

공학박사 학위논문

1.3 μm Uncooled 평면 매립형 레이저
다이오드의 설계 및 제작

Design and Fabrication of 1.3 μm Uncooled Planar
Buried Heterostructure Laser Diode

지도교수 박 동 국

2004년 8월

한국해양대학교 대학원

전자통신공학과

김 정 호

목 차

ABSTRACT

제 1 장 서 론	1
제 2 장 Uncooled PBH-LD의 이론적 해석	6
2.1 PBH-LD의 모드 해석	7
2.1.1 횡모드 해석	9
2.1.2 축모드 해석	14
2.2 활성층의 온도 의존성 해석	18
2.2.1 전류밀도와 재료 이득의 온도 의존성	18
2.2.2 미분양자효율과 특성온도의 온도 의존성	21
2.2.3 발진임계전류의 온도 의존성	27
2.3 PBH-LD의 누설 전류	32
2.3.1 활성 영역의 누설 전류	32
2.3.2 전류차단층을 통한 누설전류	38
제 3 장 Uncooled PBH-LD의 설계	44
3.1 비율 방정식을 통한 등가회로 모델	44
3.2 MQW 구조의 전기적 등가회로 설계	49
3.3 누설 영역의 전기적 등가 회로 설계	54
3.4 PBH-LD의 전기적 등가 회로 해석	60
제 4 장 Uncooled PBH-LD의 제작 및 특성 평가	68
4.1 InGaAsP/InP PBH-LD의 제작	68
4.2 PBH-LD의 전기·광학적 특성 실험 및 평가	78
제 5 장 결론	90
참고문헌	92
부록	107

표 목차

<표 2-1>	설계에 사용된 파라메타 값	24
<표 3-1>	설계에 사용된 변수값	54
<표 3-1>	다이오드 설계를 위한 변수값	59

그림 목차

<그림 2.1>	PBH-LD의 단면 구조	8
<그림 2.2>	횡모드 해석을 위한 대칭 SCH 구조	9
<그림 2.3>	SCH 층과 활성층의 두께에 따른 횡모드의 고유치	11
<그림 2.4>	횡모드의 필드 분포	13
<그림 2.5>	횡방향 광가둠계수	13
<그림 2.6>	측모드 해석을 위한 3층 도파로	15
<그림 2.7>	활성층 두께에 따른 측모드의 고유치	16
<그림 2.8>	활성층 폭에 따른 측모드의 필드 분포	17
<그림 2.9>	측방향 광가둠계수	17
<그림 2.10>	G_o 와 f_o 의 온도 의존성	21
<그림 2.11>	온도에 따른 외부 미분양자효율의 변화	22
<그림 2.12>	양자우물 수에 따른 특성온도($T=25^\circ\text{C}$)	25
<그림 2.13>	양자우물 수에 따른 특성온도($T=85^\circ\text{C}$)	26
<그림 2.14>	양자우물 수에 대한 최적의 공진기 길이	28
<그림 2.15>	공진기 길이에 따른 발진임계전류	29
<그림 2.16>	양자우물 수에 따른 발진임계전류($R_f/R_r=0.3/0.3$)	30
<그림 2.17>	양자우물 수에 따른 발진임계전류($R_f/R_r=0.85/0.95$)	31
<그림 2.18>	에너지 밴드 구조	42
<그림 3.1>	PBH-LD의 단면도	45
<그림 3.2>	MQW 구조에서 캐리어의 이동 과정	46
<그림 3.3>	식 (3-5)의 전기적 등가 회로	50
<그림 3.4>	식 (3-7)의 전기적 등가 회로	52

<그림 3.5> 식 (3-9)의 전기적 등가 회로	53
<그림 3.6> p-InP 층의 도핑에 따른 저항 $R_L(d=1\mu\text{m})$	56
<그림 3.7> p-InP 층의 도핑에 따른 저항 $R_L(d=2\mu\text{m})$	57
<그림 3.8> 주입 전류에 대한 광출력 특성	61
<그림 3.9> p-n 누설 영역이 존재할 경우의 전류 분포	62
<그림 3.10> p-InP 차단층이 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 일 때의 광출력 특성	63
<그림 3.11> 연결 폭에 따른 주입 전류와 누설 전류의 관계	64
<그림 3.12> p-n-p-n 차단층을 고려한 전류 대 광출력	65
<그림 3.13> 온도 변화에 대한 주입 전류 대 광출력 특성	66
<그림 3.14> 주입 전류 대 광출력 특성의 해석($n_0 : 10^{18} \text{cm}^{-3}$)	67
<그림 4.1> LPE 장치의 개략도	69
<그림 4.2> LPE 장치의 가스라인	71
<그림 4.3> LPE 장치에서의 흑연보트	72
<그림 4.4> 메사 모양 형성 및 전류차단층의 성장	73
<그림 4.5> 습식에칭에 의해 형성된 메사의 SEM 단면 사진	74
<그림 4.6> p-n-p 전류차단층의 성장을 위한 온도 프로그램	75
<그림 4.7> 전류차단층의 SEM 단면 사진	76
<그림 4.8> 3차 재성장을 위한 온도 프로그램	76
<그림 4.9> 3차 재성장에 의해 성장된 웨이퍼의 SEM 단면 사진	77
<그림 4.10> 제작된 PBH-LD의 SEM 단면 사진	78
<그림 4.11> 제작된 PBH-LD의 I-V 특성	79
<그림 4.12> I-L 및 스펙트럼 측정을 위하여 구성한 장치도	80
<그림 4.13> 온도에 따른 I-L 특성	81
<그림 4.14> 온도에 따른 발진임계전류의 변화	82
<그림 4.15> 온도 변화에 따른 발진임계전류의 변화	83
<그림 4.16> PBH-LD의 I-L 특성 및 스펙트럼 특성	84
<그림 4.17> 제작된 PBH-LD의 온도에 따른 발진 스펙트럼 특성	87
<그림 4.18> 제작된 PBH-LD의 FFP	89

기 호 표

기 호	정 의	차 원
\bar{a}	도파로의 흡수계수	cm^{-1}
a_i	내부 손실	cm^{-1}
a_m	거울 손실	cm^{-1}
a_n	n-p-n 트랜지스터의 이득	-
a_p	p-n-p 트랜지스터의 이득	-
$\beta(x)$	횡방향에서 도파모드의 전파정수	cm^{-1}
β_z	종방향에서 도파모드의 전파정수	cm^{-1}
$d_{i(i=1,2,3,4)}$	i 층의 두께	μm
$D_{n,p}$	전자와 정공의 확산 상수	cm^2/s
g_o	이득 계수	cm^3/s
G	재료이득	cm^{-1}
J	주입 전류밀도	mA/cm^2
\hbar	플랑크 상수 ($\hbar = h/2\pi$)	$J\cdot\text{s}$
I_{th}	발진임계전류	mA
k_0	진공 중의 파수	cm^{-1}
L	공진기 길이	μm
L_{opt}	최적의 공진기 길이	μm
$L_{n,p}$	전자와 정공의 확산 길이	μm
$L_{E,B,C}$	에미터, 베이스, 컬렉터의 소수 캐리어 확산 길이	μm
$N_{E,B,C}$	에미터, 베이스, 컬렉터의 불순물 농도	cm^{-3}
$n_{eq}(x)$	횡방향 도파모드의 등가굴절률	-
n_{eff}	유효 굴절률	-
\bar{n}	구형 도파로의 등가굴절률	-
N_w	양자우물 수	개
$n_{i(i=1,2,3,4,5)}$	i 층의 굴절률	-
n_i	진성 캐리어 밀도	cm^{-3}
η_i	내부 양자효율	-
η_d	미분양자효율	-

기 호	정 의	차 원
n_o	투명 캐리어 밀도	cm^{-3}
n_w	양자우물 내의 캐리어 밀도	cm^{-3}
n_{SCH}	SCH 층에서의 캐리어 밀도	cm^{-3}
R_L	연결 폭에 해당하는 저항	Ω
R_f	전면 반사도	-
R_r	후면 반사도	-
ρ	p-InP 층의 고유 비저항	$\Omega\text{-cm}$
S	광자 밀도	cm^{-3}
P	광출력	mW
Γ	광가둠계수	-
Γ_w	양자우물 한 개당 광가둠계수	-
τ_n	양자우물에서 캐리어의 복사 재결합 시간	sec
τ_r	캐리어가 SCH 층을 통과하는데 걸리는 시간	sec
τ_e	양자우물에서 열적 여기를 일으키는데 걸리는 시간	sec
τ_{nr}	양자우물에서의 비복사 재결합 시간	sec
τ_{nb}	SCH 층에서의 총 재결합 시간	sec
τ_p	광자의 수명 시간	sec
$\mu_{n,p}$	전자와 정공의 이동도	$\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
V_w	양자우물 층의 체적	cm^3
V_{SCH}	SCH 층의 체적	cm^3
W_L	활성층과 n-InP 차단층 간의 최소 거리	μm
$W_{n,p}$	n-p-n과 p-n-p 트랜지스터의 베이스 폭	μm
w	활성층의 폭	μm
λ	파장	μm
ε	이득 억압 계수	cm^3
$k_B T/q$	열전압	V

ABSTRACT

Uncooled operation of the laser diodes up to 85 °C is an important requirement, because thermo-electric cooler(TEC) of the laser modules is too expensive.

In this thesis, we have theoretically investigated a 1.3 μm InGaAsP/InP Planar Buried Heterostructure-Laser Diode(PBH-LD) for high temperature operation with low threshold current without temperature control. We adopted the strained MQW structure as an active region and PBH among strongly index-guided structures in order to have low current operation.

Based on the rate equations, which describe rate change between the carrier density and the photon density, we proposed the electrical equivalent circuit of PBH-LD. In the PBH LD, the confinement of the injected current to the active region is achieved through reverse-biased homojunctions. The leakage current paths are identified by a major circuit element in each branch, e.g., the diode(p-n forward biased InP homojunction), the thyristor(p-n-p-n InP) in the electric equivalent circuit model.

For the diode leakage path in the electric circuit model, p-InP blocking layer is equal to a resistor according to the concentration and thickness. For the thyristor leakage path in the model, p-n-p-n current blocking layer is equal to two transistors such as p-n-p and n-p-n type. We calculated the resistor according to the concentration and thickness of p-InP blocking layer and the connection width, which is the minimum distance between active layer and n-InP blocking layer. The transistor gains are calculated according to the concentration of each layer. In order to optimize the concentration and thickness of each layer, the electrical equivalent circuit model was

simulated with PSPICE circuit simulator.

Based on the theoretical analysis of electric equivalent circuit model, the PBH-LD is fabricated by using the vertical type Liquid Phase Epitaxy(LPE) system, which has been made by hands. In order to form mesa shape, wet etching and meltback method are executed in turn. And meltback method has the advantage of reduction of damage on a substrate due to wet etching and thermal damage during growth.

After forming mesa shape on the substrate, p-n-p current blocking layers were grown at 611 °C with the cooling rate of 1 °C /min by two phase solution technique. And then, SiN_x is removed, p-InP and ohmic contact layers are regrown by 600 °C with the same cooling rate.

The light output power versus injection current and the spectrum characteristics of the fabricated PBH-LDs were measured with various temperature. From the measurement, the threshold current was 6 mA and the light output power at 25 °C was about 22 mW with 300 μm cavity length at 100 mA. The characteristic temperature from 25 °C to 45 °C is 50 K, and from 45 °C to 65 °C is 44 K. Also, From the spectrum characteristic measurement, we confirmed the central wavelength was 1310 nm and the temperature dependence of lasing wavelength was 5 Å/°C.

We also measured the far field pattern of fabricated PBH-LD and the full width at half maximum(FWHM) was 35°(∥)×40°(⊥).

제 1 장 서론

21C 초고속 정보 통신 사회에서 음성 신호뿐만 아니라, 컴퓨터 데이터, 이미지, 동영상 등을 포함한 엄청난 규모의 정보들이 네트워크를 통해 전달되고 있으며, 이러한 네트워크를 지원하기 위해 앞으로 광통신 및 무선통신, 초고속 디지털 집적회로 등의 차세대 초고속 시스템의 개발이 예상되고 있다.

이를 위해 기존의 실리콘(Si) 기반의 반도체보다 GaAs와 InP와 같은 화합물 반도체의 전자의 이동도가 매우 커서 고주파 대역에서의 고속 응답 특성이 우수하여 화합물 반도체의 기반 기술과 응용에 대해서 많은 연구가 선진국을 중심으로 진행되고 있다.

그러나, 고주파, 광대역 통신 시스템의 동작 주파수가 올라감에 따라, GaAs보다 고주파에서의 특성이 우수한 InP, InGaAs, InGaAsP와 같은 InP-based 화합물 반도체의 사용이 증가하는 추세이다. 특히, 광섬유의 최저분산인 $1.3 \mu\text{m}$ 영역과 최저손실 영역인 $1.55 \mu\text{m}$ 영역의 파장대역이 InGaAsP/InP 재료의 파장대역과 일치하기 때문에 InGaAsP/InP 레이저 다이오드(Laser Diode : LD)는 1975년부터 지속적인 연구가 시작되어 지속적인 연구가 이루어지고 있다^{[1]~[3]}.

한편, InGaAsP/InP LD는 1990년도 초반까지 주로 액상결정성장(Liquid Phase Epitaxy : LPE)에 의해 이중 이종접합구조(Double Heterostructure : DH)의 성장이 이루어졌으나^{[4],[5]}, 수 Å에서 수백 Å 정도의 성장층 두께 조절이 가능한 유기화학기상증착(Metal Organic Chemical Vapor Deposition : MOCVD), 분자빔성장(Molecular Beam Epitaxy : MBE) 방법 및 화학 빔 성장(Chemical Beam Epitaxy : CBE) 방법이 개발되면서 LD의 발진임계전류를 줄이고, 양자효율을 개선하는 등의 장점을 가지는 다중양자우물(Multi-Quantum Well : MQW, 이하 MQW라 칭함) 소자

에 관한 연구도 지속적으로 이루어져 왔다^{[6]~[19]}.

1990년도 후반에 시작된 인터넷을 통한 정보 용량의 증가에 힘입어 지역정보통신망(Local Area Network : LAN) 및 도시권통신망(Metropolitan Area Network : MAN)에서 10 Gb/s 및 그 이상의 광통신 시스템을 요구하고 있다.

시장 조사 기관인 RHK(Ryan Hankin & Kent)에 따르면 세계적으로 데이터 트래픽이 1999년 월 35만 Tbps에서 2003년에는 월 1,500만 Tbps로 4,000 % 정도로 성장할 것을 전망하였고, 국내의 경우 정부 주도로 2000년 말 초고속 정보통신망 2단계 구축작업을 완료해 155 Mbps~5 Gbps급 전송이 가능한 광케이블로 전국 144개 지역을 연결, 총 길이 19,988 km에 342 대의 광전송 시스템 구축을 완료하였다^[20]. 3단계 구축 사업은 2005년까지 약 22조원을 투입해 통신망 고도화를 진행할 계획이어서 앞으로도 광통신 시스템에 대한 수요는 더욱 증가할 것으로 예측하고 있다. 이러한 광통신망 구축을 위해서는 각종 시스템과 연동 가능한 광통신 부품의 수요도 증가할 것으로 예측된다. 특히, 가입자망에 사용되는 광원으로 열전소자(Thermo-Electric Cooler : TEC)를 필요로 하지 않는 저가의 ucooled 레이저 다이오드(Uncooled-LD)에 관한 연구가 더욱 더 절실한 실정이다.

Uncooled-LD는 광송신 모듈 내에 TEC를 장착하지 않기 때문에 붙여진 것으로서 $-60\text{ }^{\circ}\text{C} \sim 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ 의 주변 온도 영역에서 안정된 동작을 하여야 하며, 시스템에 장착될 경우 모듈 내의 온도가 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 정도 높다고 가정할 경우 $-40\text{ }^{\circ}\text{C} \sim 85\text{ }^{\circ}\text{C}$ 의 온도 영역에서 안정된 동작특성을 가져야 한다. 따라서, 고온 동작특성이 양호한 소자를 얻기 위하여 다양한 방법의 연구가 이루어졌으며, 크게 두 가지의 관점에서 연구가 이루어지고 있다.

첫째는 AlGaInAs/InP 재료계를 사용하여 InGaAsP/InP 계에서 전도

대의 band offset이 작아서 생기는 hetero barrier leakage를 감소시킴으로써 고온 동작의 특성을 개선하려는 연구가 이루어지고 있다^[21].

둘째는 InGaAsP/InP 재료계의 온도 특성이 양호하지는 않지만, 발진 임계전류의 감소 및 미분양자효율의 증가를 위하여 벌크보다는 다중양자우물 구조의 활성층을 사용하고, 강한 굴절률 도파형(strongly-index guide) 구조인 매립형 이중접합구조(Buried Heterostructure :BH)의 LD를 사용하거나, 고온에서의 동작 특성을 증가시키기 위해 p-InP 기판을 이용한 BH^[22], PBC(P-substrate Buried Crescent)^[23], 그리고 VIPS(V-grooved Inner stripe on P-Substate)^[24] 구조의 LD에 대한 연구와 더불어, 전송 모듈의 고속화에 사용되는 NPN 트랜지스터와 정합을 위해 p형 기판을 이용한 LD와 LD 어레이^{[25]~[27]}에 대한 연구가 진행되고 있다.

