다. 그림 3-1에서 캐리어가 주입될 때 특정 에너지($\hbar\omega$)를 갖는 전자와 정공의 밀도 변화를 살펴 볼 수 있다. (a)와 (b)는 전자와 정공의 유효 질량이 같을 경우 벌크(a)와 양자우물(b)에서 그 변화를 살펴 본 것이다. 양자우물에서는 주입 캐리어가 증가할수록 각 band에서 캐리어 밀도가 peak인 곳을 양자효과로 생긴 각 band의 끝으로 항상 유지하고(일정한

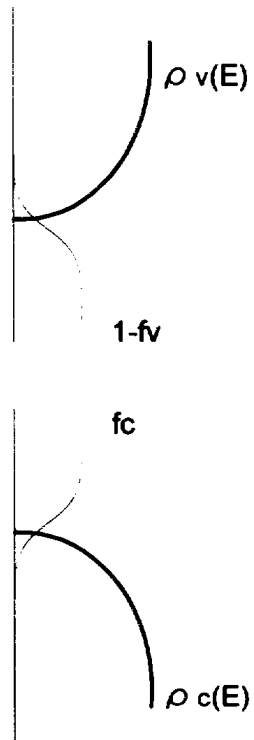


그림 3-1(a) $m_h = m_e$ 인 벌크 물질에서 density of state와 Fermi 확률

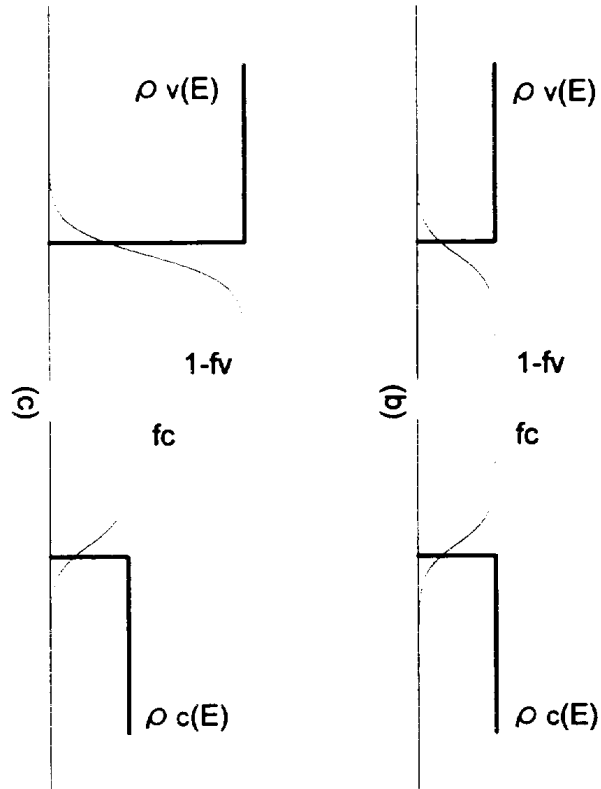


그림 3-1(b) $m_h = m_e$ 인 양자우물 물질에서 density of state와 Fermi 확률

그림 3-1(c) $m_h \neq m_e$ 인 양자우물 물질에서 density of state와 Fermi 확률

에너지를 갖는 빛을 방출함), 각 band의 끝에서 캐리어 밀도 변화가 큰 반면에, 벌크인 경우 캐리어 밀도가 peak인 곳이 고정되지 않고, peak인 곳에서의 캐리어 밀도 변화가 크지 않아 차동 이득이 더 작음을 알 수 있다. 실제로는 유효질량 면에서 전자가 정공보다 작아서 (c)와 비슷한 density of state를 가지고 있다. (b)와 (c)를 비교해보면 같은 양의 전자와 정공이 주입될 때, (c)의 경우 큰 density of state로 인해 valence band 끝에서의 정공의 밀도 변화가 (b)의 경우만큼 크지 않다. 따라서 (b)의 경우보다 차동 이득이 작게 된다. 이로부터 정공의 유효 질량이 작게 할수록 차동 이득을 크게 할 수 있음을 알 수 있는데 이것은 양자우물에 compressive strain을 줌으로써 가능하다. 종합해보면 compressive strain이 가해진 quantum well로 LD의 active layer를 하는 것이 차동 이득 면에서 유리하다는 것을 알 수 있다.

양자우물 물질의 격자 상수를 substrate의 격자 상수와 다른 것으로 성장시키게 되면 이 양자우물은 strain을 받게 되고 그 결과 결정 격자가 기판에 평행한 방향과 수직인 방향으로 다르게 변형되어서 valence band의 구조가 원래의 모습과 바뀌게 된다. 여기서 성장시키려는 layer의 격자상수가 기판의 격자 상수보다 큰 경우 compressive strain이, 작은 경우는 tensile strain이 가해졌다고 한다. 그림 3-2에서는 compressive strain이 가해진 경우 결정 격자의 변화를 나타낸 것으로 a_1 의 격자 상수를 갖는 기판 위에 a_0 의 격자 상수를 갖는 얇은 layer를 성장시키게 되면 기판에 수평면의 격자 상수($a_{||}$)는 a_1 과 같게 변형되고 결정의 체적을 유지하기 위해 기판에 수직인 방향의 격자 상수(a_{\perp})는 더 커지게 변형된다. 그림 3-3을 보면 strain이 없는 경우의 valence band의 구조를 보면 기판에 수직인 방향과 수평한 방향의 구조가 대칭이고 $k=0$ 에서 LH band와 HH band가 degenerate되어 있는 것을 알 수 있지만, compressive strain이 가

해진 경우 기판에 수직인 방향과 수평인 방향의 격자 상수가 다르기 때문에 비대칭 구조로 바뀌고 LH band와 HH band가 더 이상 degenerate되어 있지 않다. 여기서 비대칭 구조를 살펴보면 기판에 수직인 방향으로 HH band가 LH band위로 올라가 있고, 수평인 방향으로 반대로 되어 있음을 알 수 있다. 이득과 관계 있는 유효 질량은 기판에 수직인 방향의 유효 질량이고 valence band에서 가장 위에 있는 band의 정공 유효 질량은 compressive strain으로 인해 더 작아졌음을 알 수 있다.

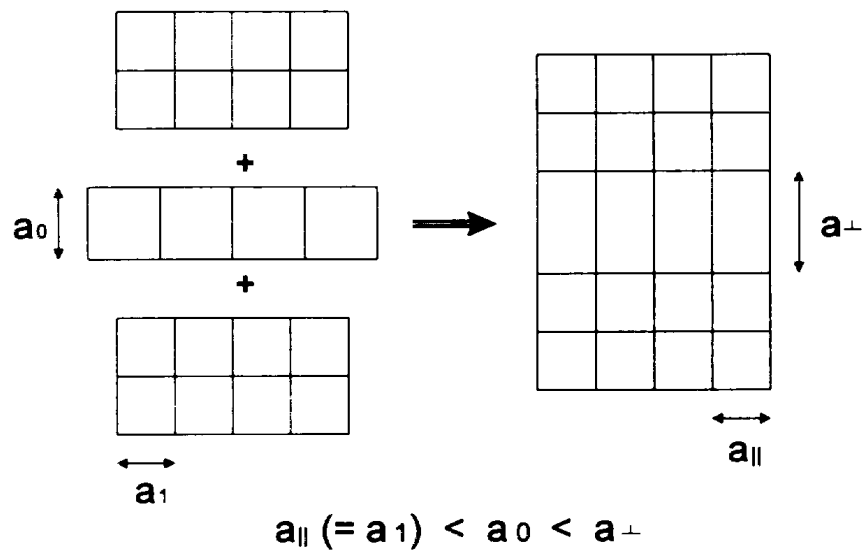


그림 3-2. a_1 격자 크기의 기판 위에 a_0 격자 크기의 얇은 layer를 성장시킬 때(compressive strain), 격자의 변형 모습

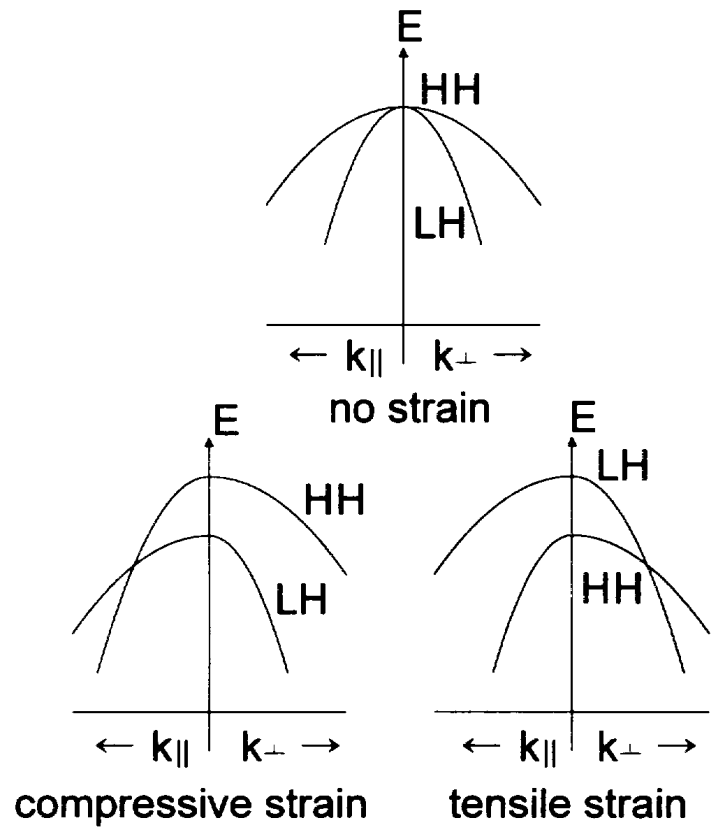


그림 3-3. strain이 가해질 때, valence band가 변형되는 모습

3-1-2 광자밀도

광자밀도는 광출력(P_0), 바이어스 전류(I_0)와 다음과 같은 관계가 있다[5].