또한, 장파장 LD에서 특히 문제가 되는 Auger 재결합이나 가전자대 간 흡수(InterValence Band Absorption : IVBA) 등은 온도가 상승함에 따라 현저히 증가하여 고온에서의 동작 특성이 열화되는 것으로 알려져 있으며^{[28],[29]}, 이러한 비발광 재결합 현상을 줄이기 위해 활성층에 응력을 가함으로써 가전자대의 light hole과 heavy hole의 밴드를 변형시키는 압축응력 다중양자우물 구조의 활성층이 많이 사용되고 있다^{[30],[31]}.

본 논문에서는 InGaAsP/InP 재료계를 이용하여 BH 구조의 하나인 PBH를 채택하여 낮은 발진임계전류, 높은 미분양자효율을 가짐으로써, 고온에서도 안정된 동작특성을 가지도록 활성층을 설계하고, 누설전류를 줄이기 위한 전류차단층을 최적화하였다.

지금까지 많은 연구자들이 발진임계전류 전, 후의 단일 모드 LD에 대한 여러 가지 등가 LD 모델을 제시하였고^{[32]~[34]}, 멀티 모드 LD^[35] 및 고유한 전기적 모델^[36], 마이크로파 직접 세기 변조의 전기 모델^{[37]~[39]}과 잡음 등가 회로^[40] 등을 제안하였다. 그리고, 이 모델들은 모두 캐리어 밀도와 광자 밀도간의 변화율을 기술하는 비율 방정식(rate equations)을

기본으로 하여 모델링되었다. 그러나, 이러한 방법들은 측정치와의 오차가 많이 발생하거나, 계산이 복잡하여 일반적으로 LD를 제작하는 사람들이 사용하기에는 어려운 부분이 있었다.

따라서, 본 논문에서는 범용 시뮬레이터인 PSPICE(Professional Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) 상에서 비율 방정식을 기본으로 하여 PBH-LD의 전기적 등가 회로 모델을 제시하여 간단하게 최적화 설계를 할 수 있는 방법을 제안하였다. PBH-LD의 정확한 전기적 등가 회로 모델을 마련하기 위해 전류차단층 부분을 등가회로화하여 전류 대 광출력 특성뿐만 아니라, 전류차단층을 통해 흐르는 누설 전류를 계산하였다. 또한, 전류차단층을 통한 누설 전류의 감소에 영향을 주는 파라메타를 추출하였고, 최적의 값을 구하였다.

다음으로 PBH-LD의 이론적인 설계와 PSPICE를 통한 설계 파라메타 값들을 근거로 InGaAsP/InP 재료계를 가지고 LPE 장비를 이용하여 실제 소자를 제작하였다. 그리고 나서, 제작된 PBH-LD의 전기·광학적 특성을 측정하여 제작된 LD의 발진임계전류 및 광출력 특성을 평가함으로써 Uncooled-LD로서의 적용 가능성을 확인하였다.

이상의 내용을 기본으로 본 논문을 다음과 같이 기술하였다.

제 2장에서는 PBH-LD의 이론적인 해석으로서 과도 방정식을 통한 횡모드와 축모드 해석을 통한 활성 영역의 등가굴절률 및 광가둠계수를 구하였다. 그리고, 전류밀도, 재료 이득, 미분양자효율과 특성온도와 같은 온도 의존적인 파라메타에 대한 온도 의존성을 해석하고 구조에 따른 최적의 조건들을 도출하였다. PBH-LD에서 존재하는 누설 전류를 p-n 다이오드와 p-n-p-n 사이리스터로 등가화하여 각 층의 도핑 농도와 두께 및 활성층과 n-InP 차단층간의 최소 거리에 해당하는 연결 폭에 따라 조사하였다. 제 3장에서는 LD의 동작을 기술하는 비율 방정식을 이용하여 PSPICE 상에서 해석하게 될 PBH-LD의 전기적 등가 회로를 모델링

하고 해석을 수행하였다. 그리고, 제 4장에서는 이론 해석과 전기적 등가 회로 모델의 해석을 통해서 구한 파라메타 값을 근거로 하여 LPE 장치를 이용하여 PBH-LD를 제작하였고, 주입 전류 대 전압 특성, 주입 전류 대 광출력 특성 및 스펙트럼 특성을 측정하였다. 또한, 측정 결과와 시뮬레이션 결과를 비교·분석하였다. 그리고 마지막으로 제 5장에서는 결론을 논하였다.

제 2 장 Uncooled PBH-LD의 이론적 해석

현재의 광 송신기에서 TEC는 LD의 동작 온도를 일정하게 유지시켜 주기 위해 필요한 부품이다. 왜냐하면, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ LDs는 온도 특성이 좋지 못하기 때문에 FTTH(Fiber To The Home)나 FITL(Fiber In The Loop)와 같은 응용에 적용되기 위해서는 TEC를 장착하여 일정하게 온도를 유지시켜 주어야 한다. 이처럼 송신기에 온도 센서, 전류 공급원, 제어기 등을 포함한 TEC를 장착하는 것은 송신기의 비용을 증가시킬 뿐만 아니라, 장기간의 신뢰성에도 중요하다^[41]. 따라서, 열악한 온도 환경 하에서도 잘 동작하는 Uncooled-LD를 가지는 것이 관심을 끌고 있다.

이러한 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 재료계의 LD가 가지는 민감한 온도 특성은 낮은 밴드갭 재료에 의한 고온에서의 Auger 재결합과 작은 전도대 offset ($\Delta E_c = 0.4\Delta E_g$)에 기인하는 불충분한 전류 가둠 때문이다^[42]. 발진임계전류, Auger 재결합과 IVBA는 2축 응력과 동일 평면상의 정공 유효질량을 줄이기 위한 양자 가둠 구조의 조합에 의해 감소가 될 수 있다^{[43],[44]}. 뿐만 아니라, 실제 제작된 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ strained MQW-LD의 낮은 발진임계전류^{[45]~[49]}와 높은 최대 동작 온도에 대해 보고되었다^{[46],[47],[50],[51]}. 그러나, 25 °C에서 85 °C까지의 온도 범위에서 미분양자효율의 1 dB 이상의 감소는 제한된 RF 구동 전류를 가지는 시스템에 있어서는 중요하게 고려되어야 한다. 왜냐하면, 미분 양자 효율의 감소는 시스템의 링크 파워 마진과 변조 대역폭을 감소시키기 때문이다.

본 논문에서는 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 재료계를 이용하여 강한 전자 가둠 구조, 낮은 임계 전류 및 향상된 고온 동작 특성을 가지는 Uncooled-LD를 설계하기 위한 파라메타 값들을 계산하였다.

또한, 제작하고자 하는 Uncooled-LD의 구조는 활성층 상하 및 좌우

에 에너지 갭이 큰 재료로 둘러싸여 캐리어 및 광이 활성층에 효과적으로 가두어지는 strongly index-guide 구조 중에 하나인 평면 매립형 구조이다. 제작하고자 하는 Uncooled PBH-LD는 낮은 발진임계전류, 안정된 단일 횡모드 동작, 높은 온도에서 CW 동작 등의 장점을 가지고 있으나^{[52],[53]}, 활성층 이외의 p-n 및 p-n-p-n 전류 차단층을 통한 누설경로가 존재한다. 이로 인해 동작온도가 상승하는 경우와 주입전류가 증가할 때는 누설전류의 증가로 인해 큰 임계 전류, 고온에서의 불안정한 동작특성, 광출력 특성의 포화 등과 같이 LD의 성능이 저하된다.

따라서, 활성층 바깥의 누설 경로를 통한 손실 메커니즘에 대해서도 고찰하였다.

2.1 PBH-LD의 모드 해석

SCH(Separate Confinement Heterostructure) 구조는 낮은 임계 전류밀도와 큰 광출력의 광소자를 제작하는데 유용한 구조로 알려져 있다. 이러한 SCH 구조는 대칭/비대칭 SCH 구조가 있으며, 그림 2.1에는 대칭형 SCH-PBH-LD의 단면을 나타내고 있다. SCH 층은 1.1 μm InGaAsP로서, 활성층의 상하에 성장되어 있고, 활성층은 1.3 μm InGaAsP로 성장되어 있다. SCH 층의 위로는 InP cap 층과 ohmic 접촉을 위한 p⁺-InGaAs 층이 성장되어 있다. 이러한 소자의 동작특성을 해석하기 위하여 각 영역에서 파동방정식을 풀어서 이론적으로 해석하였다. 그리고, 이론해석의 간편화를 도모하기 위하여 광이 클래드층까지 거의 갇히며, 대칭구조를 가지는 것으로 가정하였다. 즉, 상하의 SCH 층의 두께와 조성을 같은 매질로 하였다. 그림 2.1의 PBH-LD의 단면을 횡방향과 측방향으로 나누어서 각각을 5층 및 3층 slab 도파로 구조로 분리한 다음 각각의 경우에 대하여 널리 사용되는 유효굴절률 근사법^[54]을 이용하여 해석을 하였다. Maxwell 방정식에 의한 횡방향과 측방향의 파동 방정식은 각각 식 (2-1)과 같이 주어진다.

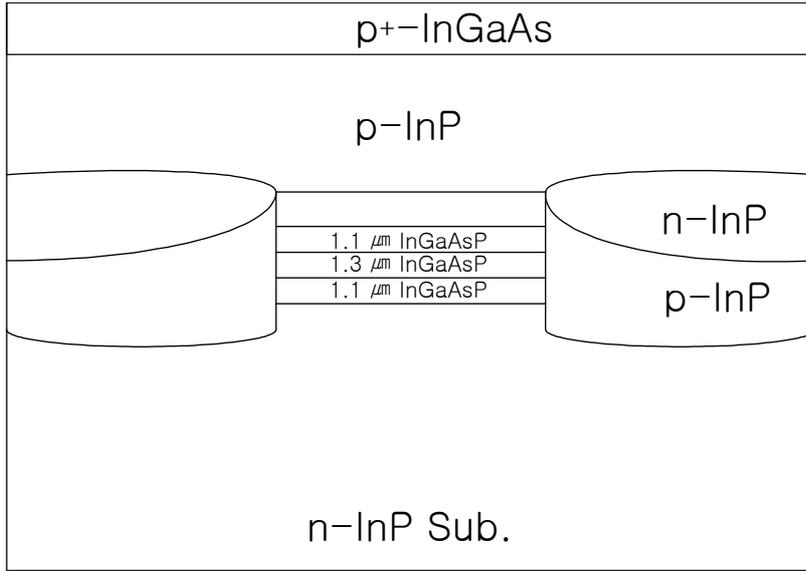


그림 2.1 PBH-LD의 단면 구조

Fig. 2.1 Cross sectional structure of PBH-LD.

$$\frac{d^2 E_x(y)}{dy^2} + \{ k_o^2 n_i^2 - \beta^2(x) \} E_x(y) = 0 \quad (2-1)$$

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + [k_o^2 \{ n_{eq}(x) + \Delta n_{eq}(x) \}^2 - \beta_z^2] E_y(x) = 0$$

여기서, n_i 는 각 층의 굴절률, 횡방향에서의 도파모드의 전파상수는 $\beta(x) = k_o n_{eq}(x)$ 이고, k_o 는 진공 중의 파수이며, $\beta_z = k_o \bar{n} + j \bar{\alpha}/2$ 는 전파모드의 종방향 전파상수, \bar{n} 과 $\bar{\alpha}$ 는 두께가 d_3 이고 폭이 w 인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절률과 흡수계수이다. 일반적으로 모드 해석은 임계 전류값 이상에서 다루게 되며, 이 경우에 이득이 흡수보다 훨씬 큰 값을 가지므로 흡수계수 $\bar{\alpha}$ 는 무시할 수 있다.

2.1.1 횡모드 해석

횡모드를 해석하기 위하여 해석 모델을 대칭형의 5층 slab 도파로를 사용하였다. 그림 2.2에 횡모드 해석을 위한 대칭 SCH 구조를 나타내었다. 대칭형 SCH slab 유전체 도파로의 경우, 반도체-공기 계면에서 $z=0$ 이다. $1.3 \mu\text{m}$ InGaAsP 활성 영역의 중심에서 $y=0$ 이며 도파로는 x 방향으로 무한 범위를 가진다. 이 구조에서, $x>y$ 이며 $n_3 > n_2 = n_4 > n_1 = n_5$ 이다. 해석상에서는 기본 TE 모드만을 고려하는데, 이는 활성층의 두께가 $d_3 < 0.2 \mu\text{m}$ 인 경우에는 실험적으로 기본 TE 모드만이 관측되는 유일한 모드이기 때문이다.

그림 2.2의 도파로는 대칭 구조의 도파로이므로, 식 (2-1)로 주어지는 파동방정식의 해는 대칭성을 고려하면 실제 5층에 대하여 해석을 전부 하는 것이 아니라, 3층에 대하여 해석을 하면 된다. 그러므로 이러한 대칭 문제인 경우에

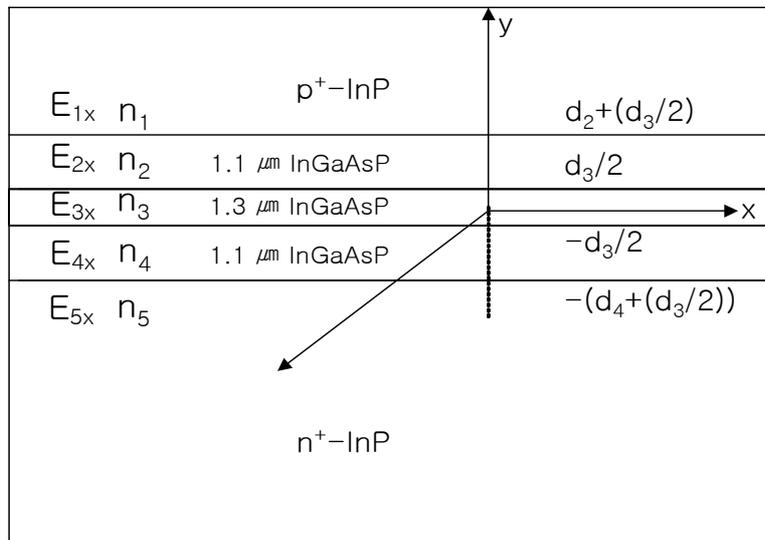


그림 2.2 횡모드 해석을 위한 대칭 SCH 구조

Fig. 2.2 Symmetrical SCH for the transverse mode analysis.

각 층의 필드는 식 (2-2)와 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 E_{1x}(y) &= A_1 \exp^{-\gamma y} & (y \geq \frac{d_3}{2} + d_2) \\
 E_{2x}(y) &= A_2 \cos(k_2 y) + B_2 \sin(k_2 y) & (\frac{d_3}{2} \leq y \leq d_2) \\
 E_{3x}(y) &= A_3 \cos(k_3 y) & (0 \leq y \leq \frac{d_3}{2})
 \end{aligned} \tag{2-2}$$

여기서,

$$\begin{aligned}
 k_i &= \sqrt{k_o^2 n_i^2 - \beta^2} \quad (i=2,3) \\
 \gamma &= \sqrt{\beta^2 - k_o^2 n_1^2}
 \end{aligned} \tag{2-3}$$

이다.

그리고 고유치 방정식을 구하기 위하여, 주어진 전계 $E_{ix}(y)$ 와 이것의 도함수가 경계에서 연속이라는 경계조건을 적용하여 구하여진 경계조건을 정리하여 행렬식으로 나타내면 식 (2-4)와 같다.

$$\begin{bmatrix}
 \exp(-\gamma w/2) & -\cos(k_2 w/2) & -\sin(k_2 w/2) & 0 \\
 -\gamma \exp(-\gamma w/2) & k_2 \sin(k_2 w/2) & -k_2 \cos(k_2 w/2) & 0 \\
 0 & \cos(k_2 d_3/2) & \sin(k_2 d_3/2) & -\cos(k_3 d_3/2) \\
 0 & -k_2 \sin(k_2 d_3/2) & k_2 \cos(k_2 d_3/2) & k_3 \sin(k_3 d_3/2)
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 A_1 \\
 A_2 \\
 B_2 \\
 A_3
 \end{bmatrix}
 =
 \begin{bmatrix}
 0 \\
 0 \\
 0 \\
 0
 \end{bmatrix} \tag{2-4}$$

여기서, $w/2 = d_2 + d_3/2$ 이다.

식 (2-4)로 주어지는 행렬식에서 A_i 와 B_i 가 0 이외의 의미있는 해를 갖기 위해서는 행렬식의 값이 0이 되어야 한다. 그러므로 이와 같은 조

건에 의하여 5층 도파로에서의 고유치 방정식은 식 (2-5)와 같다.

$$k_2 \cos\{k_2[1/2(w-d_3)]\} \{k_3 \sin(k_3 d_3/2) - \gamma \cos(k_3 d_3/2)\} + \sin\{k_2[1/2(w-d_3)]\} \{k_2^2 \cos(k_3 d_3/2) + k_3 \gamma \sin(k_3 d_3/2)\} = 0 \quad (2-5)$$

그러므로 식 (2-3)과 식 (2-5)를 이용하여 β 값에 의존하는 각층에서의 γ , k_2 그리고 k_3 를 얻을 수가 있다.

그림 2.3은 SCH 층의 두께와 활성층의 두께에 따른 고유치를 나타낸 것이다. 그림 2.3을 통해서 활성층의 두께와 SCH 층의 두께가 증가할수록 등가굴절률이 커짐을 알 수 있다.

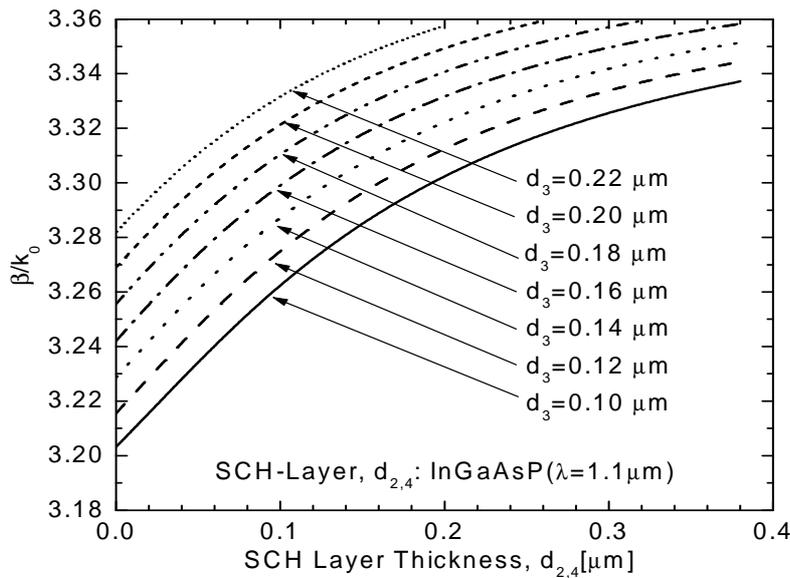


그림 2.3 SCH 층과 활성층의 두께에 따른 횡모드의 고유치

Fig. 2.3 Eigen values of transverse mode in according to the thicknesses of SCH layer and active layer.

따라서, 활성층의 두께와 SCH 층의 두께가 증가할수록 보다 많은 캐리어가 활성영역에 가두어질 수 있음을 확인하였다.

그리고 이러한 고유치를 이용하여 활성층의 두께가 $0.2 \mu\text{m}$ 이며, SCH 층의 두께에 따른 필드 분포를 그림 2.4에 나타내었다. 그림 2.4로부터 SCH 층의 두께가 얇을수록 전계 분포는 활성층에 보다 많이 집중되어 있음을 알 수 있다.

한편, LD가 고출력을 특성을 얻기 위해서는 활성층에 광을 어느 정도 가둘 수 있느냐 하는 것이 중요한 문제가 된다. 즉, 활성층 내에 광이 얼마나 잘 가두어지는가는 광가둠계수를 통하여 나타내며, 이것은 LD의 이론해석에서 중요한 파라미터로서 식 (2-6)과 같이 정의된다.

$$\Gamma_T = \frac{\int_{-d_s/2}^{d_s/2} |E_x(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_x(y)|^2 dy} \quad (2-6)$$

그림 2.5에서는 활성층의 두께와 SCH 두께에 따라서 활성층에 광이 어느 정도 가두어지는지를 나타내었다. 활성층의 두께가 두꺼울수록 광가둠계수는 커지지만 반대로 발진임계전류가 커지므로 이를 고려하여 적절한 두께를 선택하여야 할 것이다.

그림 2.5로부터 SCH 층의 두께가 증가함에 따라 광가둠계수는 어느 두께까지는 커지지만, 그 이상의 두께가 되면 오히려 광가둠계수가 감소하는 것을 알 수 있다. 그러므로 SCH 구조를 이용하여 소자를 제작할 경우에 활성층의 두께에 따른 적절한 SCH 층의 두께에 대한 조사가 이루어져야 함을 알 수가 있다. 예를 들어 활성층의 두께가 $0.2 \mu\text{m}$ 인 경우, 그림 2.5에서처럼 SCH 층의 두께가 $0.05 \mu\text{m}$ 에서 $1.04 \mu\text{m}$ 이내의 범위에서는 광가둠계수가 일반적인 DH 구조에 비하여 커지지만 그 이상에서는

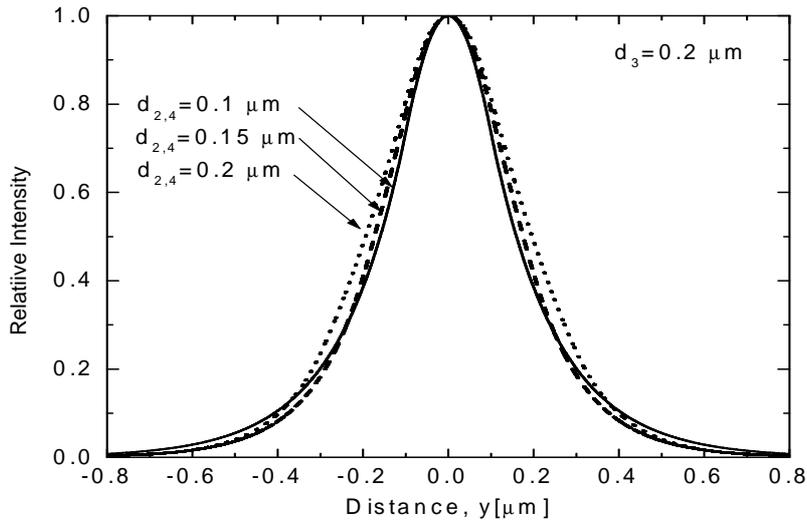


그림 2.4 횡모드의 필드 분포

Fig. 2.4 Electric field of transverse mode.

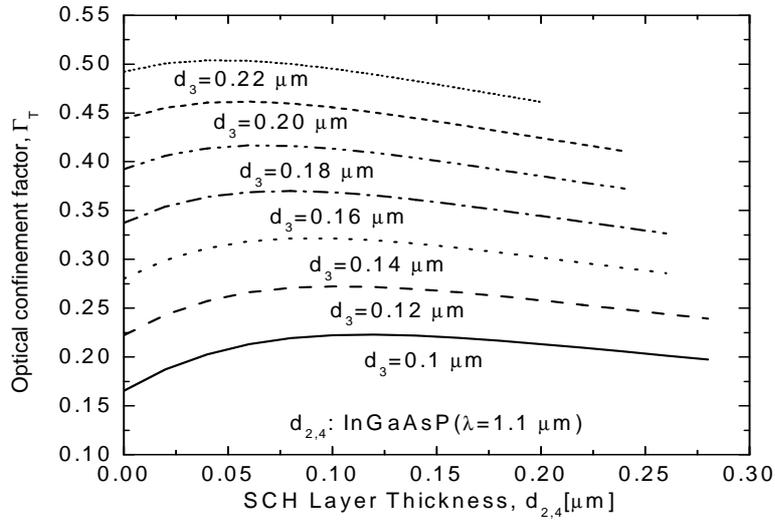


그림 2.5 횡방향 광가둠계수

Fig. 2.5 Optical confinement factor of transverse direction.

광가둠계수가 오히려 적어지는 것을 알 수 있다.

광가둠계수는 일반적으로 SCH 층의 두께보다는 활성층과 SCH 층의 굴절률차, Δn_{3-2} 와 활성층의 두께에 더 의존하는 것으로 알려져 있다. 그러나, 본 연구에서는 활성층이 $1.3 \mu\text{m}$ InGaAsP로 그 두께가 어느 정도 고정되고 SCH 층 역시 $1.1 \mu\text{m}$ InGaAsP로 결정이 된 상태이므로 SCH 층의 두께에 대한 변화만을 고려하였다. 여기서, SCH 층의 선택은 다른 조성에 비하여 $1.1 \mu\text{m}$ InGaAsP가 내부손실이 적은 것으로 알려져 있기 때문이다.

2.1.2 측모드 해석

측모드 해석을 위한 3층 도파로의 구조는 그림 2.6에 나타내었다. 즉, 측방향으로 폭이 w 인 도파로를 가정하였다. 활성층은 n_{eff} 의 유효굴절률 값을 가지고, 활성층의 좌우의 전류차단층에 해당하는 굴절률은 n_{out} 으로서 InP 재료에 대한 굴절률은 3.17이다.

측방향 파동 방정식은 식 (2-7)과 같이 된다.

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + k_0^2 \{ n_{eff}(x)^2 - n^2 \} E_y(x) = 0 \quad (2-7)$$

측모드의 해석은 일반적으로 BH-LD이 측방향의 광가둠계수를 구하기 위하여 널리 사용되고 있는 유효굴절률의 개념을 이용하여 식 (2-7)의 측방향 파동방정식을 이용하여 계산하였다. 그리고 유효굴절률, n_{eff} 는 식 (2-8)과 같다^[55].

$$n_{eff} = \sqrt{n_1^2 + \Gamma_T(n_3^2 - n_1^2)} \quad (2-8)$$

그림 2.6의 내부영역과 외부영역에서의 식 (2-7)로 주어지는 파동방정식의 해는 식 (2-9)와 같다.

$$E_{1y}(x) = A_1 \cos(ax) + B_1 \sin(bx) \quad (2-9a)$$

$$E_{2y}(x) = A_2 \exp(-b(|x| - w/2)) \quad (2-9b)$$

여기서,

$$a = \sqrt{k_o^2 n_{eff}^2 - \beta_z^2} \quad (2-10a)$$

$$b = \sqrt{\beta_z^2 - k_o^2 n_{out}^2} \quad (2-10b)$$

전계 $E_{iy}(x)$ 와 이것의 도함수가 경계면에서 연속하다는 경계조건을 이용하여 기수 및 우수 모드 각각의 경우에 대하여 고유치 방정식을 구하였다.

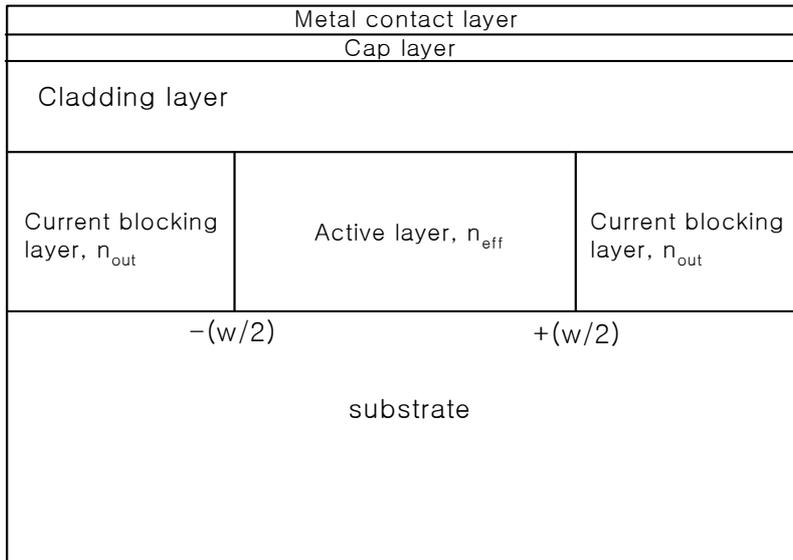


그림 2.6 측모드 해석을 위한 3층 도파로

Fig. 2.6 Three layer waveguide for lateral mode analysis.

$$\frac{aw}{2} \tan\left(\frac{aw}{2}\right) = \frac{bw}{2} \quad (2-11a)$$

$$\left(\frac{aw}{2}\right)^2 + \left(\frac{bw}{2}\right)^2 = \left(\frac{k_0 w}{2}\right)^2 (n_{eff}^2 - n_{out}^2) \quad (2-11b)$$

$$\frac{aw}{2} \cot\left(\frac{aw}{2}\right) = -\frac{bw}{2} \quad (2-11c)$$

$$\left(\frac{aw}{2}\right)^2 + \left(\frac{bw}{2}\right)^2 = \left(\frac{k_0 w}{2}\right)^2 (n_{eff}^2 - n_{out}^2) \quad (2-11d)$$

그림 2.7은 활성층이 0.2 μm 인 경우에 SCH 층의 두께와 활성층의 폭에 따른 측모드의 고유치를 나타내었으며, 이렇게 계산된 고유치를 이용하여 그림 2.8에서는 SCH 층의 두께가 0.1 μm 인 경우에서의 측방향의 필드 세기를 나타내었다. 그리고 그림 2.9에서는 활성층의 두께와 SCH 층의 두께, 그리고 활성층의 폭에 따른 측방향 광가둠계수를 구하였다.

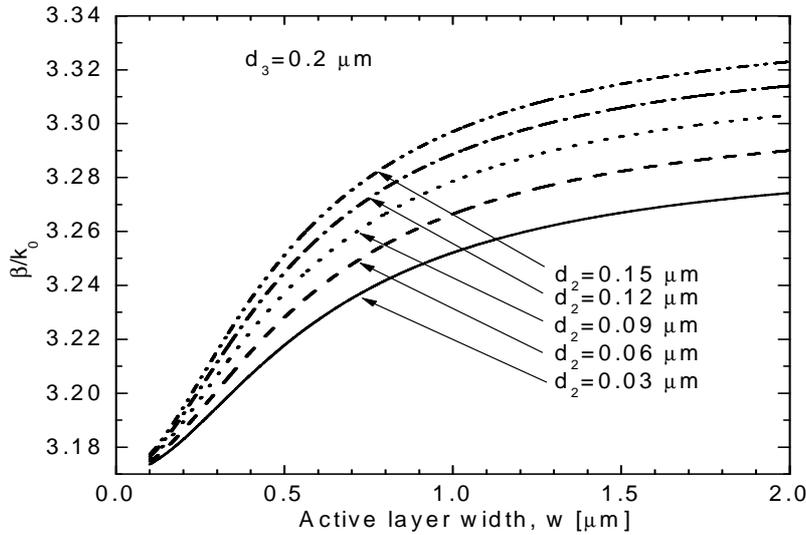


그림 2.7 활성층의 두께에 따른 측모드의 고유치

Fig. 2.7 Eigen values of lateral mode with active layer width.

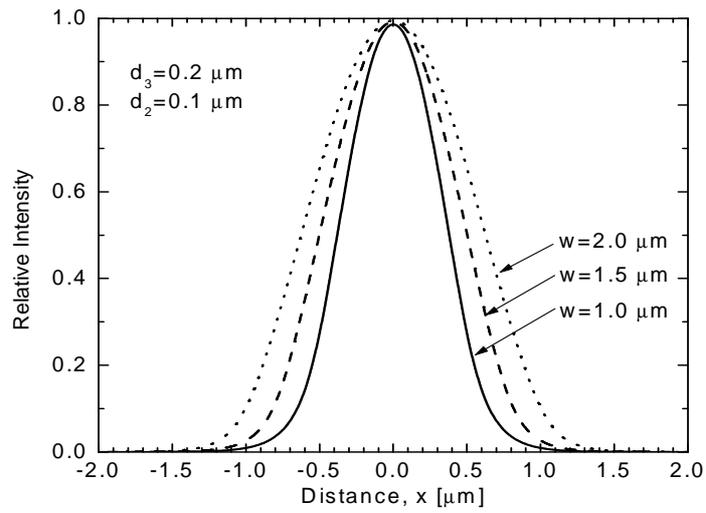


그림 2.8 활성층 폭에 따른 측모드의 필드 분포

Fig. 2.8 Electric field intensity distribution of lateral mode with active layer width.

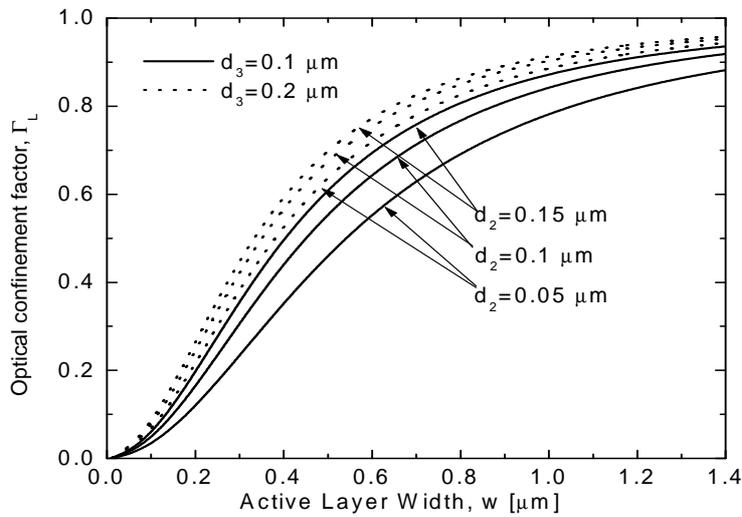


그림 2.9 측방향 광가둠계수

Fig. 2.9 Optical confinement factor of lateral direction.