$$S_0 = \frac{\Gamma_{total}}{V_{total}} \frac{P_0}{\hbar \omega v_g \alpha_m} = \frac{\Gamma_{total}}{V_{total}} \frac{\eta_i (I_0 - I_{th})}{qv_g (\alpha_m + \alpha_i)} \quad (17)$$

여기서 α_m 은 광자의 반사 손실, α_i 는 광자의 내부 손실로 α_{ac} 를 양자우물의 광자 내부 손실 α_{ex} 를 양자우물 외의 광자 내부 손실이라 할 때 $(1 - \Gamma_{total}) \alpha_{ex} + \Gamma_{total} \alpha_{ac}$ 이다. V_{total} 은 양자우물들의 총 체적, η_i 는 injection efficiency, I_0 는 바이어스 전류, I_{th} 는 발진개시 전류로 다음과 같은 과정을 통해 구할 수 있다[19].

우선 발진개시 캐리어 밀도를 다음과 같은 식에서 얻을 수 있고,

$$\Gamma_{total} g_{th}(N_w) = (1 - \Gamma_{total}) \alpha_{ex} + \Gamma_{total} \alpha_{ac} + \alpha_m \quad (18)$$

식 (18)에서 얻은 발진개시 캐리어 밀도로 다음 식으로부터 발진개시 전류밀도를 얻을 수 있다.

$$J_{th} = qnL_w (AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3) \quad (19)$$

여기서 n 은 양자우물수, A 는 nonradiative recombination 계수, B 는 radiative recombination 계수, C 는 Auger recombination 계수이다[20].

식 (17)에서 광자의 밀도를 크게 하기 위해서는 광출력, 바이어스 전류를 크게 하거나, 광가둠 계수를 크게 하면 가능한 것을 알 수 있다.

3-1-3 광자의 생명시간

광자의 생명시간은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\tau_p = \frac{1}{v_g(\alpha_i + \alpha_m)} = \frac{1}{v_g(\alpha_i + \frac{1}{2L_c} \ln(\frac{1}{R_1 R_2}))} \quad (20)$$

여기서 L_c 는 cavity 길이, R_1, R_2 는 cavity 양면의 반사 계수이다. 식 (20)에서 알 수 있듯이 cavity의 길이를 줄이면 광자가 더 빨리 빠져나가 lifetime이 줄어드는 것을 알 수 있다. 따라서 cavity의 길이를 되도록 작게 설계하는 것이 직접 변조 대역폭을 크게 하기 위해 바람직하다는 것을 알 수 있다.

제 3-2 절 캐리어 전달 요소

LD의 직접 변조 방식으로 입력 전류를 특정 bias를 기준으로 하여 직접 on/off 시킴으로써 해당 광출력을 on/off 시키는 방식을 주로 사용한다. 즉 LD가 10 GHz의 직접 변조 대역폭을 가졌다는 것은 입력 신호로 10GHz의 신호를 받아 LD가 10GHz의 광출력을 낸다는 것을 의미한다. 다중양자우물에서 캐리어 평균 전달 시간이 길 경우 해당 신호의 주파수가 너무 높으면 해당 신호의 캐리어가 각 양자우물에 도달해서 이 캐리어에 상응하는 광출력을 내기도 전에 다른 신호가 가해져 LD는 제대로 변조되지 않는다. 즉 캐리어 평균 전달 시간에 의해 LD의 직접 변조 대역폭이 제한 받게 되는데, 이것이 일반적으로 알려진 low-frequency rolloff 현상[5]이라고 생각한다. 따라서 LD의 직접 변조 대역폭을 크게 하기 위해서는 이 캐리어 평균 전달 시간을 줄여야 함을 알 수 있다.

캐리어가 각 양자우물에서 SCH 영역으로 빠져나가는 평균 시간인 $\tau_{e,ave}$ 가 작아서 캐리어가 SCH 영역으로 너무 빨리 빠져나갈 경우 주입된 캐리어의 collection 효율 면에서 나빠져 유효 차동 이득을 작게 만드는 경향이 있다[5]. 따라서 $\tau_{e,ave}$ 를 크게 하면 할수록 캐리어 collection 효율이 좋아져 유효 차동 이득이 증가하고 이로 인해 LD의 직접 변조 대역폭이 증가함을 알 수 있다.

캐리어 평균 전달 시간은 식 (6)에서 알 수 있듯이 SCH 캐리어 전달 시간, 양자우물간 캐리어 전달 시간으로 구성되고, $\tau_{e,ave}$ 는 식 (5)에서 캐리어가 열적 여기로 인해 SCH 영역으로 빠져나가는 시간, 양자우물간 캐리어 전달 시간으로 구성된다. LD의 직접 변조 대역폭을 크게 하기 위해 앞의 논의대로 캐리어

평균 전달 시간을 되도록 작게 하고, $\tau_{e,ave}$ 를 될 수 있으면 크게 해야 한다. 그러나 양자우물간 캐리어 전달 시간이 앞의 언급에서 알 수 있듯이 캐리어 평균 전달 시간과 $\tau_{e,ave}$ 에 동시에 영향을 줌으로써 문제가 된다. 만일 그림 2-1과 같은 구조를 써서 SCH 영역 물질의 bandgap을 크게 하여 $\tau_{e,ave}$ 의 크기에서 양자우물간의 캐리어 전달 시간의 비중보다 캐리어가 열적 여기로 인해 SCH 영역으로 빠져나가는 시간의 비중을 더 크게 하면 양자우물간 캐리어 전달 시간을 줄임으로써 캐리어 평균 전달 시간을 줄이고 $\tau_{e,ave}$ 를 크게 하는 것이 가능하다. 그러나 그림 2-1과 같은 구조가 아닌 기존 다중양자우물 LD에서 잘 사용되고 있는 구조로 SCH 영역의 물질과 전위 장벽 물질을 같은 물질로 하는 구조를 사용할 경우 위와 같은 문제로 인해 캐리어 전달에 있어서 최적화가 힘들게 된다. 또한 캐리어 평균 전달 시간을 작게 하기 위해 SCH 캐리어 전달 시간을 줄이는 것을 생각할 수도 있지만 이것을 작게 하기 위해 SCH 영역의 길이를 작게 할 경우 광가둠계수가 더 작아지는 문제가 있어 SCH 영역 길이의 최적화에 있어 캐리어 전달과 광가둠계수 사이의 적절한 trade off가 필요하다.

LD의 직접 변조 속도에 영향을 주는 요소로는 이외에도 입력 정보 신호를 LD에 인가하는데 방해가 되는 parasitic capacitor와 동작시 LD의 온도 상승의 원이 되는 series resistance등의 parasitic 요소와 spectral hole burning 등으로 인해서 생기는 비선형 이득효과(이득 compression factor, ϵ 로 앞의 rate equation에서 표현하였음)등이 있지만, 여기서는 논의되지 않았다.

앞에서 논의된 LD의 직접 변조 대역폭을 크게 하기 위한 최적화 과정에 대

해서 표 3-1에 정리해 보았다.