2.2 활성층의 온도 의존성 해석

본 절에서는 발진임계전류 I_{th} , 미분 양자 효율 η_d 및 특성 온도 T_0 와 같은 온도 특성에 영향을 주는 LD의 파라메타를 이론적으로 해석함으로써 Uncooled-LD의 설계 기준을 이끌어 내어 제 3장에서 설계하게 될 전기적 등가 회로의 설계값에 적용하고, 실제 제작시 도출된 최적의 값들을 이용하고자 한다.

발진임계전류와 미분양자효율과 같은 LD의 변수들은 재료 변수들을 결정하기 위하여 공진기 길이의 함수로서 측정될 수 있고, 모드 이득, 투명 전류밀도와 공진기 손실과 같은 변수들은 공진기 길이와 독립적인 파라메타들이다. 각각의 변수들에 대하여 하나 하나씩 이론적으로 계산하였고, 그에 따른 온도 특성을 평가하였다.

2.2.1 전류밀도와 재료 이득의 온도 의존성

다중양자우물의 이득 특성을 해석함으로써 주어진 동작 조건에서 양자우물 수, 공진기 길이, 그리고 단면 반사도와 같은 소자 파라메타의 설계값들을 최적화 할 수 있다. 따라서, 동작 온도의 변화에 대한 MQW-LD의 이득 특성을 평가하기 위해 온도의 영향을 받는 파라메타를 선정하고 평가하고자 한다.

다중양자우물 LD에서 재료 이득과 주입 전류밀도간의 관계는 Paul W. A. Mc Ilroy씨에 의해 기술된 것처럼 식 (2-12)와 같이 대수 형태로 잘 근사화 될 수 있다^{[56]~[58]}.

$$G = G_0 \left\{ 1 + \ln \left(\frac{J}{J_0} \right) \right\} \quad (2-12)$$

여기서, G 와 J 는 각각 한 개의 양자우물에 대한 재료 이득과 주입 전류밀도이다. 그리고, G_0 와 J_0 는 포화 파라메타로서 그림 2.10에서 이득 곡선과 접선이 만나는 점에 해당한다. 즉, 여기서 $dG/dJ=G/J$ 이다. 한편, 임계 조건에서 필요한 이득 G_{th} 는 식 (2-13)으로 주어진다.

$$N_w \Gamma_w G_{th} = \alpha_i + \alpha_m \quad (2-13)$$

여기서, N_w 는 양자우물 수이고, Γ_w 는 한 개의 양자우물에 대한 광가둠계수, α_i 는 내부 손실이고, α_m 은 $(1/2L)\ln(1/R_f R_r)$ 로 표현되는 거울 손실로서, L 은 레이저의 공진기 길이, R_f , R_r 은 각각 전면과 후면의 단면 반사도이다. $(\alpha_i + \alpha_m)/N_w \Gamma_w$ 가 한 개 양자우물의 발진임계전류에 대하여 도식화 될 때, 주입 전류와 재료 이득간의 관계를 구할 수 있다. 그리고, 식 (2-13)을 주입된 전체 캐리어가 활성층 내에서 광자로 변환되는 캐리어의 변환 효율 즉, 내부양자효율 η_i 를 고려하여 식 (2-12)에 대입하면 임계전류밀도는 식 (2-14)로 나타낼 수 있다.

$$J_{th} = \frac{J_0 N_w}{\eta_i} \exp\left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{N_w \Gamma_w G_0} - 1\right) \quad (2-14)$$

식 (2-14)의 임계전류밀도에 활성층의 면적을 곱함으로써 발진임계전류를 얻을 수 있는데, 활성층의 폭과 길이를 각각 w 와 L 이라 하며, 거울 손실 α_m 을 공진기 길이와 단면 반사도로 바꾸면 식 (2-14)를 식 (2-15)의 발진임계전류로 표현할 수 있다.

$$I_{th} = \left(\frac{w L J_0 N_w}{\eta_i}\right) \exp\left(\frac{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_f R_r}\right)}{N_w \Gamma_w G_0} - 1\right) \quad (2-15)$$

식 (2-15)에서 알 수 있듯이 발진임계전류는 공진기 길이에 따라 선형적으로 증가함과 동시에 지수적으로 감소함을 알 수 있다. 또한, 발진 임계전류와 온도와의 관계를 살펴보면, J_0 , G_0 , α_i 그리고 n_i 가 온도의 함수로서 온도가 증가함에 따라 발진임계전류를 증가시키는 변수가 된다. 모든 변수들의 온도 영향을 고려함으로써 발생하는 식의 복잡성을 줄이는 것과 내부 손실 및 내부 양자 효율은 온도에 독립적이라고 가정하여 식 (2-15)에서는 J_0 , G_0 의 온도 영향만을 고려하였다.

Namegaya씨는 1.3 μm InGaAsP/InP MQW-LD의 양자우물 수에 따라 임계전류밀도와 $G_{th}(= (\alpha_i + \alpha_m)/N_w \Gamma_w)$ 와의 관계를 조사하여^[58] 식 (2-16), (2-17)의 관계를 얻었다.

$$J_0 = 12.9 \exp\left(\frac{T}{24.7}\right) \quad (2-16)$$

$$G_0 = 1370 - \exp\left(\frac{T}{59.0}\right) \quad (2-17)$$

그리고, 그림 2.10은 온도의존성을 가지는 J_0 , G_0 를 나타내고 있다. InGaAsP 반도체 재료에 대한 광 이득은 온도 의존성을 가지고 있기 때문에^[59] 그림 2.10과 같이 동작 온도가 증가할수록 이득은 줄어들고, 투명 전류밀도는 증가한다.

식 (2-16)과 (2-17)로부터 알 수 있는 것과 같이 온도가 증가하면 J_0 는 커지고, G_0 는 감소하게 되므로, 온도가 증가할수록 식 (2-15)의 발진 임계전류는 선형적으로 증가하는 것과 지수적으로 증가하는 결과가 된다. 따라서, 온도가 증가할수록 발진임계전류가 커지게 되므로, 다음 절에서 기술하게 될 특성온도 T_0 가 큰 값을 가지도록 설계함으로써 온도 영향을 줄이는 것이 바람직하다.

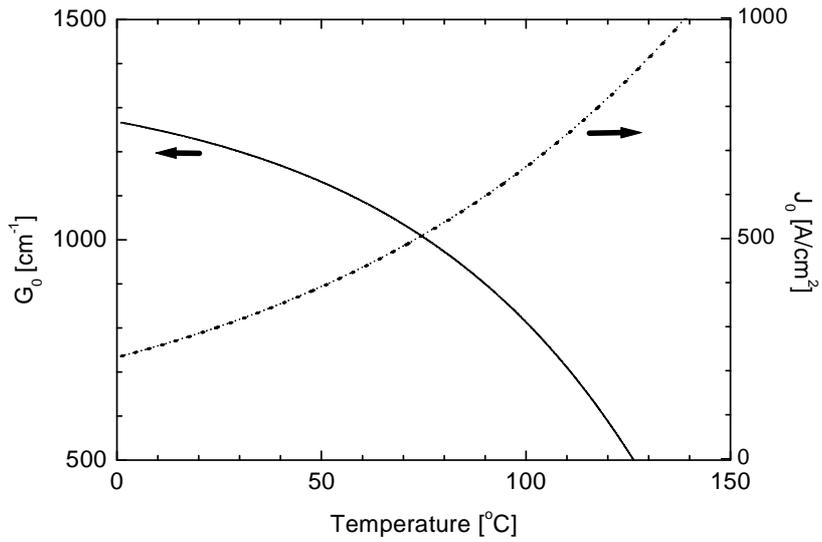


그림 2.10 G_0 와 J_0 의 온도 의존성

Fig. 2.10 The temperature dependence of G_0 and J_0 .

2.2.2 미분양자효율과 특성온도의 온도 의존성

미분양자효율의 온도 의존성은 양자우물의 내부손실(α_i^{QW})과 온도간의 선형 관계^{[60],[61]}를 가지는 식 (2-18)로 주어진다.

$$\alpha_i^{QW} = \alpha_1 + Y(T - T_1) \quad (2-18)$$

여기서, α_1 은 $T=T_1$ 에서의 양자우물의 내부손실이고, $Y = d\alpha_i^{QW}/dT$ 이다. 그러면, 미분양자효율은 식 (2-19)와 같이 표현할 수 있다.

$$n_d = n_i(T) \times \frac{\alpha_m}{N_w[\alpha_1 + Y(T - T_1)] + \alpha_i^{SCH}(T) + \alpha_m} \quad (2-19)$$

여기서, η_o , η_i 는 각각 외부 미분양자효율과 내부 미분양자효율이다. α_i^{SCH} 는 SCH 영역의 내부손실이고, α_m 은 거울손실이다. 그리고, N_w 는 양자우물의 수이다. α_i^{SCH} 가 $N_w \alpha_i^{QW} + \alpha_m$ 과 비교해서 충분히 작고, 내부양자효율은 300~380 K의 온도 범위에서 온도 의존성의 거의 나타나지 않는^{[62],[63]} 가정 하에 온도 변화에 대한 미분양자효율을 그림 2.11에 나타내었다.

그림 2.11은 상온에서 $\alpha_1=1.25 \text{ cm}^{-1}$ 이고, 양자우물의 수에 상관없이 $Y=0.025 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ 인^[61] 양자우물의 내부손실을 가지는 경우에 대한 결과이다. 그림 2.11에서 300 K에 대해, 양자우물 수가 4개일 경우에는 89 %인 미분양자효율이 양자우물 개수가 10개일 때는 76 %로 감소하는 것을 볼 수 있다. 이러한 현상은 양자우물 개수가 증가할수록 활성층의 총 투명전

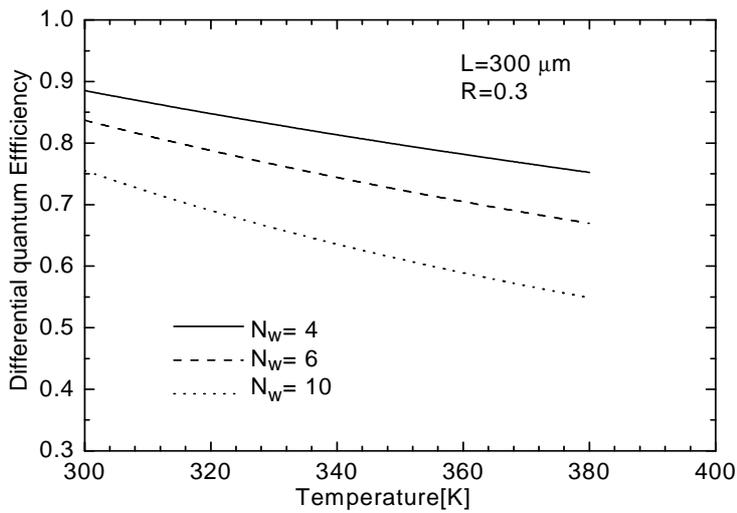


그림 2.11 온도에 따른 미분양자효율의 변화

Fig. 2.11 The exchange of differential quantum efficiency with temperature.

류밀도가 증가하므로, 이에 의해 장벽층과 SCH 층을 통한 캐리어의 overflow나 양자우물에서의 전류밀도 증가에 의한 비발광 재결합이 증가하여 내부 미분양자효율이 감소되어 미분양자효율이 감소되는 것으로 생각된다. 미분양자효율의 관점에서만 보면 양자우물 수를 낮추는 것이 큰 미분양자효율 값을 가지게 할 것이다.

또한, 그림 2.11에서 온도가 증가할수록 미분양자효율은 감소하는데, 이것은 양자우물에서 내부손실(α_i^{QW})이 온도가 증가할수록 커지지 때문이다. 따라서, 미분양자효율의 온도 민감도를 결정하는 데에 있어서 중요하게 고려하여야 한다.

다음으로, 측정에 의해 계산되어지는 특성온도의 영향을 이론적으로 고찰하였다. MQW-LDs의 임계전류밀도는 2.2.1절에서 나타낸 식 (2-14)로 주어진다. 반면에, J_{th} 의 온도 의존적인 표현은 실험식에 의해 식 (2-20)으로 주어진다.

$$J_{th}(T_i) = J_{th0} \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) \quad (2-20)$$

여기서, $J_{th}(T_i)$ 는 임의의 온도 T_i 에서 임계전류밀도이다. 식 (2-20)으로부터 T_0 는 식 (2-21)과 같이 주어진다.

$$T_0 = \frac{T_2 - T_1}{\ln\left(\frac{J_{th}(T_2)}{J_{th}(T_1)}\right)} \quad (2-21)$$

여기서, 내부손실 α_i 의 온도 의존성은 식 (2-18)을 이용하였다.

따라서, 식 (2-14), 식 (2-16)과 (2-17) 및 식 (2-18)을 식 (2-21)에 대입함으로써 식 (2-22)와 같은 특성 온도와 소자 변수간의 관계를 얻었

다. 식 (2-22)의 우변에서 첫 번째 항은 J_0 의 온도 의존성에 의해 유도된 상수이다.

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{T_0} &= \frac{1}{94.7} + \frac{1}{N_w \Gamma_w} \times \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\alpha_i}{G_0} \right) + \frac{\alpha_m}{N_w \Gamma_w} \times \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{G_0} \right) \\
 &= \frac{1}{94.7} + \frac{1}{N_w \Gamma_w} \times \frac{Y G_0 + (\alpha_i/59) \cdot \exp\left(\frac{T}{59}\right)}{59 \times \left(1370 - \exp\left(\frac{T}{59}\right)\right)^2} \\
 &\quad + \frac{\alpha_m}{N_w \Gamma_w} \times \frac{\exp\left(\frac{T}{59}\right)}{59 \times \left(1370 - \exp\left(\frac{T}{59}\right)\right)^2}
 \end{aligned} \tag{2-22}$$

그림 2.12는 특성 온도와 양자우물 수와의 관계를 나타낸 것으로서, 여러 단면 반사도를 가지는 경우에 대해 나타내었다.

그리고 계산에 사용된 값들을 표 2-1에 나타내었다^{[58],[64]}. 여기서, 양자우물 개수는 4~10개인 경우에 대하여 고려하였다. 이것은 장파장의 동작 특성을 향상시키기 위해 양자우물층에 strain이 가해지면 N_w 가 10개 이상을 가지면 격자 부정합이 일어나는 임계 두께에 이르고, 고온 동작시 열화 현상으로 오히려 특성이 나빠지는 현상이 있으므로 이를 고려하여 양자우물 개수는 10개까지로 한정하였다.

표 2-1 설계에 사용된 파라메타 값

Table 2-1 Values of used parameters in the design.

N_w	$N_w \Gamma_w$ ^[58]	α_i [cm^{-1}] ^[58]	α_j [cm^{-1}] ^[64]
4	0.01994	3.6	-
6	0.03449	4.5	16.4
8	0.05051	6.8	15.5
10	0.06700	10.6	15.6

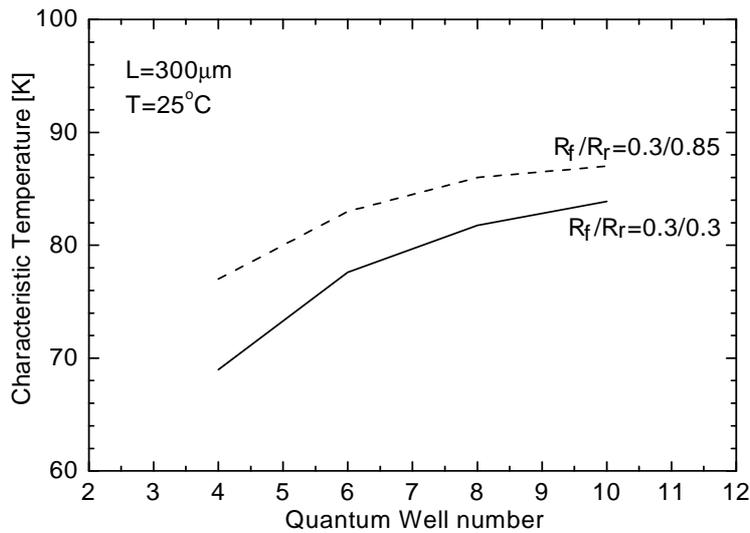


그림 2.12 양자우물 수에 따른 특성온도(T=25 °C)

Fig. 2.12 Characteristic temperature with QW number(T=25 °C).