표 3-1. 고속 변조를 위한 LD의 최적화

최적화 요소	증감
차동 이득 (g_0)	↑
광자 밀도 (S_0)	↑
LD cavity 길이 (τ_p 와 관련됨)	↓
carrier 전체 전달 시간 ($\tau_{s,ave}$)	↓
carrier escape time ($\tau_{e,ave}$)	↑
LD의 parasitics	↓

제 4 장 결과 및 고찰

제 4-1 절 시뮬레이션 방법

본 논문에서는 앞에서 제시한 다중양자우물 구조의 LD에 대한 새로운 rate equation을 토대로 하여 정상 상태에서의 solution으로부터 LD의 주파수 응답 특성을 구하였고 이를 토대로 LD를 해석하였다. 새로운 rate equation을 통해 LD의 특성을 해석하기 위해 C 언어로 프로그래밍하여 simulator를 구현하였다. 단 여기서 주어진 구조에 대한 gain과 gain compression factor 계산은 하지 않고 일정한 값을 가정하고[21] simulator를 구현하였다. simulator의 입력으로 SCH, 전위장벽, 양자우물의 구조적인 값(두께, 폭등)과 성분값, 양자우물의 개수, bias current, 캐리어에 대한 gain 정보를 가지고 있는 파일 등을 주게 되면 simulator의 출력으로 해당 LD의 주요 parameter 값들의 계산 결과와 주파수 응답 특성을 구하기 위해 필요한 계수들(A_0, A_1, A_2, A_3)이 나온다. 또한 rate equation을 구성하는 주요 parameter들은 LD의 구조에 직접적으로 영향을 받기 때문에 이 simulator에 이 parameter에 대한 계산도 포함시켰다. 본 simulator를 통해서 입력 parameter의 변화(LD의 구조, 양자우물 수, 바이어스 전류 등)에 대한 정상 상태에서 LD의 여러 주파수 응답 특성을 구할 수 있고, LD의 변조 대역폭에 큰 영향을 주는 캐리어 전달 요소에 대한 정보를 구할 수 있어서 해당 LD에 대하여 여러 가지 해석을 할 수 있다.

제 4-2 절 LD의 주파수 응답 특성

simulation을 통해서 앞의 3장에서 논의하였던 intrinsic 요소, 캐리어 전달 요소의 변화(LD 구조의 변화로 인해 바뀔 수 있는 변화들)와 LD 구동 전류의 변화에 대한 LD의 주파수 응답 특성을 얻을 수 있었다. 파라미터가 변할 때 LD의 다른 특성이 변하는 가도 살펴 보았다.

4-2-1 차동 이득 변화에 따른 주파수 응답 특성

그림 4-1에서 다른 파라미터는 고정시키고 차동 이득의 변화에 따른 LD의 주파수 응답 특성을 보았다. 차동 이득을 증가시켰을 경우 앞의 언급과 일치하여 공진 주파수가 커져 3dB 대역폭이 증가하는 것을 볼 수 있다. 일반적으로 공진 주파수가 증가하게 되면 감쇄 계수도 증가하여 공진 주파수에서 peak 값이 감소하고 이로 인해 3dB 대역폭이 그다지 커지지 않지만, 차동 이득의 경우 감쇄 계수에 큰 영향을 주지 않고 공진 주파수에만 영향을 주어서 3dB 대역폭도 증가하는 것을 볼 수 있다. 이런 결과는 [4][5][6]에서 이론적으로 제시한 것들과 비교해 볼때, 그 경향이 일치하는 것을 볼 수 있다. Active layer로 compressive strain을 가한 양자우물 구조를 사용하면 3-1-1에서 언급했듯이 정공의 유효 질량을 줄여 valence band의 density of state를 줄일 수 있어 차동 이득의 크기를 크게할 수 있다. 따라서 active layer는 compressive strain이 가해진 양자우물을 사용하는 것이 높은 차동 이득과 큰 3dB 대역폭을 위해서 유리하다는 것을 알 수 있다.

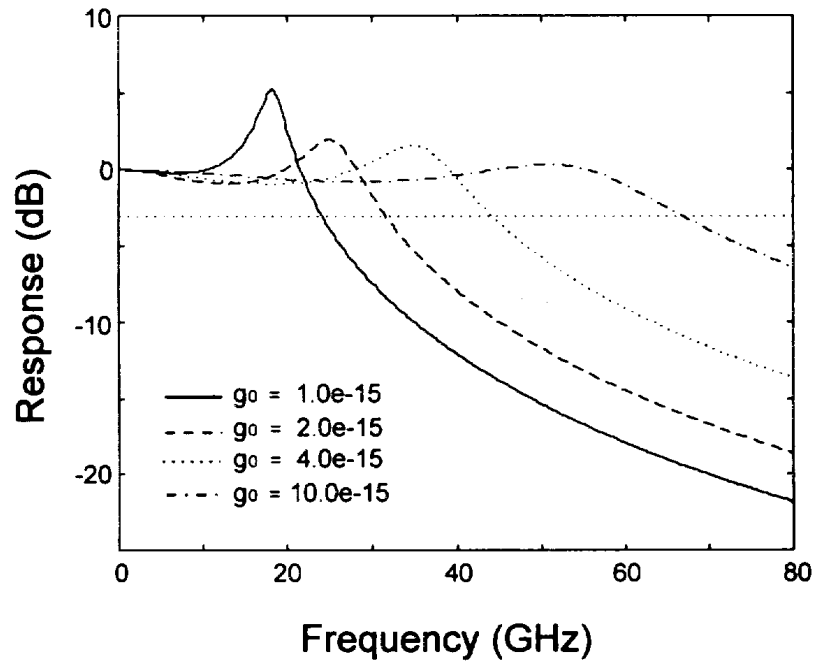


그림 4-1. 차동 이득의 변화에 따른 LD의 주파수 응답 특성

4-2-2 바이어스 전류 변화에 따른 주파수 응답 특성

그림 4-2에서 LD의 직접 변조에 영향을 주는 바이어스 전류에 따른 LD의 주파수 응답 특성을 살펴보았다. 바이어스 전류를 크게 할수록 광자의 밀도가 커져 3dB 대역폭이 커지는 것을 알 수 있다. 그러나 바이어스 전류가 너무 크게 되면 감쇄 계수도 심하게 커져 오히려 3dB 대역폭이 주는 것을 볼 수 있고, 또한 전력 소비가 커지게 된다. 따라서 적절한 바이어스를 가해주어야 함을 알 수 있다. 이러한 결과는 [5][6]에서 이론적으로 제시한 경향, [26]에서 제시한 실험 결과, [26]에서 등가회로 모델을 이용한 시뮬레이션 결과와 비교해 볼 때, 그 경향이 일치하는 것을 볼 수 있다. 양자우물 LD에서 주입 캐리어 밀도 변화에 따른 광이득의 변화는 일반적으로 그림 4-3과 같이 2차 포물선 또는 로그 곡선 형태로 표현할 수 있다. 여기서 차동 이득은 캐리어 밀도가 변할 때 광이득이 변하는 양으로, 그림에서 일정한 캐리어 밀도에서의 이 곡선의 접선의 기울기가 차동 이득에 해당한다. 그림 4-3에서 보면 알수 있듯이 캐리어 밀도가 증가함에 따라 곡선에서 해당 접선의 기울기(차동 이득)가 점점 감소하는 것을 볼 수 있다. 본 시뮬레이션에서 바이어스 전류만을 변화시키고 다른 요소는 고정시켰는데, 실제로는 바이어스 전류를 크게 증가시키게 되면 주입 캐리어 밀도도 크게 증가하게 되고, 앞에서 언급한 것과 같이 캐리어 밀도가 크게 증가하게 되면 LD의 차동 이득도 크게 작아지게 된다. 따라서 바이어스 전류를 크게 증가시키게 되면 광자 밀도가 크게 증가하는 반면에 감쇄 계수도 심하게 커지고, 차동 이득도 작아지게 되어서 실제로는 그림 4-2 보다 더 크게 감쇄하게 될 것이다.

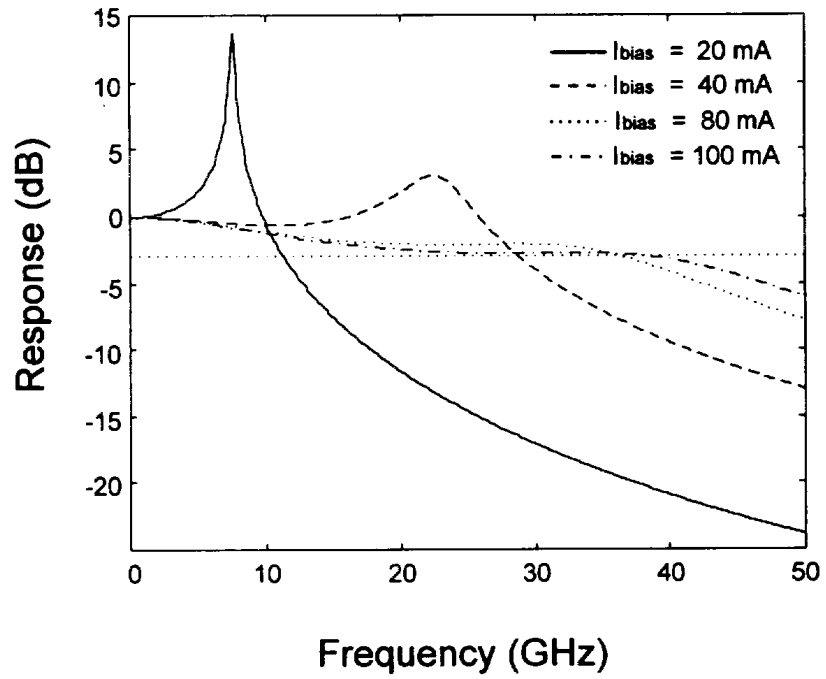


그림 4-2. 바이어스 전류의 변화에 따른 LD의 주파수 응답 특성

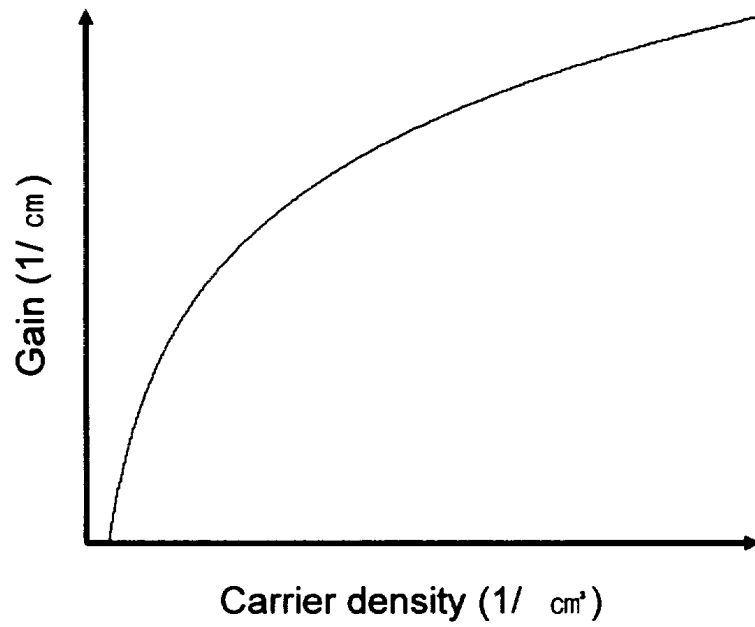


그림 4-3. 캐리어 밀도 변화에 대한 일반적인 광이득 변화

4-2-3 LD cavity 길이 변화에 따른 주파수 응답 특성

그림 4-4는 LD에서 cavity 길이의 변화에 따른 LD의 주파수 응답 특성을 살펴 보았다. LD의 cavity 길이를 작게 할수록 LD의 3dB 대역폭이 커지는 것을 볼 수 있다. 3-1-3의 언급에서 알 수 있듯이 cavity 길이를 작게 할수록 광자의 반사 손실이 커지게 되어 cavity 내에서 광자의 생명 시간이 줄어들어 3dB 대역폭이 증가하게 된다. 실제로 cavity 길이가 변하게 되면 광자의 생명시간외에도 식 (18)에서 알 수 있듯이 발진개시 광이득도 변하게 된다. 단일양자우물 LD나 약간의 양자우물을 가진 LD의 경우, 그림 4-5에서 알 수 있듯이 Cavity 길이를 작게 하면 반사 손실이 커져 발진개시 광이득이 커지게 되어 발진개시 전류가 증가하게 되고 결과적으로 식 (17)에서 같은 바이어스 전류를 기준으로 할 때 광자 밀도의 감소로 인해 3dB 대역폭은 줄게 된다. 종합해보면 단일양자우물 LD나 작은 수의 양자우물을 가진 LD의 경우 cavity의 길이를 줄이게 되면 광자 생명시간의 감소로 인한 3dB 대역폭 증가와 발진개시 전류의 증가로 인한 3dB 대역폭 감소가 있게 되는데, 두 요소 중 큰 요소에 의해 3dB 대역폭이 감소할수도 있고, 증가할수도 있으므로 두가지 관점에서 최적의 cavity 길이를 결정해야 한다. 하지만 많은 수의 양자우물을 가진 LD의 경우, 발진개시 광이득은 식 (18)에서 광가둠 계수의 증가로 인해 반사 손실보다는 LD 내부 손실에 의해서 결정되므로, 그림 4-5(b)와 같이 cavity 길이에 무관하게 일정한 값을 유지하게 된다. 따라서 많은 수의 양자우물을 가진 LD의 경우, cavity 길이를 작게 할수록 3dB 대역폭을 증가시킬 수 있다. 이러한 결과는 [6][26]에서 제시한 실험결과, [26]에서 제시한 등가회로 모델을 이용한 시뮬레이션 결과와 비교해 볼 때, 그 경향이 일치하는 것을 볼 수 있다. 따라서 많은 수의 양자우

물을 가진 LD의 경우에는 공정이 가능한 범위에서 LD의 cavity 길이를 작게 해주어야 하고, 단일양자우물 LD나 작은 수의 양자우물을 가진 LD의 경우에는 최소 광자 생명시간과 최소 발진개시 광이득 관점에서 최적의 cavity 길이를 정해야 함을 알 수 있다.