그림 2.12에 의하면 상온에서 단면 반사도가 30 %이면서 양자우물의 개수가 4개 일 때 특성 온도는 약 69 K에 해당하고, 동일한 단면 반사도에서 10개의 양자우물 수를 가질 경우에는 약 82 K로 특성 온도가 커졌고, 이것은 식 (2-22)에서 보는 바와 같이 양자우물 수의 증가로 광가둠계수가 증가하여 특성온도의 값이 향상된 것으로 생각된다.

한편, 그림 2.13은 85 °C일 때의 양자우물 수와 특성 온도와의 관계를 단면 반사도를 변화시키면서 나타내었다. 그림 2.12로부터 고온에서는 특성 온도가 감소함을 알 수 있고, 코팅을 하지 않은 단면 반사도에 해당하는 30 %인 경우, 양자우물 수가 4개 일 때에 25 °C와 85 °C를 비교해 보면, 69 K에서 35 K로 약 절반 정도의 감소를 나타내었다.

양자우물 수가 8개인 경우에는 25 °C와 85 °C에서 각각 82 K와 54 K의 값을 얻었다. 단지, 양자우물 수와 특성 온도와의 관계를 논하면 양

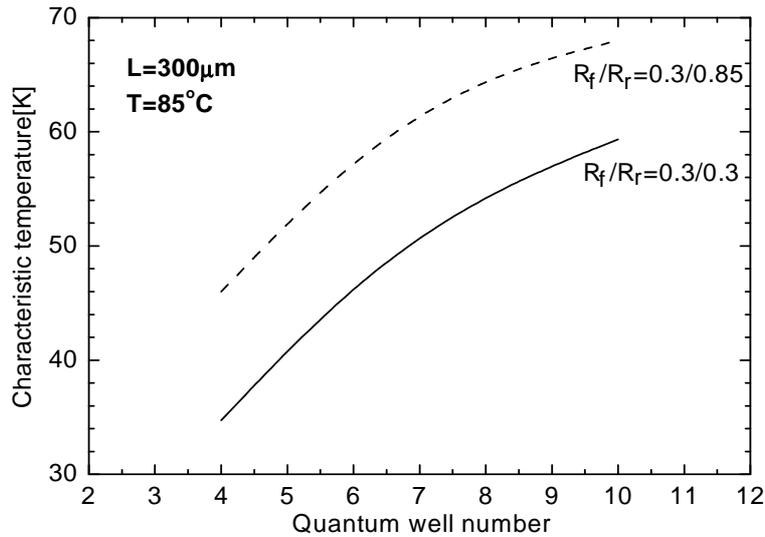


그림 2.13 양자우물 수에 따른 특성온도(T=85 °C)

Fig. 2.13 Characteristic temperature with QW number(T=85 °C).

자우물 수가 증가할수록 향상되는 특성 온도값을 얻을 수 있지만, 양자우물 수가 증가함에 따라 양자효율과 같은 감소하는 파라메타에 대한 고려를 통해 적절한 값을 선택해야 할 것이다. 또한, 그림 2.12와 2.13으로부터 특성 온도는 단면 반사도를 높임으로써도 향상될 수 있음을 확인하였다.

그리고, 실제로 내부 손실은 동작 온도에 의존적이다. 즉, 고온에서 임계 전류 밀도가 높게 되면 SCH 영역으로의 캐리어 overflow가 커지게 된다. 이러한 캐리어 overflow는 자유 캐리어 흡수 손실과 가전자대 간 흡수에 의한 SCH 층의 흡수 손실을 증가시키는 원인이 되므로, 동작 온도가 증가할수록 내부 손실의 증가를 초래하게 된다.

따라서, 보다 정확한 특성 온도의 해석을 위해서는 온도 변화에 대한 내부 손실의 영향을 고려해야 할 것이다.

2.2.3 발진임계전류의 온도 의존성

N 개의 양자우물을 가지는 MQW 구조에서 임계전류밀도는 식 (2-23)과 같이 쓸 수 있다.

$$J_{th} = n_i^{-1} N_w J_w \quad (2-23)$$

2.2.1절의 식 (2-12), (2-13)과 식 (2-23)으로부터 임계전류밀도는 식 (2-24)와 같이 다시 나타낼 수 있다.

$$\ln J_{th} = \frac{L_{opt}}{L} + \left\{ \frac{\alpha_i}{N_w \Gamma_w G_0} + \ln (N_w J_0 / n_i) - 1 \right\} \quad (2-24)$$

$$I_{th} = w L J_{th} \quad (2-25)$$

$$L_{opt} = \frac{\ln(1/R_f R_r)^{-1/2}}{N_w \Gamma_w G_0} \quad (2-26)$$

식 (2-24), (2-25)에서 보여지는 바와 같이 발진임계전류는 활성층 폭, 공진기 길이에 선형적으로 비례하고, 내부손실과 거울 손실에 지수적으로 증가할 것임을 알 수 있다.

그리고, 식 (2-26)의 L_{opt} 는 양자우물 수에 따른 최적의 공진기 길이를 의미한다. 식 (2-25)에서 발진임계전류 I_{th} 와 공진기 길이 L 에 대한 관계가 식 (2-24)의 J_{th} 를 이용하여 구해질 때, 발진임계전류가 최소가 되는 최적의 공진기 길이를 제공하게 될 것이다.

그럼 2.14는 양자우물 수에 대해 발진임계전류가 최소가 되기 위한

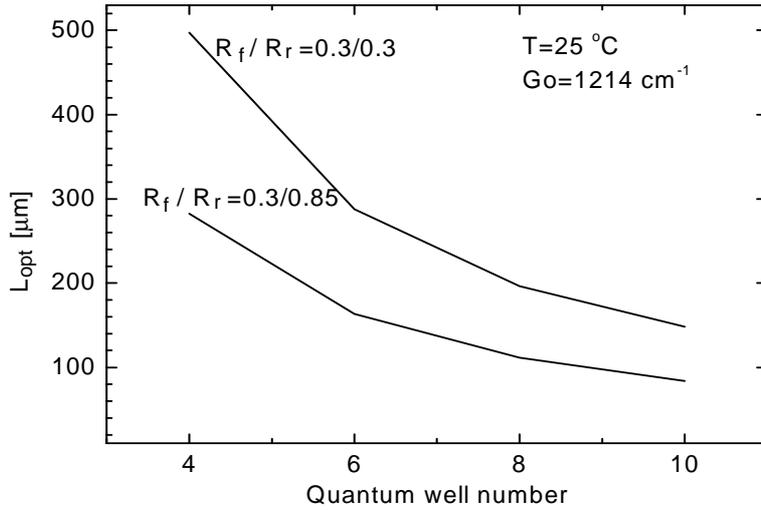


그림 2.14 양자우물 수에 대한 최적의 공진기 길이

Fig. 2.14 Optimum cavity length with QW number.

최적의 공진기 길이를 계산한 것이다. 그림 2.14에서 단면 반사도가 모두 0.3일 경우와 전, 후면이 각각 0.3과 0.85일 경우에 대해서도 나타내었다.

그림 2.14에서 단면 반사도를 크게 하면 최소 발진임계전류를 위한 공진기 길이도 짧아짐을 알 수 있다. 또한, 식 (2-15)를 통해서 공진기 길이에 따른 발진임계전류의 의존성도 예측할 수 있다. 식 (2-15)를 이용하여 공진기 길이에 따른 발진임계전류를 계산해 보면, 그림 2.15와 같은 결과를 얻을 수 있다. 내부 미분양자효율은 2.2.2절에서 설명한 것과 같이 온도에 따라 크게 변화하지 않는다는 가정 하에 $n_i=1$ 로 두었다. 각 단면의 반사도는 0.3이고, $w=1.5 \mu\text{m}$, α_i 는 양자우물 수에 따라 각각 표 2-1의 값을 이용하였다. 그리고, 거울 손실은 $\alpha_m = (1/2L) \ln(1/R_f R_r)$ 에 의해 구해지고, J_0 와 G_0 는 각각 2.2.1절의 식 (2-16)과 (2-17)을 이용하였다.

그림 2.15는 양자우물 수를 달리하면서 공진기 길이에 대한 발진임계

전류를 계산한 것이다.

양자우물 수가 많을수록 식 (2-26)에 의해 짧은 공진기 길이를 필요로 하지만, 최소 발진임계전류는 작아지기 때문에 다중양자우물 구조가 1개의 양자우물 구조보다 더 낮은 발진임계전류를 얻을 수 있다. 그리고, 공진기 길이가 짧을수록 발진임계전류는 감소하지만, 어느 이상의 짧은 공진기 길이에 대해선 거울 손실에 의한 임계전류밀도가 급격히 증가하기 때문에 양자우물 수와 공진기 길이의 적절한 선택이 필요하다.

예를 들어, 양자우물 수가 4개인 경우 공진기 길이를 $400 \mu\text{m}$ 이하로 하게 되면 오히려 더 큰 발진임계전류를 가지게 될 것이다.

다음으로 양자우물 수에 따른 발진임계전류의 변화를 살펴보기로 한다. 식 (2-15)를 이용하여 공진기 길이는 $300 \mu\text{m}$, 단면 반사도는 각각 0.3인 경우에 대하여 그림 2.16의 결과를 얻었다.

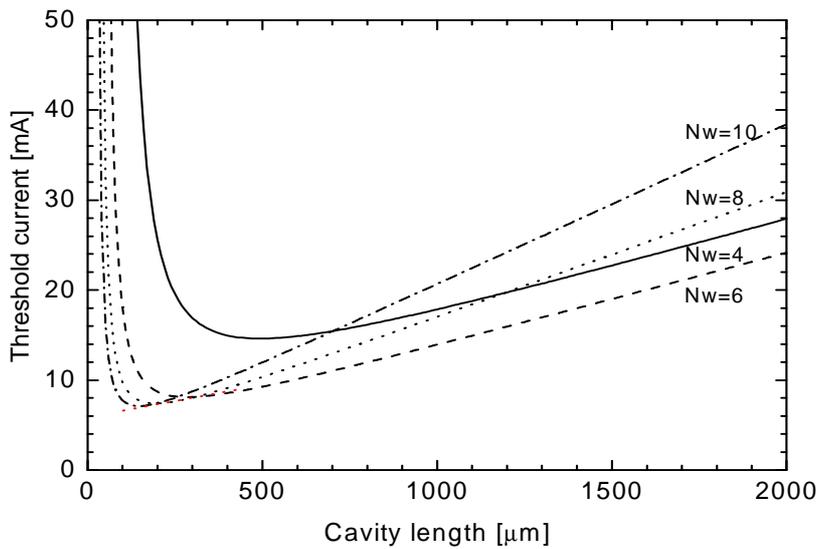


그림 2.15 공진기 길이에 따른 발진임계전류

Fig. 2.15 Threshold current in according to the cavity length.

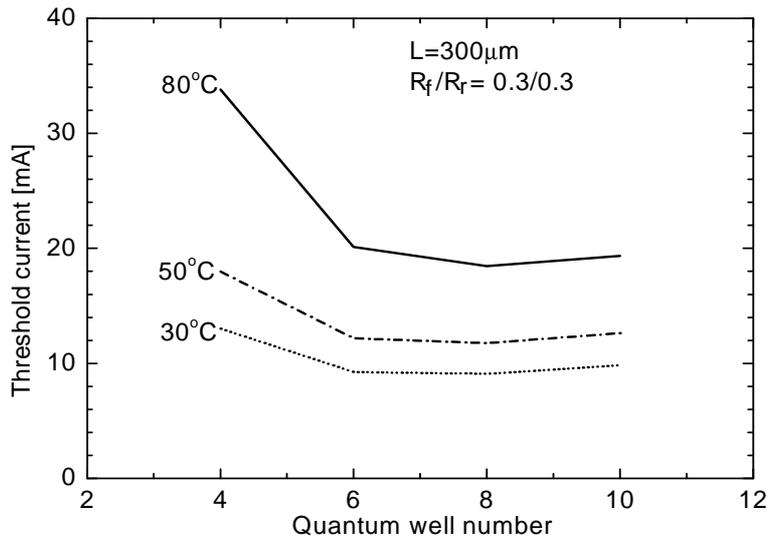


그림 2.16 양자우물 수에 따른 발진임계전류($R_f/R_r=0.3/0.3$)

Fig. 2.16 Threshold current with QW number($R_f/R_r=0.3/0.3$)

그림 2.16에서 80 °C에서 동작할 경우 발진임계전류가 최소가 되기 위해서는 양자우물 수가 8개가 되어야 한다. 그리고, 그림 2.16에서는 명확하게 나타나지 않지만, 8개를 넘어서면 오히려 발진임계전류가 조금씩 증가하는 경향을 나타내었다.

반면에, 그림 2.17은 공진기 길이가 300 μm 이고, 단면 반사도가 0.85/0.95인 경우에 대한 발진임계전류를 계산한 것이다. 그림 2.17을 통해서 고반사 코팅을 한 경우에는 양자우물 수가 많아질수록 발진임계전류가 선형적으로 증가하고 있다. 즉, 거울 손실이 작은 값을 가질 때는 식 (2-15)의 식에서 알 수 있는 것과 같이 지수항의 영향보다 지수항의 계수의 변화가 더 크게 영향을 끼치는 결과로 예측할 수 있을 것이다.

설계시 또 하나의 중요한 요소가 있는데, 이는 단면 반사도이다. 만약 단면 코팅을 달리함으로써 거울 손실에 변화를 준다면, 최적의 양자우물

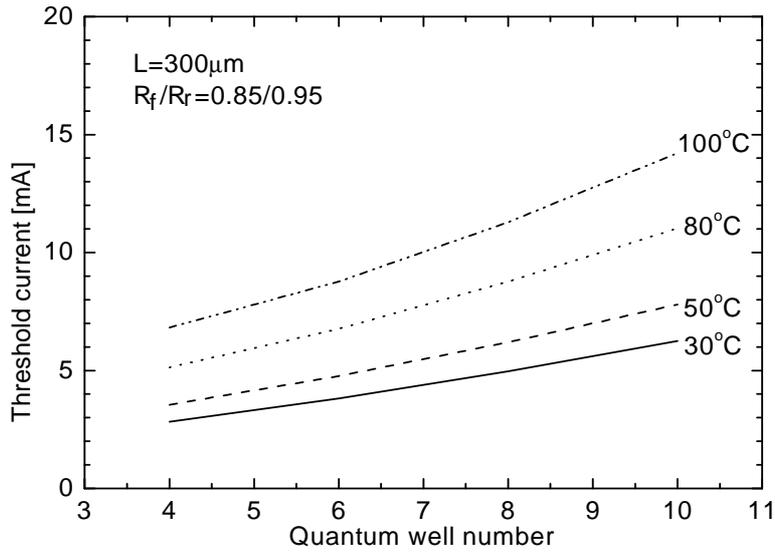


그림 2.17 양자우물 수에 따른 발진임계전류($R_f/R_r=0.85/0.85$)

Fig. 2.17 Threshold current with QW number($R_f/R_r=0.85/0.85$).

수 역시 바뀌게 될 것이다. 식 (2-24), (2-25)를 이용하여 양자우물 수 N_w 를 가지는 MQW 구조가 N_w+1 개의 우물을 가지는 것보다 더 낮은 발진임계전류를 가지기 위한 조건은 다음의 식 (2-27)과 같이 쓸 수 있다.

$$\alpha_i + \frac{1}{L} \ln(R_1 R_2)^{-1/2} < N_w(N_w + 1)\Gamma_w G_o \ln(1 + N_w^{-1}) \quad (2-27)$$

이상과 같이 MQW 구조의 LD에서 고온에서도 낮은 발진임계전류와 안정된 동작 특성을 가지도록 양자우물 수와 공진기 길이 및 단면 반사도를 고려하여 설계해야 함을 알 수 있다.

2.3 PBH-LD의 누설 전류

2.3.1 활성 영역의 누설 전류

1) 이중장벽을 통한 캐리어 누설

Westbrook과 Nelson은 1.5 μm SCH 레이저에서 전자 누설에 관한 모델을 제안하였다^[65]. 그러나, 제안된 모델에서는 이중장벽으로의 활성영역 캐리어의 누설의 영향을 고려하지 않았다. Kazarinov와 Pinto는 DH 레이저에서 장벽을 통한 누설의 영향을 정확하게 양적으로 측정하였다^[66]. 그들은 전자에 대해 낮은 가둠 장벽에 있어서 주입 순방향 전류의 영향을 조사하였다.

Heterobarrier 캐리어 누설은 활성영역 edge에서 클래딩 층까지의 전자와 정공의 확산과 드리프트에 의해 발생한다.

전자와 정공의 의사 페르미 레벨 E_{fn} 과 E_{fp} 는 경계에서 연속이라고 가정하고, p-클래딩 층에서의 누설 전자전류밀도에 대해서 기술하면 식 (2-28)로 표현할 수 있다^[67].

$$j_n = -qD_n \frac{dn}{dx} + qn\mu_n E \quad (2-28)$$

여기서, 첫 번째 항은 확산 누설을 나타내고, 두 번째 항은 전계 E가 존재할 때의 드리프트 누설을 나타낸다. 또, D_n 은 확산 상수이고, μ_n 은 소수캐리어 농도, $n(x)$ 는 활성영역과 p-클래딩 층 간의 거리 x에서 전자밀도이다.

또한, 이 누설 전류밀도는 연속 방정식을 만족하며, p-클래딩 층의 경계에서 전자의 수가 N_{clad} 이면, 경계 조건 $n(x=0) = N_{clad}$ 와 $n(x=d)=0$ 인 경계조건을 사용하여 식 (2-28)을 풀 수 있다. 그리고, 경계로부터 거리

h인 전극에서는 소수 캐리어 밀도가 “0(zero)”이라고 가정한다. 따라서, $x=0$ 에서의 누설 전자전류밀도는 다음의 식 (2-29)와 같이 주어진다.

$$j_n = qD_n N_{clad} \frac{(C - C_1) \exp(C_2 d) + (C_2 - C) \exp(C_1 d)}{\exp(C_2 d) - \exp(C_1 d)} \quad (2-29)$$

여기서,

$$C = qE / k_B T$$

$$C_{2,1} = \frac{1}{2} C \pm \left(\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{4} C^2 \right)^{1/2} \quad (2-30)$$

$$L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$$

L_n 은 전자 확산 길이이다. 위 식에서 $D_n = \mu_n k_B T / q$ 의 값을 가진다. $E=0$ 로 한정하면 식 (2-29)는 순수한 확산에 의한 누설로 식이 간소화되고, 단지 드리프트 누설만 존재한다면 식 (2-29)는 $i_n = qN_{clad}\mu_n E$ 로 줄어들게 된다. n -클래드 층에서 정공에 대한 누설 전류 밀도 j_p 도 앞서 구한 전자 누설 전류 밀도와 유사하게 구할 수 있다.

총 누설 전류 밀도를 J_L 이라고 하면 j_n 과 j_p 의 합으로 주어진다.

$$J_L = j_n + j_p \quad (2-31)$$

고온에서 누설 전류는 상당히 커지고, 장벽 높이가 줄어들면 누설 전류가 급격히 증가하게 된다. 장벽을 통한 캐리어의 누설을 방지하기 위해서 활성영역에 적절한 도핑을 해 줄 수 있다. 그러나, 이종접합구조에서 높은 확산성을 가지는 zinc의 정확한 도핑 레벨을 평가하는 것은 쉽

지 않으며, 1.3 μm 레이저에서 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 의 도핑 레벨 이하이면 아주 심각한 영향을 나타낸 보고도 있으므로^[67], 클래딩 층의 도핑은 중요하다. 또한, 고온에서 캐리어의 누설을 줄이기 위해서도 중요하다.

2) 가전자대간 흡수

장파장 InGaAsP/InP 양자우물 레이저에서 임계 전류가 강한 온도 의존성을 나타내는 이유 중에 하나인 가전자대간 흡수에 대해서 기술하겠다.

split-off와 heavy-hole valence 밴드간의 전자의 천이에 의한 흡수 손실은 양자우물 레이저의 모든 부밴드에서 발생한다^{[68],[69]}.

다중양자우물 구조에서 모든 부밴드 간의 IVBA를 합한 총 IVBA는 식 (2-32)와 같이 쓸 수 있다^[70].

$$\alpha_{IVBA}(QW) = \pi w \sqrt{\mu/\epsilon} \sum_n \langle R_{sh}^2 \rangle_n \cdot (f_s - f_h) m_s^* m_h^* / (m_h^* - m_s^*) / (\pi \hbar^2 w) \quad (2-32)$$

여기서, R_{sh} 는 다이폴 모멘트이고, m_s^* 는 split-off 밴드의 유효질량이고, f_s 와 f_h 는 각각 천이가 일어나는 split-off 밴드와 heavy-hole 밴드의 에너지 레벨에서 페르미 함수의 값들이다. InGaAsP/InP 다중양자우물 레이저에서 IVBA는 발진임계전류의 온도 의존성을 결정하는 특성온도 T_0 를 감소시키게 된다. 그러나, 이것은 공진기 총 손실에서 적은 양을 차지하므로, IVBA는 발진임계전류의 온도 의존성에는 적은 영향을 미친다.

이것은 외부 미분양자효율을 나타내는 식에서 살펴보면,

$$\eta_d \propto \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (2-33)$$

이고, 내부 손실 α_i 는 식 (2-34)과 같이 표현된다.

$$\alpha_i = \Gamma\alpha_a + (1 - \Gamma)\alpha_c + \alpha_{scat} \quad (2-34)$$

이다. 식 (2-34)에서 α_a 는 IVBA에 해당한다. 250 μm 의 공진기 길이를 가지는 1.3 μm 레이저에서 외부 미분양자효율이 0.7인 경우 단면 거울 손실이 $\alpha_m = 43 \text{ cm}^{-1}$ 이라면, 내부 손실은 약 18.4 cm^{-1} 가 될 것이다. 내부 손실의 값 중에서 IVBA에 해당하는 값은 약 48 cm^{-1} 로서 이 값은 온도가 변화함에 따라 급격하게 변하지는 않음을 알 수 있다^[71].

3) Auger 재결합

Band-to-band Auger 재결합은 장파장 LD에서 고유한 손실에 해당하는 중요한 메커니즘 중에 하나이다^{[72]~[75]}. 전자와 정공이 재결합 할 때, 전자와 정공은 또 다른 전자에 그들이 가지고 있는 에너지와 운동량을 전달함으로써, 전자를 전도대의 더 높은 곳으로 여기시키게 된다. 이것은 CHCC process라 불린다. 또 다른 하나는 정공이 가전자대의 더 깊숙이 여기가 될 수 있다. 이것은 대개 spin-split-off 밴드에서 존재하는 것이며, CHSH process라 불린다. 그리고, phonon-assisted Auger를 포함한 다른 과정들의 Auger process가 발생할 수 있다.

총 Auger 재결합 율의 정확한 값을 이론적으로 얻는 것은 아주 어렵다. 그러나, 장파장 1.3 μm 소자에 있어서 Auger 재결합은 상온에서 총 전류의 80 % 이상에 해당한다^[76].

이것은 원래 MQW-LD에서도 역시 예측되었지만, 현재 실험적인 증거로는 phonon-assisted Auger 재결합이 격자 정합된 QW 구조와 strain QW 구조에서 우세한 손실 과정임을 보이고 있다^{[77],[78]}.

Auger 재결합은 세 개의 캐리어와 연관이 있으며, undoped 활성층을 가지는 LD에 있어서 Auger 전류밀도 J_{NR} 은 근사적으로 식 (2-35)와 같이 변화한다.

$$J_{NR} = C(T) n_{th}^3 \quad (2-35)$$

여기서, $C(T)$ 는 온도에 의존하는 Auger 계수이고, n_{th} 는 임계 캐리어 밀도이다. n_{th} 의 감소에 대해 아주 민감한 J_{NR} 은 정공 질량의 감소나 광천이 세기의 증가를 통한 strain에 의해 야기된다. 또한, strain은 Auger 계수 $C(T)$ 의 크기를 변화시킬 수 있다. Band-to-band Auger 과정에 대해 고려하면, Auger 계수는 온도에 대해 지수적으로 증가하고^[79], 포물선 밴드와 볼츠만 통계라는 가정에 의해 식 (2-36)과 같이 주어진다.

$$C(T) = C_0 \exp(-E_a/kT) \quad (2-36)$$

여기서,

$$E_a(CHCC) = m_c E_g / (m_c + m_h) \quad (2-37a)$$

$$E_a(CHSH) = m_s (E_g - E_{so}) / (2m_h + m_c - m_s) \quad (2-37b)$$

이것은 CHCC와 CHSH의 band-to-band Auger 계수들이 strain에 의한 정공 질량 m_h 의 감소가 계수 크기의 몇 배로 감소됨을 보여주는 간단한 모델이다^[80].

Phonon-assisted Auger 재결합을 $C_p(T)$ 또한 밴드 구조에 의존하며, 식 (2-38)과 같이 변화한다^[81].

$$C_p(T) = \frac{B}{e^x - 1} \left[\frac{1}{(E_1 + \hbar w)^2} + \frac{e^x}{(E_1 - \hbar w)^2} \right] \quad (2-38)$$

여기서, E_1 은 금지대 중간의 상태와 관련된 운동 에너지이고, $x = \hbar w / kT$ 이고, $\hbar w$ 는 LO phonon 에너지이며, B는 천이 매트릭스 요소^[82]에 비례한다. CHSP-P 과정과 CHCC-P 과정에 대한 E_1 은 각각 식 (2-39a)와 (2-39b)로 주어진다.

$$E_1 = m_s / m_h (E_g - E_{so}) \quad (2-39a)$$

$$E_1 = m_c / m_h E_g \quad (2-39b)$$

식 (2-38)과 (2-39)를 조합하고 $\hbar w$ 가 E_1 에 비해 작다고 가정하면, $C_p(T)$ 가 m_h^2 에 근사적으로 비례함을 알 수 있다. 따라서, heavy-hole 질량이 감소되고, 그 외 모든 값들이 일정하게 둔다면 phonon-assisted Auger 재결합은 감소될 것임을 예측할 수 있을 것이다. 그러나, 예측되는 감소는 실제 과정들보다 적을 것이다. 따라서, 여전히 phonon-assisted Auger 재결합은 strained layer 1.3 μm 장파장 레이저에서 주요한 손실 메커니즘으로 존재하게 될 것이다.

실제로 m_h 외에 양자우물 폭, 밴드 offsets, subband splittings, 캐리어 spillover, 그리고 손실 메커니즘과 임계 전류밀도에 영향을 미치는 모든 파라메타들이 1.3 μm 소자에서 strain에 의해 변화하게 된다.

2.3.2 전류차단층을 통한 누설 전류

PBH-LD에서 활성층은 InGaAsP/InP 헤테로 접합으로 구성되어 있고, 차단층은 InP 호모 접합으로 구성되어 있다. 이 2종류의 pn 접합은 I-V 특성의 built-in 전압에 차이가 있기 때문에 주입 전류는 built-in 전압이 작은 활성층 pn 접합에 우선적으로 흐르게 된다.

반도체 내의 전자밀도 n 과 정공밀도 p 는 식 (2-40)과 (2-41)로 주어진다.

$$n = N_c \exp\left\{-\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right\} \quad (2-40)$$

$$p = N_v \exp\left\{-\frac{E_{fp} - E_v}{kT}\right\} \quad (2-41)$$

여기서, N_c , N_v 는 각각 전도대 및 가전자대의 유효상태밀도, E_c , E_v 는 각각 전도대와 가전자대의 밴드 에너지이고, E_{fn} , E_{fp} 는 각각 전자, 정공에 대한 quasi-페르미 준위이고, k 는 볼츠만 상수, T 는 절대온도이다. 여기서 pn 곱을 하면 접합부 경계면에서는 식 (2-42)와 같이 된다.

$$\begin{aligned} pn &= N_c N_v \exp\left\{-\frac{E_c - E_v}{kT}\right\} \exp\left\{-\frac{E_{fn} - E_{fp}}{kT}\right\} \\ &= n_i^2 \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2-42)$$

n_i 는 진성 캐리어 농도이고, 식 (2-43)과 같이 나타낸다.

$$\begin{aligned} n_i &= N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \\ &= 2 \left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/4} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (2-43)$$

단, m_n, m_p 는 각각 전자와 정공의 유효질량, h 는 플랑크 상수이다. 접합부 경계에서의 주입전자, 정공밀도 n, p 에 대한 전기적 중성 조건을 고려하는 것에 의해 p 영역 측의 정공밀도는 $N_A + n$, 전자밀도는 $n + n_0$, n 영역 측의 정공밀도는 $p + p_0$, 전자밀도는 $N_D + p$ 이어서 식 (2-44)와 (2-45)로 나타낸다.

$$(n + n_0)(n + N_A) = n_i^2 \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \quad (2-44)$$

$$(p + p_0)(p + N_D) = n_i^2 \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \quad (2-45)$$

단, n_0, p_0 는 열평형시의 소수 캐리어 밀도이고, 식 (2-44)와 (2-45)에서 $n=0, p=0, V=0$ 으로 둬으로써 $n_0 = n_i^2 / N_A, p_0 = n_i^2 / N_D$ 가 된다. 주입 캐리어 밀도가 다수 캐리어 밀도보다 현저하게 적은 저수준 주입시는 $n \ll N_A, p \ll N_D$ 에 의해 식 (2-46)과 (2-47)이 된다.

$$n = \frac{n_i^2}{N_A} \left(\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2-46)$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} \left(\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2-47)$$

한편, 불순물 농도가 상당히 작은 경우, 또는 주입캐리어 밀도가 다수 캐리어 밀도보다 큰 고수준 주입시는 $n \gg N_A, p \gg N_D$ 에 의해 식 (2-48)이 된다.

$$n = p = n_i^2 \exp\left(\frac{-qV}{2kT}\right) \quad (2-48)$$

이 된다. 식 (2-48)에서 알 수 있는 것은 동일한 인가 전압에 대해서는 진성 캐리어 밀도 n_i 가 큰 반도체가 주입 캐리어 밀도가 크게 된다. 또한, n_i 는 식 (2-43)에 보이는 밴드갭 의존성을 가지므로 밴드갭이 작은 반도체가 n_i 가 크게 된다.

따라서, 매립 구조처럼 밴드갭이 다른 반도체 pn 접합이 혼재하는 계에서 전압을 인가한 경우에는 밴드갭이 작은 쪽의 반도체 pn 접합에 집중적으로 캐리어가 주입되고, 전류는 대개 이 부분으로만 흐른다. 이처럼 전류가 활성층으로 대부분이 주입되는 것에 대한 정량적 취급은 진성 캐리어 밀도 n_i 를 고려하는 것에 의해 가능하게 될 것이다.

진성 캐리어 밀도 n_i 의 이론적인 값은 식 (2-43)에 의해 주어지므로, T=300 K에서 계산한 결과, 밴드갭 에너지가 1.35 eV인 InP인 경우는 약 $n_i=1.05 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 이고, 1.3 μm InGaAsP에 대해서는 밴드갭 에너지가 0.95 eV이므로 약 $n_i=1.63 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 의 값을 가진다. 따라서, 두 재료계의 진성 캐리어 밀도의 값을 통해서 알 수 있는 것은 대부분의 캐리어는 활성층에 집중하여 흐르게 된다는 것이다.

한편, 진성 캐리어 밀도 차이에 의해 대부분의 전류가 활성 영역으로 주입되더라도, 활성영역과 차단층간의 연결 폭이 존재하게 되면 주입 전류가 증가할수록 누설 전류는 증가하게 될 것이다.

연결 폭이 존재하는 영역으로 흘러들어가는 누설 전류는 간단하게 InP pn 단일 접합의 다이오드로 간주하여 InP 재료의 고유저항과 접촉 면적에 따른 저항 성분을 고려하여 다이오드로 등가화함으로써 설계에 적용하였다.

다음으로 p-n-p-n 누설 영역에 대하여 고찰하고자 한다.

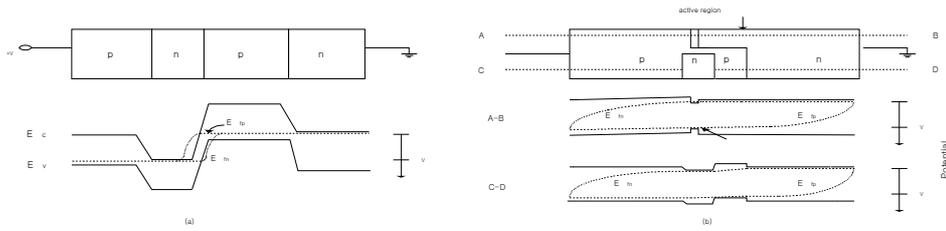
그림 2.18은 LD의 각 층에 해당하는 에너지 밴드 구조로서^[83], 일반적인 p-n-p-n 구조와 p-n 다이오드를 가지고 있는 p-n-p-n 구조에 대해

여 에너지 밴드 다이어그램을 나타내었다. 그림 2.18(a)에서 p-전극에 양의 전압이 인가될 때, 중앙의 p-n 접합은 역바이어스가 된다. 반면에, 그림 2.18(b)는 BH 레이저로서 p-n-p-n 구조는 p-n 다이오드로 연결이 되어 있다. p-차단층에서 정공의 의사 페르미 준위 E_{fp}^C 는 p-클래드층의 의사 페르미 준위 E_{fp}^B 와 거의 동일하게 된다. 왜냐하면, 다수 캐리어에 대한 의사 페르미 준위는 구조 내에서 거의 flat하고, p-차단층과 p-클래드층의 의사 페르미 준위가 p-n-p-n 구조와 p-n 다이오드간에 연결되어 있기 때문이다. 따라서, p-차단층의 의사 페르미 준위는 보통의 p-n-p-n 구조의 F_{fp} 와 같이 동작하지 않는다. 이는 BH 구조에서 p-n-p-n 구조의 중앙에 있는 접합이 순방향 바이어스로 되기 때문이기도 하다.