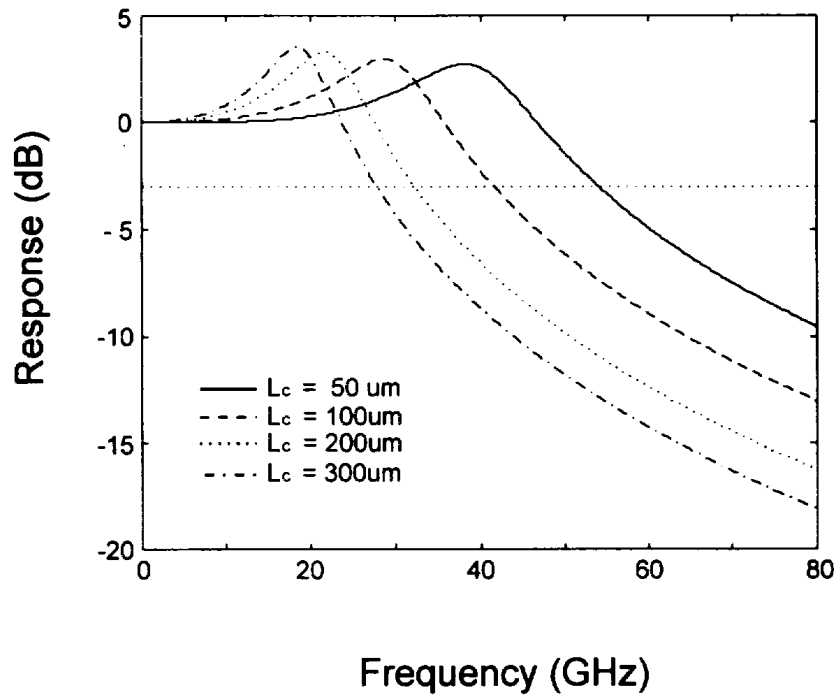


그림 4-4. cavity 길이(L_c)의 변화에 따른 LD의 주파수 응답 특성

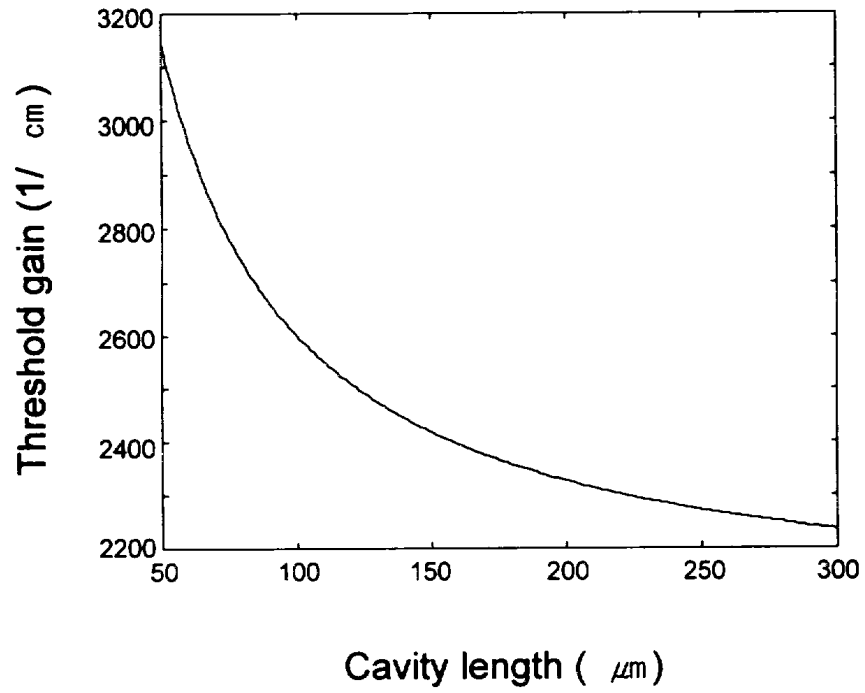


그림 4-5(a). 단일 양자우물 LD에서 cavity 길이(L_c)의 변화에 따른 발진개시 광이득

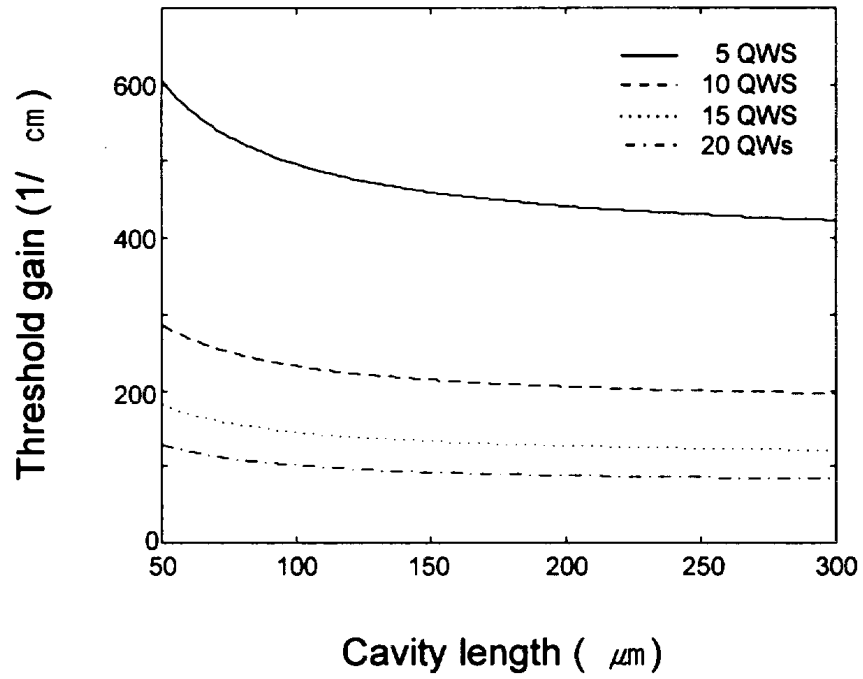


그림 4-5(b). 여러 다중양자우물 LD에서 cavity 길이(Lc)의 변화에 따른 발진개시 광이득

4-2-4 캐리어 평균 전달 시간 변화에 따른 주파수 응답 특성

그림 4-6은 MQW LD에서 $\tau_{s,ave}$ 의 변화에 따른 대역폭의 변화를 보인 것으로 $\tau_{s,ave}$ 가 증가할수록 3dB 대역폭이 low frequency rolloff로 인하여 줄어드는 것을 알 수 있다. 이렇게 $\tau_{s,ave}$ 가 증가할수록 3dB 대역폭이 줄어드는 경향은 [5][6]에서 이론적으로 제시한 경향, [27]에서 등가회로 모델을 이용한 시뮬레이션 결과와 비교해 볼 때, 그 경향이 일치하는 것을 볼 수 있다. $\tau_{s,ave}$ 를 작게 하기 위해서는 SCH 영역의 길이를 작게 하여 SCH 캐리어 전달 시간이나 양자우물 간의 캐리어 전달 시간을 작게 하면 가능하다. 상대적으로 무거운 정공은 가벼운 전자에 비해 아주 느리게 전달되므로 캐리어 전달 시간에 있어 크게 영향을 준다. 따라서 valence band의 band offset을 줄이게 되면, 양자우물 간의 캐리어 전달 시간을 줄일 수 있다. 2-4-5에서 구한 계산 결과를 참고로 하면, InGaAsP계 대신 상대적으로 ΔE_v 가 더 작은 InGaAlAs계를 전위장벽 물질로 사용하게 되면 캐리어 평균 전달 시간을 효과적으로 작게 할 수 있다.

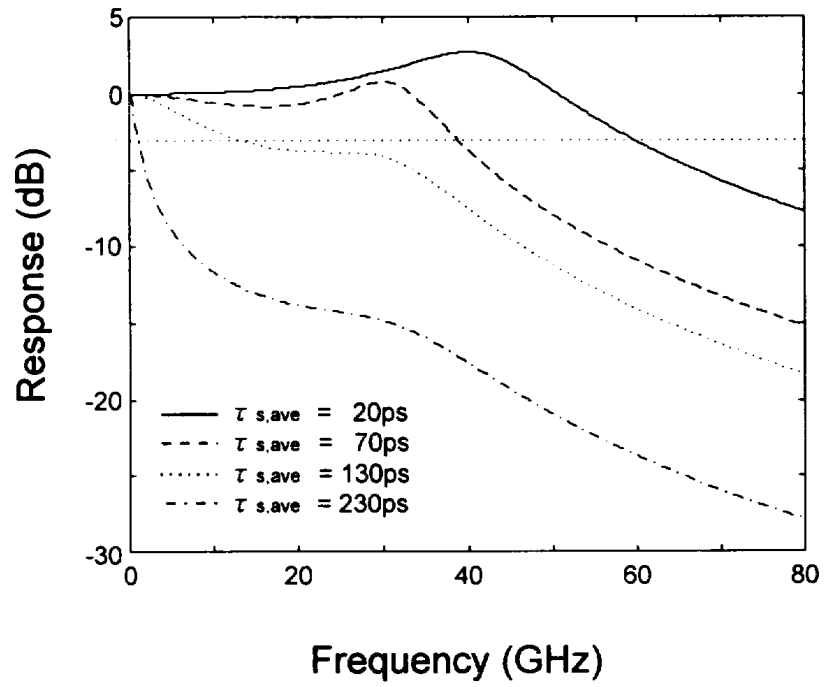


그림 4-6. Carrier 평균 전달 시간의 변화에 따른 LD의 주파수 응답특성

제 4-3 절 LD 구조에 따른 캐리어 전달 효과

4-2 절의 결과들을 종합해보면 LD의 직접 변조 대역폭에 주는 영향면에서 캐리어 전달 요소가 큰 작용하는 것을 알 수 있다. 여기서는 실제로 전위장벽과 SCH의 구조에 따른 다중양자우물 LD에서의 캐리어 전달 효과를 알아보았다.

4-3-1 LD 구성 물질의 선택

LD 구성 물질의 선택은 다음과 같이 하였다. $1.55\mu\text{m}$ LD의 양자우물로는 InGaAs와 InGaAsP를 주로 사용한다. 그러나 양자우물에 일반적으로 적당하다고 알려진[21] 1%~1.5 %의 compressive strain을 가한 경우 InGaAs의 경우 양자우물 폭은 30~40Å인 반면, InGaAsP의 경우 양자우물 폭이 60 ~ 70Å로 후자의 물질을 사용하는 것이 광가득 계수의 증가를 가져와 발진 개시 전류밀도를 낮게 할 수 있어 더 좋다고 알려져 있다[21]. 따라서 본 논문에서는 기본적으로 4원 화합물인 InGaAsP의 양자우물을 사용하였다. 또한 strain 정도와 strain이 가해진 양자우물 수는 critical thickness[4]에 의 제한을 받게 되는데 이런 제한을 없게 하기 위해 tensile strain이 가해진 전위 장벽을 사용하여 strain compensation된 구조[22]를 사용하였다. 보통 전위장벽 층의 선택은 두 가지 측면에서 이루어져야 한다. 전자의 경우 질량이 너무 가벼운 이유로 양자우물에서 밖으로 너무 쉽게 빠져나가서 차동 이득이 감소하게 된다. 따라서 ΔE_c 는 크면 클수록 차동 이득 면에서 좋다. 그러나 정공의 경우 질량이 너무 무거워 양자우물 밖으로 너무 안 빠져나가 정공의 평균 전달 시간이 길어져 문제

가 된다. 따라서 ΔE_c 는 작으면 작을수록 캐리어 평균 전달 시간이 작게 되어 좋아지게 된다. 여기서는 차동 이득이 아닌 캐리어 전달 효과만을 보기 위해서 ΔE_c 로 비슷한 값을 갖고 있는 물질을 각각 선택하였다. 위와 같은 기준으로 하고, 전자의 escape로 인한 미분 이득 감소 현상을 막는 최소의 ΔE_c 를 0.13eV로 가정하였을 때, InGaAsP 계에서 최적의 LD 구조는 $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.81}\text{P}_{0.19}$ (1% compressive strain well, 70Å thick)/ $\text{In}_{0.59}\text{Ga}_{0.41}\text{As}_{0.58}\text{P}_{0.42}$ (1% tensile strain barrier, 70Å thick)이고, InGaAlAs 계에서 최적의 LD 구조는 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ (1% compressive strain well, 58Å thick)/ $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.52}\text{Al}_{0.1}\text{As}$ (1% tensile strain barrier, 58Å thick)이었고 이 두가지 LD를 가지고 다음의 simulation을 수행하였다.