따라서, 순방향 바이어스가 인가되면 p-n-p-n 구조와 중앙의 p-n 접합에 동일하게 순방향 바이어스가 걸리게 된다. 그러나, 누설 전류 경로는 캐리어가 전극으로부터 직접적으로 공급이 되지 않는 전기적으로 floating 영역인 n-차단층에 의해 제한이 된다. 이점이 다른 BH 구조와 상당히 다르다. 따라서, floating 영역에 의한 전류 가둠은 p-n-p-n 구조의 n-p-n 트랜지스터의 turn on 때까지 그리고, 다수 캐리어가 floating 영역에 주입될 때까지 유효하다. 이것은 전류 가둠 구조를 설계하고, 누설 전류 메커니즘을 이해하는데 있어서 중요한 사항이다.

또한, p-n-p-n 구조에서 중앙의 p-n 접합은 단자 전압 V_t 와 거의 같은 크기로 순방향 바이어스 되어 있다. 여기서, 단자 전압 V_t 는 p-n 접합 다이오드에서 내부 전계 V_b 보다 낮다. 반면에, 전압 V_t 가 V_b 를 초과하고, p-n 다이오드의 전류가 증가하면, p-n-p-n 구조 내의 중앙 접합은 바이어스에 의해 접합 전압이 낮아지게 된다. 이는 고저항을 가지는 p-층에서 전압 감소를 증가시키기 때문이다.

따라서, p-n-p-n 구조의 중앙 접합에서의 순방향 바이어스 전압은



- (a) 일반적인 p-n-p-n 구조,
- (b) 활성층 단면에서 본 p-n 다이오드에 의해 연결되어 있는 p-n-p-n 구조

그림 2.18 에너지 밴드 구조

(a) General p-n-p-n structure, (b) Schematic cross-sectional view of p-n-p-n structure which is connected by p-n diode which is shown

Fig. 2.18 Energy band structure.

직렬저항과 접촉 저항에 의해 변화하게 될 것이다.

Ohtoshi에 의해 p-차단층과 p-클래딩 층이 연결되어 있는 경우와 n-차단층과 n-클래드 층이 연결되어 있는 2종류의 구조가 비교되었고^[83], 전자가 L-I 특성에 있어서 우수함을 제시하였다. 후자의 경우에 L-I 특성이 전자에 비해 좋지 못한 것은 n-차단층의 고유 저항이 p-차단층의 고유 저항보다 더 작기 때문에 n-차단층을 통한 누설 전류보다 보다 더 큰 값을 가졌을 것으로 예상할 수 있다.

그리고, 차단 구조의 n-p-n을 트랜지스터로 생각하면 n-차단층은 컬렉터에 해당되며, p-차단층은 베이스에 해당한다. 따라서, 좁은 연결 폭

은 트랜지스터의 베이스 전류를 감소시켜 누설 전류를 줄여주는 역할을 하게 될 것이다. 따라서, 연결 폭을 좁게할수록 p-n 누설과 p-n-p-n 차단구조의 누설을 동시에 줄일 수 있을 것이다.

다음으로 차단층의 도핑 농도에 관해 살펴보면, p와 n-차단층의 도핑 농도는 누설 전류를 줄이기 위해서 크게 해 주어야 한다. 왜냐하면, 차단층의 도핑 정도가 높을수록 접합에서의 내부 전계를 증가시키고 캐리어의 이동도를 줄여주게 된다. 그 때문에 소수 캐리어의 주입을 억제시킬 수가 있게 된다. 이것은 연결 폭에 의한 p-n 다이오드의 누설 전류를 줄이기 위한 요건과는 상반되는 것이지만, p-n-p-n 차단층의 도통과 p-n 호모 접합을 통한 누설 전류의 양과 비교한다면 차단층의 도통이 더 우선 순위가 되어야 할 것으로 생각된다.

제 3 장 Uncooled PBH-LD의 설계

InGaAsP/InP PBH-LD는 고효율, 변조의 간편성, 소형의 장점으로 인하여 광섬유 통신 시스템과 광집적 시스템의 중요한 광원 중에 하나이다. 따라서, PBH-LD의 동작 특성에 관한 상세한 해석은 고속의 광 링크의 설계에 중요하다. 직접 변조된 레이저를 이용한 광학적, 마이크로파 회로의 해석과 설계에 있어서 종종 반도체 레이저의 동적 응답 특성을 결정할 필요가 있고, 많은 기술이 레이저의 변조 응답을 연구하는데 사용되었다. 그리고, 비율 방정식을 회로 모델로 변환하여 회로 해석이나 수치적인 해를 이용하여 레이저의 응답 특성을 평가할 수 있다. 반도체 레이저의 회로 모델링은 컴퓨터를 이용한 설계와 광전자 집적 시스템의 해석을 위한 필수적인 과정이다. 회로 모델링 접근법의 큰 장점은 소자에 대한 직관적인 물리학 아이디어를 준다는 것이다. 회로 시뮬레이션은 광 시스템의 설계와 해석을 위한 유용한 접근법으로 잘 알려져 있다. 따라서, 정확한 회로 모델이 레이저와 같은 광 소자를 분석하는 데에 사용되어야 한다.

따라서, 본 장에서는 회로 시뮬레이터인 PSPICE를 이용하여 PBH-LD의 기본 구조를 활성 영역과 누설 영역으로 나누어 전기적 등가 회로로 설계하였다.

3.1 비율 방정식을 통한 등가회로 모델

PBH-LD는 활성층 상하 및 좌우에 에너지 갭이 큰 재료로 둘러싸여 캐리어 및 광이 활성층에 가두어지는 강한 굴절률 도파 구조로 그림 3.1에 나타내었다.

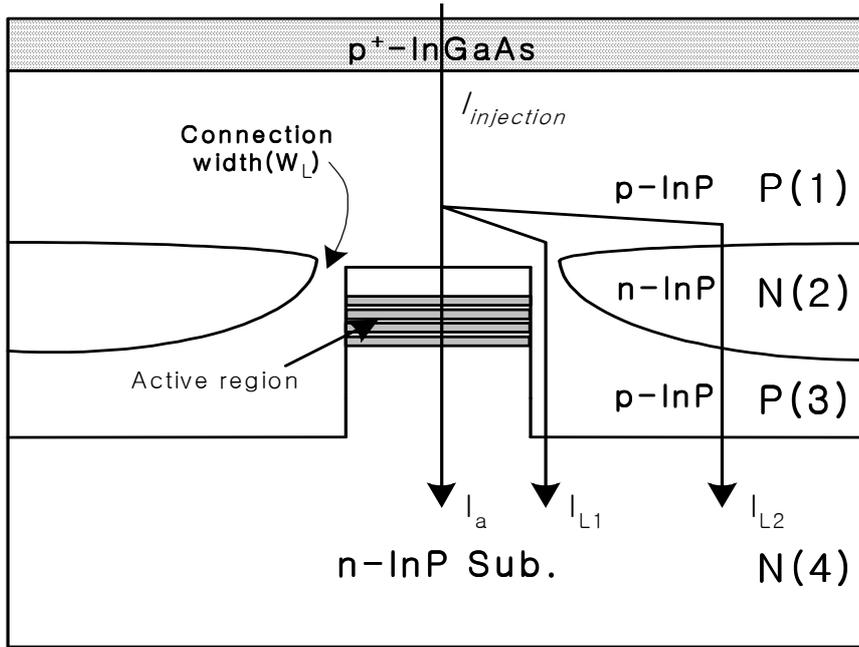


그림 3.1 PBH-LD의 단면도

Fig. 3.1 Schematic cross-sectional end view of PBH-LD structure.

그림 3.1에서 활성층은 다중양자우물로 구성되어 있다. 또한, 그림 3.2는 SCH 구조를 양쪽에 두고 가운데 부분에 다중양자우물로 이루어진 활성영역에서 캐리어들의 이동과정을 나타낸 것이다. 주입된 전자와 정공은 클래드 층에서 두 가지 과정을 거쳐서 양자우물에 도달하게 된다. 첫 번째 과정은 확산과 LD의 양단에 걸리는 전계에 의해 SCH 영역을 통과하는 것이다. 두 번째 과정은 양자우물에 의해 캐리어가 포획되는 것이다. 만약, SCH 폭이 캐리어 포획 과정의 평균 자유 경로(mean free path)보다 작다면, 양자우물 내에서와 마찬가지로 SCH 영역에서 부밴드가 형성될 것이다. 따라서, SCH 영역으로 들어온 캐리어는 양자우물의 부밴드에서 SCH 영역의 부밴드로 산란을 하게 될 것이다. 이런 경우, 캐리어 드리프트-확산 과정은 거의 무시된다. 반면에, SCH 폭이 캐리어 포획 과정의 평균 자유 경로보다 크다면, 캐리어는 양자우물 근처의 포

획 영역으로 들어가기 전에 고전적인 드리프트-확산 과정에 의해 SCH 영역 내로 이동할 것이다. 캐리어 포획 과정의 평균 자유 경로의 상세한 설명은 아직 정확하게 조사되지 않았다. 그러나, 이 평균 자유 경로는 일반적으로 양자우물 레이저에서 SCH 폭보다 작다고 한다^{[84],[85]}.

이런 과정을 거쳐 우물 내에 포획된 캐리어 대부분이 빛으로 바뀌고, 이 중 일부는 열적 여기에 의해 양자우물 밖으로 빠져나간다. 다중 양자우물에서 또 다른 캐리어의 이동 방법은 양자우물들 사이의 터널링이다. 터널링은 양자우물들 사이 장벽의 두께가 얇을 때 쉽게 일어난다. 양자우물 내에서 생기는 캐리어의 손실은 주입된 캐리어가 빛으로 바뀔 때, 열적 여기에 의해 SCH 영역 밖으로 빠져나갈 때, 그리고 터널링에 의해서 발생한다. 이와 같이 시간의 변화에 따른 캐리어와 광자의 변화를 LD의

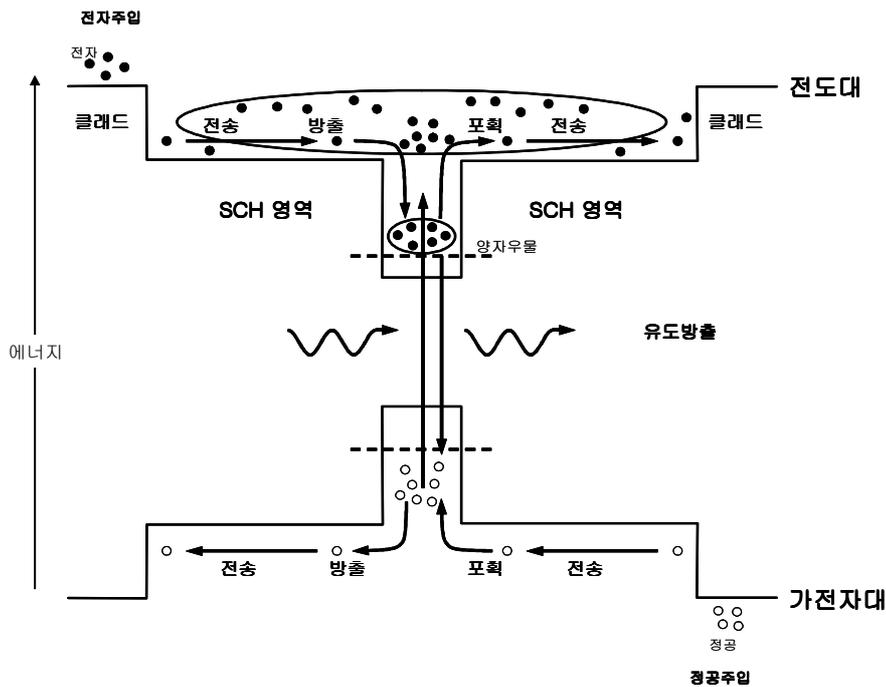


그림 3.2 MQW 구조에서 캐리어의 이동 과정

Fig. 3.2 Carriers transportation process of MQW structure.

dynamics라고 하며, 이것은 비율 방정식으로 표현되어진다. 비율 방정식은 양자우물 내부의 캐리어 밀도(n_w), SCH 내에서 캐리어 밀도(n_{SCH}), 그리고 LD 공진기 내의 광자밀도(S)가 시간의 변화에 대해 어떻게 변하는지 각각 설명한 식이다. 만일 LD의 활성 영역이 단일 양자우물로 이루어져 있고, 레이저에서 나오는 빛이 단일 모드라고 하면 LD의 비율 방정식은 다음의 식 (3-1)-(3-3)과 같다^[86].

$$\frac{dn_{SCH}}{dt} = \frac{I}{qV_{SCH}} - \frac{n_{SCH}}{\tau_r} - \frac{n_{SCH}}{\tau_{nb}} + \frac{n_w(V_w/V_{SCH})}{\tau_e} \quad (3-1)$$

$$\frac{dn_w}{dt} = \frac{n_{SCH}(V_{SCH}/V_w)}{\tau_r} - \frac{n_w}{\tau_n} - \frac{n_w}{\tau_{nr}} - \frac{n_w}{\tau_e} - \frac{G(n_w, S) \cdot S}{(1 + \epsilon S)} \quad (3-2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\Gamma G(n_w, S) \cdot S}{1 + \epsilon S} - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{n_w}{\tau_n} \quad (3-3)$$

I 는 주입된 전류, V_w 와 V_{SCH} 는 각각 활성영역과 SCH 층의 체적이 고, τ_n , τ_{nr} , τ_{nb} , τ_p , τ_r , τ_e 는 각각 우물에서의 캐리어의 복사 재결합 시간, 우물에서의 비복사 재결합 시간, SCH에서의 총 재결합 시간, 광자의 수명시간, 우물에서 캐리어가 포획되는 시간을 포함한 캐리어가 SCH를 통과하는 데 걸리는 시간, 그리고 우물에서 열적 여기를 일으키는데 걸리는 시간이다. ϵ 은 이득 억압 계수(gain compression factor), Γ 는 광가둠계수, β 는 자연방출광 계수, 그리고 $G(n_w, S)$ 는 LD의 이득이다.

중요한 파라메타들에 대해 살펴보면, 광학적 이득은 양자우물 내에서의 캐리어 밀도에 따라 변화하는 값이다. LD에 주입된 캐리어는 양자우물에 가두어진 후, 다음 흡수, 유도방출, 자연방출의 3가지의 다른 과정을 거쳐 빛으로 바뀌게 된다. LD의 이득은 주입된 캐리어가 이 중에서

유도방출에 의해 얼마나 많은 광자로 바뀌는지 나타내는 값이다. 이는 활성 영역의 구조와 물질에 따라 바뀌는데, 상태밀도와 의사 페르미 준위에 따라 변하는 값이다. 즉, 이득은 밴드 모서리 부근에서 얼마나 많은 캐리어가 존재하는지에 따라 바뀔 수 있다. 광자의 수명 (τ_p)은 광자가 레이저에서 소멸하는데 걸리는 시간인데 LD 내부에서 발생하는 손실과 레이저 바깥으로 빠져나간 광자에 의해 생기는 거울 손실의 합에 반비례하는 값이다. 열적 여기 시간(τ_e)은 앞서 설명한대로 양자우물로 포획된 캐리어가 SCH 영역으로 빠져나오는 것이다. 이것은 양자우물로 빠져는 손실을 SCH 영역에서 볼 때는 이득을 의미한다.

다음으로 각각의 식에 대해 살펴보면, 식 (3-1)은 SCH 영역에서 캐리어 밀도의 시간에 대한 변화를 나타낸 식이다. SCH 영역에 더해진 캐리어는 외부로부터 주입된 캐리어와 열적 여기에 의해 양자우물에서 빠져나온 캐리어가 있고, SCH 영역에서 없어진 캐리어는 이 영역 내에서 재결합되는 캐리어와 양자우물로 흘러 들어간 캐리어가 있다. 이것들의 차이가 SCH 영역 캐리어 밀도의 시간적인 변화량이다.

식 (3-2)는 양자우물에서 캐리어 밀도(n_w)의 시간에 대한 변화를 나타낸 식이다. 양자우물로 포획된 캐리어 중에서 양자우물 내에서 복사 재결합된 캐리어와 비복사 재결합된 캐리어, 레이저의 유도방출에 의해 빛으로 바뀐 캐리어, 열적 여기에 의해 SCH로 빠져나간 캐리어를 제외하면 양자우물의 캐리어 밀도가 된다.

식 (3-3)은 LD 공진기에서 광자의 시간에 따른 변화를 나타낸 식이다. LD 내부의 광자 밀도의 시간적인 변화는 총 생성 광자, 즉 유도방출에 의해 생긴 광자와 레이저의 발진 조건에 따르는 자연방출에 의해 생긴 광자에서 LD 내부 손실로 인해 없어진 광자와 레이저 바깥으로 빠져나간 광자인 소멸광자를 빼면 된다.