4-3-2 캐리어 평균 전달 시간

그림 4-7은 전위장벽 물질을 InGaAlAs계와 InGaAsP계로 사용하였을 때 양자우물 수에 따른 각각의 $\tau_{s,ave}$ 의 변화를 나타낸 것이다. ΔE_v 가 더 작은 InGaAlAs계를 전위장벽으로 사용한 LD가 양자우물간 캐리어 전달 시간이 훨씬 작기 때문에 양자우물수가 증가함에 따라 각 양자우물로의 캐리어 평균 전달이 더 우수함을 볼 수 있다. 그림 4-8(a),(b)는 전위장벽 물질로 InGaAsP계와 InGaAlAs계를 사용한 경우, 캐리어 평균 전달 시간에서 양자우물수의 변화에 따른 SCH(1500Å 길이) 캐리어 전달 시간과 양자우물간 전달 시간이 점유하는 비율을 각각 보인 것이다. 전위장벽 물질을 InGaAsP계로 사용하였을 경우, 그림 4-8(a)에서 보인 것처럼 양자우물 수가 대략 5개 이상으로 증가하게 되면 SCH 캐리어 전달 시간이 캐리어 평균 전달 시간에서 차지하는 비중이 무시할 수 있을 정도로 작은 것을 알 수 있는데, 이것은 전위장벽 물질을 InGaAsP계로 사용한 다중양자우물 LD의 경우 캐리어 전달 면에서 LD 구조의 최적화는 SCH 캐리어 전달은 고려하지 않고 양자우물간의 캐리어 전달만 고려하면 된다는 것을 의미한다. 즉 위와 같은 전위장벽 물질을 사용하였을 경우, 다중양자우물 LD에서 SCH의 길이를 줄이는 것은 캐리어 평균 전달 면에서 아무런 이득을 주지 않는다. 전위장벽 물질을 InGaAlAs계로 사용하였을 경우, 그림 4-8(b)에서 보인 것처럼 양자우물 수가 약 11개 이하까지는 캐리어 평균 전달 시간에서 SCH 캐리어 전달 시간이 점유하는 비율이 양자우물 간의 캐리어 전달 시간이 점유하는 비율보다 크고, 11개 이상부터는 점점 작아지지만 앞의 경우와 같이 무시할 수 있는 정도가 아니라는 것을 알 수 있다. 따라서 캐리어 평균 전달이 더 빠르게 하기 위해 전위장벽 물질을 InGaAlAs계로 사용하였을 경우, 캐리

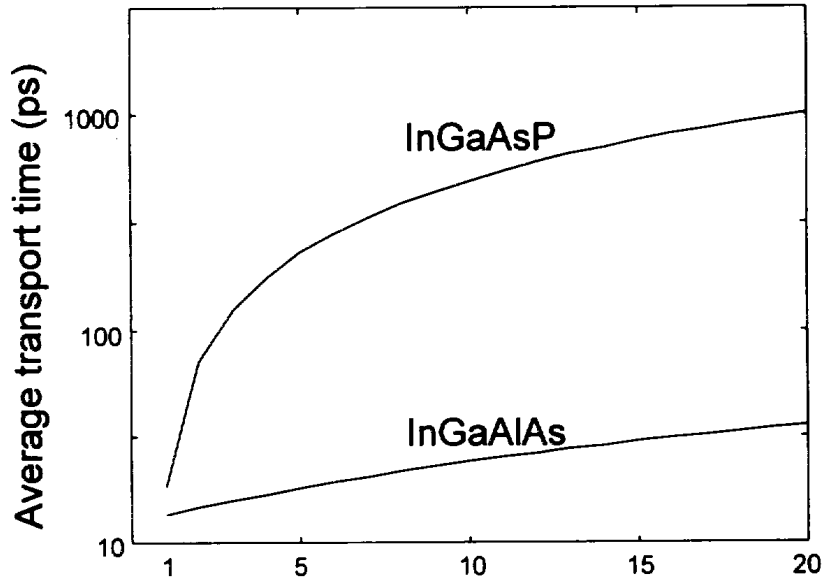
어 전달 면에서 다중양자우물 LD 구조의 최적화는 SCH 캐리어 전달, 양자우물간의 캐리어 전달 모두를 고려해야 한다.

SCH의 최적 길이는 광가둠 계수, SCH 캐리어 전달에서 고려되어야 하는데, SCH 길이가 길어질수록 광가둠 계수는 증가하는 반면에 SCH 캐리어 전달 시간이 길어지게 되므로 두 관점사이의 trade-off 관계에 주의해서 최적의 길이를 결정해야 한다. 하지만 양자우물 수를 증가시킬수록 광가둠 계수가 증가하게 되어 SCH 길이를 줄일 수 있게 되고, 이것으로 광가둠 계수는 고정시키고 SCH 캐리어 전달 시간을 작게 하는 것이 가능하다. 따라서 앞의 논의에서 다중양자우물 LD에서 SCH 캐리어 전달 시간의 감소로 인해 전위장벽 물질로 InGaAlAs계를 사용한 경우가 InGaAsP계를 사용한 경우보다 캐리어 평균 전달 시간을 더 작게 할 수 있어 유리하다는 것을 알 수 있다.

양자우물간 캐리어 전달 시간의 구성 성분을 보면 2-4-4에서 열적 여기에 의한 것과 터널링에 의한 것이 있는데, 전자는 식 (14)에서 전위장벽의 band offset에 관계 있는 것으로, 이것에 의해서 band offset이 다른 경우 양자우물간 캐리어 전달 시간이 다르게 된다. 후자의 경우는 전위장벽의 두께에 관계 있는 것으로 그 두께를 얇게 할수록 양자우물간 캐리어 전달 시간을 작게 하여 캐리어 평균 전달 시간을 작게 할 수 있다. 하지만 이 두께가 너무 얇아지게 되면 양자우물간의 커플링 현상이 생기게 되고 이로 인해 각 양자우물에서 나오는 빛의 파장이 다르게 되어 LD의 성능이 떨어지게 된다.

종합적으로 볼 때 다중양자우물 LD의 경우, 캐리어 평균 전달 시간(양자우물간 캐리어 전달 시간, SCH 캐리어 전달 시간)면에 전위장벽 물질로 InGaAlAs계를 사용한 경우가 InGaAsP계를 사용한 경우보다 더 우수함을 알 수 있다. 또한 양자우물간의 커플링으로 인한 LD 성능의 저하가 일어나지 않는 범위에서 전위장벽의 두께를 작게 함으로써 전위장벽 물질로 InGaAlAs계를 사용한 경우나

InGaAsP계를 사용한 경우나 모두 캐리어 평균 전달 시간을 줄일 수 있다.



양자 우물수

그림 4-7. 전위 장벽 물질로 InGaAlAs와 InGaAsP를 사용하였을 때, 두 type에서 양자 우물수의 변화에 따른 캐리어 평균 도달 시간의 비교

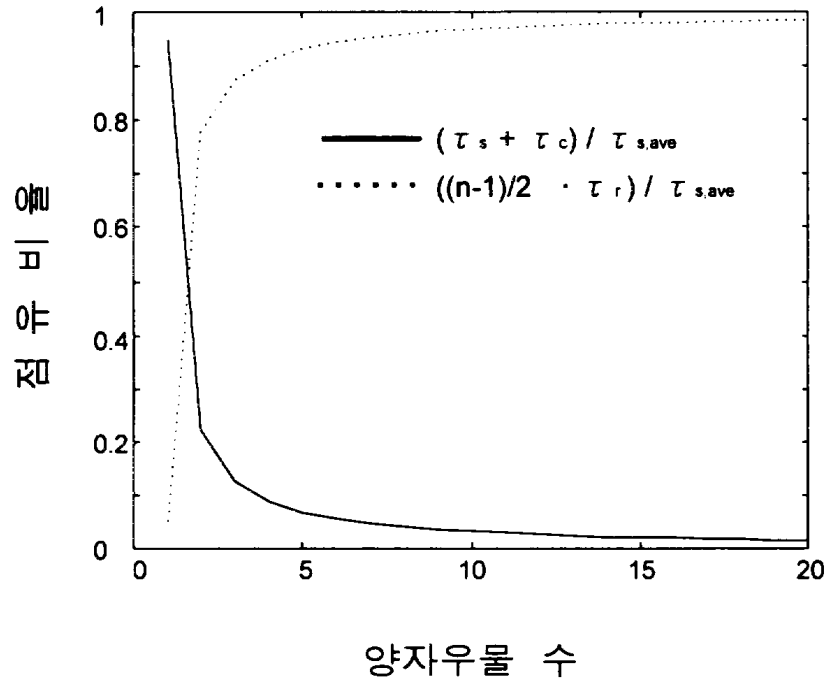


그림 4-8(a). 전위장벽 물질로 InGaAsP를 사용하였을 때, 캐리어 평균 전달 시간에서 양자 우물수의 변화에 따른 SCH 캐리어 전달 시간과 양자우물간 전달 시간이 점유하는 비율

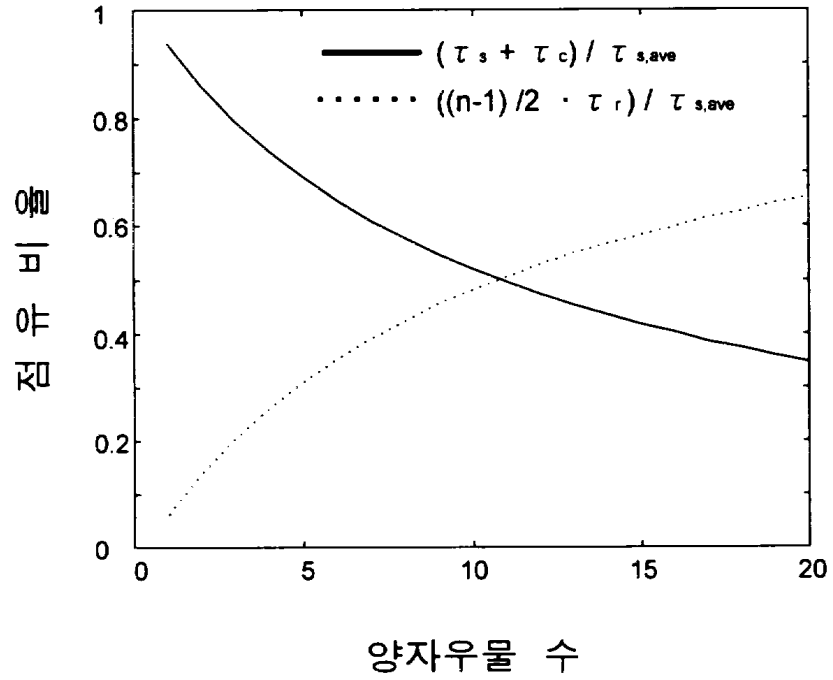


그림 4-8(b). 전위장벽 물질로 InGaAlAs를 사용하였을 때, 캐리어 평균 전달 시간에서 양자 우물수의 변화에 따른 SCH 캐리어 전달 시간과 양자우물간 전달 시간이 점유하는 비율

4-3-3 캐리어 collection 효율

그림 4-9은 전위장벽 물질을 위와 같은 성분의 InGaAlAs계와 InGaAsP계로 하였을 때, $N_w = 7$ 인 경우 SCH의 bandgap의 변화에 따른 각각의 주입 캐리어의 collection 효율($\frac{1}{1 + \tau_{s,ave}/\tau_{e,ave}}$)[23]을 구한 것이다. 여기서 캐리어 collection 효율은 주입된 캐리어가 어느 정도로 양자우물에 모이는가를 나타내는 것으로 $\tau_{s,ave}$ 가 작고 $\tau_{e,ave}$ 가 크면 양자우물에 캐리어가 모이는 정도가 큰 것으로 1에 가깝고, $\tau_{s,ave}$ 가 크고 $\tau_{e,ave}$ 가 작으면 양자우물에 캐리어가 모이는 정도가 작은 것으로 0에 가까운 값이 된다. 여기서 $\tau_{s,ave}$ 가 작고 $\tau_{e,ave}$ 가 크게 하면, 주입된 캐리어의 collection 효율이 커져서 유효 차동 이득이 증가하게 할 수 있고, 발진 개시 전류 밀도를 낮게 할 수 있어[5] 같은 바이어스 전류를 가해도 식 (17)에서 광자 밀도를 크게 할 수 있어 궁극적으로 3dB 대역폭을 크게 할 수 있다. 여기서 유효 차동 이득은 앞에서 언급된 차동 이득(intrinsic 요소)과 다른 것으로 캐리어 전달 효과가 고려된 차동 이득이다. 차동 이득은 주입된 캐리어 밀도의 증분에 대한 광이득의 증분이라고 정의할 수 있다. 그림 3-1(b)과 같이 고정된 intrinsic 차동 이득을 가진 양자우물 구조라 해도, $\tau_{s,ave}$ 가 매우 작고 $\tau_{e,ave}$ 가 매우 큰 경우와 $\tau_{s,ave}$ 가 매우 크고 $\tau_{e,ave}$ 가 매우 작은 경우를 생각한다면, 전자의 경우는 주입된 캐리어 모두가 양자우물에서의 캐리어 증가를 가져와 큰 광이득의 증분을 가져오는 반면, 후자의 경우에는 주입된 캐리어 중 일부만이 양자우물에서 캐리어 증가를 가져와 그에 해당하는 작은 광이득의 증분을 가져오게 된다. 따라서 전자의 경우는 앞에서 제시한 캐리어 collection 효율이 1에 가까운 경우로 유효 차동 이득이 크고, 후자의 경우는 캐리어

collection 효율이 0에 가까운 경우로 유효 차동 이득이 작다. 그림에서 SCH의 bandgap이 취할 수 있는 최대값을 일정한 값으로 고정한다면 전위장벽으로 InGaAlAs를 SCH로 InGaAsP를 사용한 LD가 더 좋을 수 있다. 이것은 전위장벽으로 InGaAlAs를 사용하였을 경우, conduction band offset이 같아서 차동이득의 경우 큰 차이는 없지만 bandgap이 더 작은 InGaAlAs 물질을 사용한 LD가 같은 크기의 bandgap을 갖는 SCH 물질을 쓰더라도 전위장벽과 SCH과의 bandgap 차이 면에서 전위장벽으로 InGaAsP 물질을 사용한 LD보다 더 크게 되고 SCH로 InGaAsP를 사용한 경우 band offset이 크게 되어 $\tau_{e,ave}$ 가 크고, 캐리어 전달에 있어서 결정적인 영향을 미치는 valence band offset이 더 작아 $\tau_{s,ave}$ 가 작기 때문이다.

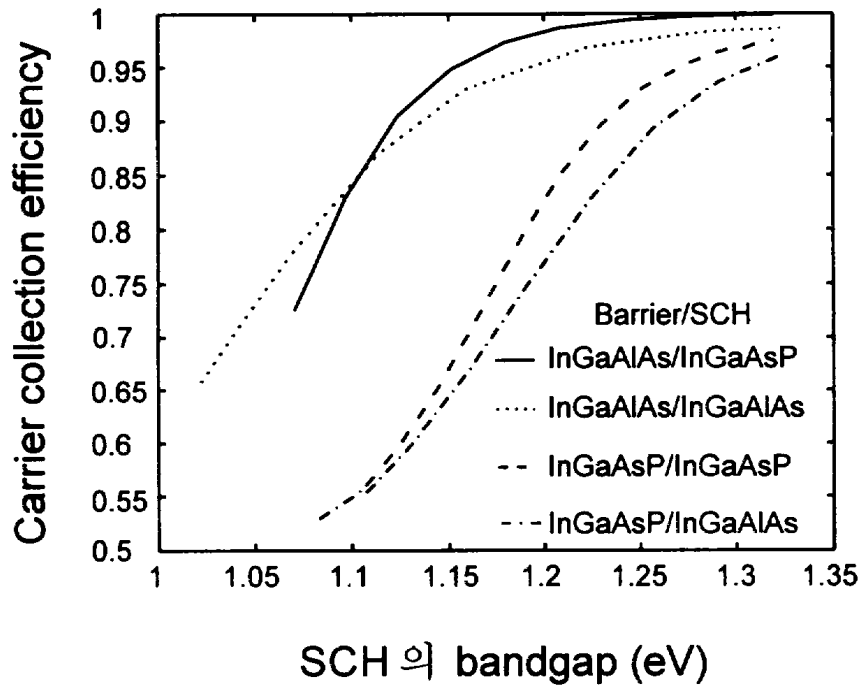


그림 4-9. 전위장벽 물질로 InGaAlAs와 InGaAsP를 사용하였을 때, 두 type에서 SCH의 bandgap 변화에 따른 carrier collection efficiency 비교

제 5 장 결론 및 향후 연구 과제

현대의 통신 시스템에서 요구되는 대역폭은 그 사용자의 증가로 인해 점점 더 빠른 속도로 커지고 있으며 이를 해결하기 위해 속도 면에서 기존에 통신 시스템에 사용되어 오던 동축 cable을 이용한 통신보다 우세한 고속 광통신 시스템이 발전되어 왔다. 고속 광통신을 위한 핵심적인 소자인 LD에 대한 연구가 진행되어서 이 LD의 변조 대역폭은 수십 GHz 까지 늘어나 있다. 앞으로 사용자 증가와 단순한 음성만의 통신이 아닌 멀티미디어 통신의 요구로 인해 보다 더 많고 더 빠른 정보의 전달이 요구되어지고 있고 이에 따라 LD의 성능도 그만큼 더 향상되어야 한다. 이를 위해서는 LD의 내부 동작 원리를 정확하게 이해하고 해석하는 것이 필요하다.

본 논문에서는 LD의 구조와 구동 조건의 변화에 따른 정상 상태에서 LD의 주파수 응답 특성과 캐리어 전달 효과를 살펴보았다. 다중양자우물 구조를 갖는 LD에서 LD의 dynamics를 나타내는 새로운 rate equation을 모델링 하였다. 기존에 발표된 다중양자우물 구조를 갖는 LD에 대한 rate equation 모델들은 이 LD의 해석을 위해서는 rate equation, continuity equation, Poisson equation을 동시에 풀어야 하기 때문에 정확히 풀기가 매우 힘들다는 문제점을 갖고 있는데, 여기서 제시한 rate equation의 모델링은 이런 문제점을 해결하였다. rate equation을 구성하는 주요 parameter들은 LD의 구조에 직접적으로 영향을 받기 때문에 역시 수치적인 계산을 통해 구하였다.

LD의 여러 구조적인 변수와 입력 변수의 변화에 대한 정상 상태에서 LD의 주파수 응답 특성에 대해서 살펴보기 위해서 컴퓨터를 사용해서 simulator를 구

현하여 simulation하였다. 조건적인 면에서 이득(차동이득, 발진개시 전류밀도에 영향을 줌)과 gain compression factor의 차이로 인해 그 정확한 값의 차이는 있지만, simulation 결과를 이론적인 결과와 다른 논문에서 다른 실험 결과들과 비교해보면, 입력 parameter의 변화에 따른 결과의 변화 경향이 비슷한 것을 알 수 있는데, 이로부터 제시된 모델링이 타당하다는 것을 알 수 있다. Simulation 결과 위의 요소 중에서 레이저 다이오드의 직접 변조 속도에 가장 큰 영향을 주는 것은 캐리어 평균 전달 시간임을 확인할 수 있었다. 전위장벽구조와 SCH 구조가 캐리어 평균 전달 시간에 주는 영향과 캐리어 collection 효율에 주는 영향을 살펴보았다.

결과로 LD의 compressive strain이 가해진 4원화합물의 양자우물구조를 active layer로 사용하는 것이 차동이득과 광가득 계수 면에서 유리하다는 것을 알 수 있다. LD를 구동하는 바이어스 전류는 적은 전력 소비와 높은 차동 이득, 높은 광자 밀도의 관점에서 적절한 선택이 필요하다. 많은 수의 양자우물을 가진 LD의 경우에는 공정이 가능한 범위에서 LD의 cavity 길이를 작게 해주어야 하고, 단일양자우물 LD나 작은 수의 양자우물을 가진 LD의 경우에는 최소 광자 생명시간과 최소 발진개시 광이득 관점에서 최적의 cavity 길이를 정해야 함을 알 수 있다. 다중양자물 LD의 경우, 캐리어 평균 전달 시간의 감소(양자우물 간 캐리어 전달 시간의 감소, SCH 캐리어 전달 시간의 감소와 이것이 캐리어 평균 전달 시간의 감소에서 차지하는 비율)면에 전위장벽 물질로 InGaAlAs계를 사용한 경우가 InGaAsP계를 사용한 경우보다 더 우수함을 알 수 있다. 또한 양자우물간의 커플링으로 인한 LD 성능의 저하가 일어나지 않는 범위에서 전위장벽의 두께를 작게 함으로써 전위장벽 물질로 InGaAlAs계를 사용한 경우나 InGaAsP계를 사용한 경우나 모두 캐리어 평균 전달 시간을 줄일 수 있다. 또한

conduction band offset이 같아서 차동이득의 경우 별차이는 없지만 bandgap이 더 작은 InGaAlAs 물질을 사용한 LD가 같은 크기의 bandgap을 갖는 SCH 물질을 쓰더라도 전위장벽과 SCH과의 bandgap 차이 면에서 전위장벽으로 InGaAsP 물질을 사용한 LD보다 더 크고 SCH로 InGaAsP계 물질을 사용한 것이 SCH와 전위장벽간의 band offset을 크게 할 수 있어 $\tau_{e,ave}$ 가 크고, 캐리어 전달에 있어서 결정적인 영향을 미치는 valence band offset이 더 작아 $\tau_{s,ave}$ 가 작기 때문에 캐리어 collection 효율 면에서 더 유리한 것을 알 수 있다.

고속 직접 변조를 위한 레이저 다이오드의 최적화된 구조 설계시, 본 논문에서 제시된 다중양자우물 레이저 다이오드에 대한 rate equation은 유용하게 쓰일 수 있을 것으로 기대된다.

향후에는 캐리어 주입시 변하는 이득의 정확한 계산결과로부터 최적의 strain 정도와 최적의 전위장벽 conduction band offset를 결정하고, 이로부터 고속 직접 변조를 위한 LD에서 최적화된 양자우물 물질, 전위장벽 물질, SCH 물질의 정확한 성분비(LD 구조의 최적화)를 결정하기 위해 연구할 예정이고, LD의 고속 변조시 중요한 요소인 chirp에 대해서도 연구할 예정이다.

참고문헌

- [1] P. O. Andersson et al, "Dielectric fiber surface waveguides for optical frequencies," IEE, vol. 133, pp. 1151-1159, 1966.

- [2] C. Millar et al, "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 et al, "An ultimately low-loss single mode fiber at 1.55 μ m," Electron. Lett., vol. 1, pp.106-108, 1979.

- [4] Peter S. Zory, Jr., "Quantum well lasers," Academic Press, Inc., 1993.

- [5] John E. Bowers, "High speed semiconductor laser and photodetector," a short course at CLEO 1995.

- [6] Radhakrishnan Nagarajan et al, "High speed quantum-well laser and carrier transport effect," IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, no. 10, pp. 1990-2007, 1992.

- [7] K. Y. Lau, A. Yariv, "High frequency current modulation of semiconductor injection lasers," in Semiconductors and Semimetals : Lightwave Communications Technology, eds. R. K. Willardson and A. C. Beer, vol. 22B, pp.69-152, 1985.

- [8] J. E. Bowers, "Modulation properties of semiconductor lasers," in *Optoelectronic Technology and Lightwave Communications Systems*, ed. C. Lin. Van Nostrand Reinhold, pp. 299-334, 1989.
- [9] A. Grabmaier et al, "Carrier transport limited bandwidth of 1.55 μm quantum-well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 1, pp. 52-54, 1993.
- [10] Kazuhisa Uomi et al, "Dependence of high speed properties on the number of quantum wells in 1.55 μm InGaAs-InGaAsP MQW $\lambda/4$ -shifted DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 2, pp. 355-360, 1993.
- [11] Nir Tessler et al, "Structure dependent modulation responses in quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 10, pp. 2242-2250, 1992.
- [12] H. Schneider et al, "Thermionic emission and gaussian transport of holes in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple-quantum-well structure," *Phys. Rev.*, vol. B 38, pp. 6160-6165, 1988.
- [13] N. Tessler et al, "Distributed nature of quantum-well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 10-12, 1993.
- [14] H. Kroemer et al, "Some design considerations for multi-quantum-well lasers," *Japan. J. Appl.*, vol. 23, pp. 970-974, 1984.

- [15] Chris G. Van de Walle et al, "Band lineups and deformation potentials in the model- solid theory," Phys. Rev. B, vol. 39, pp. 1871-1883, 1989.
- [16] Shun Lien Chuang, "Physics of optoelectronic device," John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [17] D. V. Lang et al, Appl. Phys. Lett., vol. 50, p. 736, 1987.
- [18] S. R. Forrest et al, Appl. Phys. Lett., vol. 45, p. 1199, 1984.
- [19] M. Asada and Y. Suematsu, "The effects of loss and nonradiative recombination on the temperature dependence of threshold current in 1.5 μm InGaAsP/InP lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 19, pp. 917-923, 1983.
- [20] H. Olesen et al, "Proposal of novel gain-levered MQW DFB lasers with high and red-shift FM response," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 5, pp. 559-602, 1993.
- [21] 심종인, 한백형, "고속직접변조를 위한 1.55 μm InGaAsP/InGaAsP SL-MQW DFB-LD의 양자우물구조의 최적화," 전자공학회논문지, vol. 34D, no. 3, pp. 60-73, 1997.
- [22] Yasuhiro Matsui et al, "30-GHz Bandwidth 1.55- μm strain compensated InGaAlAs-InGaAsP MQW lasers," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 9, pp. 25-27, 1997.

[23] Radhakrishnan Nagarajan et al, "Effects of carrier transport on high-speed quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 15, pp. 1835-1837, 1991.

[24] N. Tessler et al, "Coupling between barrier and quantum well energy states in a multiple quantum well optical amplifier," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, no. 6, pp. 665-667, 1992.

[25] N. Tessler et al, "Transient carrier dynamics and Photon-assisted transport in multiple-quantum-well lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 291-293, 1993.

[26] Linh V. T. nguyen et al, "A time-domain model for high-speed quantum well lasers including carrier transport effects," *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, pp. 494-503, 1995.

[27] M. F. Lu et al, "Study of carrier transport effects on quantum well lasers using a SPICE simulator," *IEE Proc.-Optoelectron.*, vol. 142, pp. 237-240, 1995.

ABSTRACT

MQW Laser Diode Dynamics Analysis Using Novel Rate Equations

Han Sang Lee
Dept. of Electronic Eng.
The Graduate School
Yonsei University

In this thesis, new rate equations have been proposed for analyzing characteristics of MQW laser diode, which is a core element of an optical transmission system, by using conceptions of 'average carrier density in each well', 'average carrier transport time', and 'average carrier thermionic emission time'.

We have performed simulations based on the proposed rate equations and observed that bias current, differential gain, cavity length, and average

transport time have effects on the direct modulation speed of laser diode under various conditions.

From these simulation results, it is shown that average carrier transport time has the largest influence on the direct modulation speed of laser diode.

In addition, we have observed that barrier and SCH structure have effects on average carrier transport time and carrier collection efficiency.

The proposed rate equations of MQW LD can be a considerable contribution to the design of the optimum MQW LD structure for high speed direct modulation.

Key words : MQW, laser diode, modulation response, carrier transport time, rate equation, carrier collection efficiency, direct modulation