다중 양자우물 LD에 대한 캐리어의 시간에 대한 변화는 각각의 양자

우물에 대해 나타내면 되므로, n개의 양자우물을 가진 LD의 경우는 n+2개의 비율 방정식이 될 것이다. 또한 LD가 단일 모드가 아니라면 광자 밀도는 각각의 모드가 가지고 있는 광자 밀도의 합으로 표현될 것이다. 그러나, 모드사이의 간섭효과는 비율 방정식으로 고려하기가 힘들다.

3.2 MQW 구조의 전기적 등가 회로 설계

LD를 모델링하고 해석하는 여러 가지 방법들이 제시되었고, 각각의 방법들은 주로 수치해석을 통하여 LD의 dc 및 ac 특성과 일그러짐 특성을 해석하였다. 본 논문에서는 PBH-LD의 여러 가지 동작 특성을 동시에 시뮬레이션 할 수 있는 등가 회로 모델을 이용한 해석을 제시하고자 한다. 등가 회로 모델은 3.1.1절에서 제시한 비율 방정식을 이용하였고, 앞 절에서 기술한 비율 방정식들을 적절하게 변형함으로써 각각의 캐리어와 광자 밀도는 전류와 전압에 의한 노드 방정식으로 바꿀 수 있다.

식 (3-1)에서 양변에 qV_{SCH} 를 곱하고, 전류 I 에 대해서 정리한 후, 등호의 오른쪽 항에 대하여 분모, 분자에 τ_r 또는 τ_n 을 적절히 곱하면 식 (3-4)와 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$I = \tau_r \frac{d(qV_{SCH}n_{SCH})}{\tau_r dt} + qV_{SCH} \frac{n_{SCH}}{\tau_r} + \frac{qV_{SCH}n_{SCH}}{\tau_r} \cdot \frac{\tau_r}{\tau_{nb}} - \frac{qV_w n_w}{\tau_n} \cdot \frac{\tau_n}{\tau_e} \quad (3-4)$$

여기서, 식 (3-4)의 $(qV_{SCH}n_{SCH} / \tau_r)$ 는 차원이 [C/sec]로서, 전류를 의미한다. 따라서, 이 값은 SCH 영역을 통과하는 전류 I_{SCH} 로 바꾸어 쓸 수 있다. 따라서, 전류로 바꾸면 식 (3-5)로 정리된다.

$$I = \tau_r \frac{dI_{SCH}}{dt} + I_{SCH} + \frac{\tau_r}{\tau_{nb}} \cdot I_{SCH} - \frac{\tau_n}{\tau_e} \cdot I_w$$

$$\simeq \tau_r \frac{dI_{SCH}}{dt} + \left(1 + \frac{\tau_r}{\tau_{nb}}\right) \cdot I_{SCH}$$
(3-5)

즉, 식 (3-5)는 주입된 총전류 I 는 τ_r 을 가진 콘덴서와 $(1 + \tau_r/\tau_{nb})$ 의 저항을 통해 흐르는 전류의 합으로 표현된다. 그리고, 식 (3-5)의 우변의 맨 마지막 항은 열적 여기에 의해 양자우물에서 SCH 영역으로 빠져나가는 캐리어를 표현한 항으로서, 그 영향이 그다지 크지 않아 생략하였다.

식 (3-5)에 의한 전기적 등가 회로를 그림 3.3에 나타내었다. 그림 3.3은 PBH-LD의 전기적 등가 회로 모델 중에서 주입된 캐리어가 전송 시간을 거친 다음 양자우물로 흘러 들어가는 관계를 나타낸 것이다. 따라서, 주입된 전류 중 양자우물로 흘러 들어가는 전류는 캐리어 전송 시간과 재결합 시간에 의해 결정됨을 알 수 있다.

식 (3-2)에 대해서는 양변에 qV_w 를 곱하고, τ_r 또는 τ_n 을 적절히 분모, 분자에 곱하면 식 (3-6)으로 정리된다.

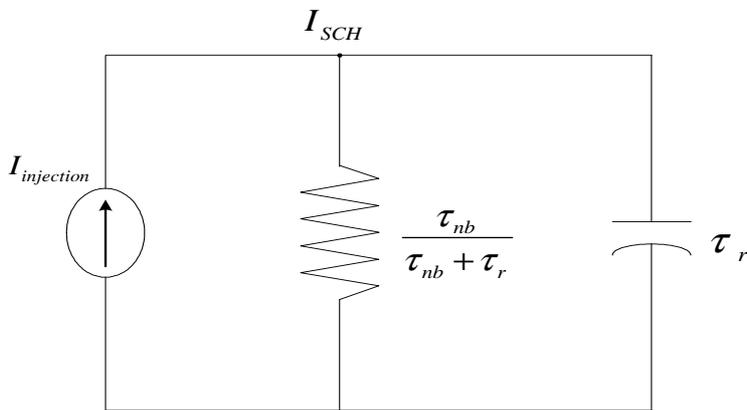


그림 3.3 식 (3-5)의 전기적 등가 회로

Fig. 3.3 Electrical equivalent circuit of equation (3-5).

$$\tau_n \frac{d(qV_w n_w)}{\tau_n dt} = \frac{qV_{SCH} n_{SCH}}{\tau_r} - \frac{qV_w n_w}{\tau_n} \cdot \left(1 + \frac{\tau_n}{\tau_{nr}}\right) - \frac{qV_w G(n_w, S) \cdot S}{(1 + \varepsilon S)} \quad (3-6)$$

식 (3-6)의 $qV_w n_w / \tau_n$ 은 양자우물에서의 전류 I_w 로 바꾸고, 우변의 맨 오른쪽 항은 캐리어 밀도와 광자 밀도에 의한 비선형 LD 이득에 해당한다.

$$I_{SCH} = \tau_n \frac{dI_w}{dt} + \left(1 + \frac{\tau_n}{\tau_{nr}}\right) \cdot I_w + I_{gain}(n_w, S) \quad (3-7)$$

그리고, I_{gain} 은 양자우물로 들어오는 캐리어와 광출력과의 관계에서 식 (3-8)과 같이 1차 식으로 근사화 할 수 있다^[87].

$$I_{gain}(n_w, S) = g_0(n_w - n_0)(1 - \varepsilon S) \cdot S \quad (3-8)$$

g_0 는 미분 이득이고, n_0 는 LD의 양자우물의 투명 캐리어 밀도이다. 식 (3-7)과 (3-8)에 의한 전기적 등가 회로는 그림 3.4와 같이 나타낼 수 있다. 그림 3.2에서 전압 V_1 은 투명 캐리어 밀도가 주입되는 캐리어 밀도보다 많아져서 손실보다 이득이 클 때부터 유도방출이 일어나 광자로 바뀌는 것을 나타내기 위한 것이다. 그리고, $I_{gain}(n_w, S)$ 에 해당하는 저항은 광자밀도 S 에 의해 그 값이 변화하는 비선형 저항이다.

그림 3.4는 전체 LD의 전기적 등가 회로 중에서 활성 영역의 양자우물로 주입된 캐리어가 광자로 바뀌는 과정을 나타내고 있다. 또한, 식 (3-7)에서 표현된 것처럼 주입된 캐리어는 활성 영역에서 자연방출과 유도방출에 의해 빛으로 바뀌는 것을 알 수 있다.

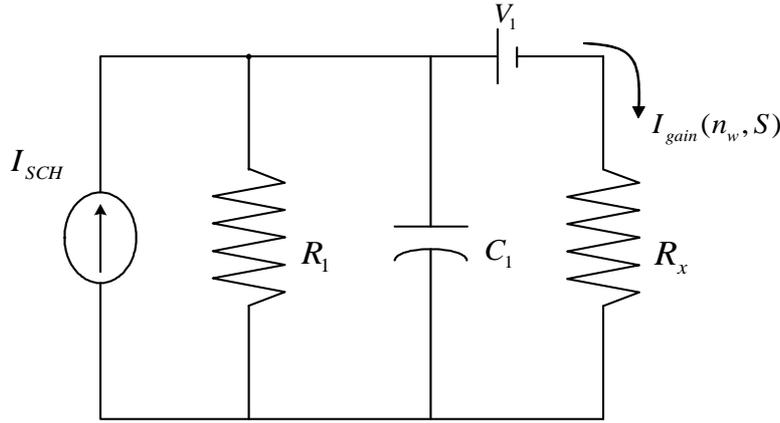


그림 3.4 식 (3-7)의 전기적 등가 회로

Fig. 3.4 Electrical equivalent circuit of equation (3-7).

한편, 식 (3-3)의 우변의 첫 항에 식 (3-8)의 값을 대입하여 정리하면 식 (3-9)와 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\Gamma\beta \frac{qV_w n_w}{\tau_n} + \Gamma g_0 (n_w - n_0)(1 - \epsilon S)S = qV_w \frac{S}{\tau_p} + qV_w \frac{dS}{dt} \quad (3-9)$$

식 (3-9)와 같이 변형된 식에서 n_w 를 전압, S를 전류로 간주하면, 그림 3.5의 전기적 등가회로가 얻어진다. 여기서, $E1$, $E2$ 는 전압제어 전압원이지만, $E2$ 는 특히 전압 n_w (캐리어 밀도)와 전류 S(광자밀도)의 값에 의해 출력전압이 결정되는 특수한 전압원이다^[88].

D1은 전류 S(광자밀도)가 음(negative)으로 되지 않도록 삽입하였다. V_2 는 전류 S의 값을 검출하기 때문에 삽입한 전압 0V의 전압원이다. R_2 는 발생된 광자가 레이저 출력으로 방출되거나 흡수와 같은 여러 가지 손실 메커니즘들에 의하여 없어지는 광자밀도로서 qV_w/τ_p 값을 가지는 저항이다. H는 전류 S의 값을 전압으로 변환하고 $E2$ 와 R_x 로 주어지기

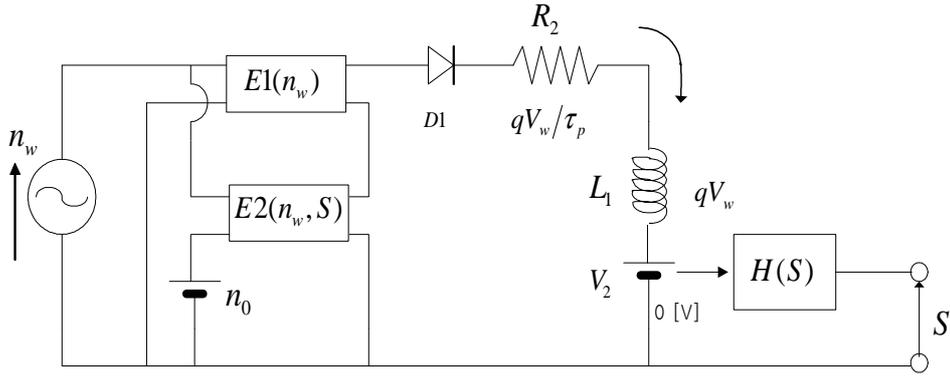


그림 3.5 식 (3-9)의 전기적 등가 회로

Fig. 3.5 Electrical equivalent circuit of equation (3-9).

때문에 전류제어 전압원이다. 따라서, 식 (3-9)에 의해 설계된 그림 3.3의 전기적 등가 회로는 양자우물 내의 캐리어와 광자밀도와의 관계를 나타낸 것이다.

설계를 위해 사용한 시뮬레이터인 PSPICE 에서는 광출력을 취급하지 않기 때문에, 반도체 레이저와 포토 다이오드와 같은 광 디바이스의 모델 라이브러리는 제공하고 있지 않다. 이런 이유로 광자밀도 S 의 값을 실제의 광 출력으로 변환하고 편의상 전압으로 표시될 수 있도록 설계하였다.

광 출력 P 는 식 (3-10)과 같이 나타낼 수 있으며, α_i 는 내부 손실, α_{mf} , α_{mr} 은 각각 전면과 후면의 거울 손실을 나타낸다. 그리고, Γ 는 광가둠 계수를 나타내고 있다.

$$P = \frac{\alpha_{mf}}{\alpha_i + \alpha_{mf} + \alpha_{mr}} \frac{SV_w}{\Gamma \tau_p} \hbar \nu \quad (3-10)$$

PBH-LD 설계에 사용된 파라메타는 소자 길이와 단면 반사도와 같

이 미리 값을 알고 있는 것에 관해서는 그 값을 이용하였고, 이득계수나 자연방출광 계수와 같은 물성정수는 일반적인 값을 사용하였다. 물질 상수 및 구조 상수의 값은 표 3.1에 나타내었다.

표 3.1 설계에 사용된 변수값

Table 3.1 Values of used parameters in the design.

변수	정의	값	단위
V	활성층의 체적	36	μm^3
q	전하량	1.602×10^{-19}	C
g_0	이득계수	2×10^7	$\mu m^3 s^{-1}$
Γ	광가둠계수	0.1	-
τ_s	캐리어수명시간	2×10^{-9}	s
ε	이득포화역압계수	6×10^{-5}	μm^3
β	자연방출광계수	1×10^{-4}	-
τ_p	광자수명시간	3×10^{-12}	s
λ	파장	1.3	μm
n_0	투명 캐리어 밀도	1.17×10^6	μm^{-3}

3.3 누설 영역의 전기적 등가 회로 설계

PBH-LD의 구조는 그림 3.1과 같이 활성층과 p-n-p-n 전류 차단층 사이를 캐리어가 흐르는 누설 경로가 존재한다. 이런 누설 경로로 인해 주입 전류가 증가함에 따라 누설 전류가 증가한다. 그러므로 LD의 임계 전류 증가, 고온에서의 불안정한 동작특성, 광출력 특성의 포화 특성 등이 발생하여 레이저의 성능에 나쁜 영향을 미친다^[89].

따라서, PBH-LD의 누설 전류의 영향을 활성층과 n-InP 차단층 사이의 연결 폭 (W_L)과 p-n-p-n 사이리스트와 같은 구조적인 누설 경로를

전기 등가 회로로 설계하였고, 물질 파라메타에 따른 영향도 분석하였다.

먼저, 연결 폭 W_L 을 통해 흐르는 누설 전류 I_{L1} 은 활성층과 n-InP 차단층 사이를 통과해서 기판으로 흘러들어가는 전류로 간주할 수 있다. 그러면, I_{L1} 은 W_L 을 지나서, InP 동종 접합의 다이오드로 흐르는 전류이다. 연결 폭 W_L 에 대한 정량적인 계산을 물질 상수를 이용하여 저항으로 표현을 하였다^[90]. W_L 을 저항으로 간주한 것은 전기적 등가회로에서 전류의 흐름을 방해하는 정도가 저항으로 표현할 수 있기 때문이다.

따라서, 캐리어의 흐름을 결정하는 연결 폭의 넓고, 좁음에 따라서 I_{L1} 의 값은 변화하게 될 것이다. p-InP의 물질 상수를 이용하여 식 (3-11)과 같이 표현되는 R_L 의 값을 구하였다. 그리고, 식 (3-11)에서 p-InP의 저항률 $\rho = 1/qn(\mu_n + \mu_p)$ 이고, d는 p-InP 층의 성장 두께, p-InP의 정공 밀도를 p라 표기하면 식 (3-12)로 다시 나타낼 수 있다.

$$R_L = \rho \frac{d}{W_L \times L} \quad (3-11)$$

$$R_L = \frac{d}{qn(\mu_n + \mu_p)L} \cdot \frac{1}{W_L} \quad (3-12)$$

식 (3-12)를 통해 저항 R_L 은 $1/W_L$ 에 비례함을 알 수 있다. 또한, 강하게 도핑이 되고, 넓은 면적에 대해 큰 누설 전류를 가지는 것은 당연하다. p-InP 층의 도핑농도를 변화시키면서 연결 폭에 따른 저항 값을 계산하여 그림 3.6에 나타내었다. 성장 두께 $d=1 \mu\text{m}$, 공진기 길이 $L=300 \mu\text{m}$ 일 때, p-InP의 도핑 농도와 연결 폭을 변화시키면서 저항값을 얻었다.

그리고, 그림 3.7은 두께 $d=2 \mu\text{m}$ 의 값을 가질 때, p-InP의 도핑 농도와 연결 폭을 변화시키면서 누설 저항을 구하였다.

그림 3.6과 3.7을 비교해 보면, p-n 다이오드의 두께에 따라서 저항의 값이 달라지며, 식 (3-12)에서 알 수 있는 것과 같이 두께 d 의 값이 클수록 저항의 값이 커진다. 또한, p-InP 층의 도핑농도가 증가할수록 캐리어의 이동이 용이하므로 저항값이 작아지는 것을 알 수 있다.

다음으로, 연결 폭을 통과한 캐리어의 흐름을 단일 접합의 pn 다이오드로 등가화 하여 누설되는 전류의 흐름을 조사하였다.

PSPICE 상에서 설계시 필요한 다이오드의 포화 전류(saturation current) I_s , 다이오드의 이상계수(ideality factor) N , InP의 에너지 갭 E_g , 내부 전위(p-n junction potential) V_j , 영전압 접합용량(zero bias junction capacitance) C_{j0} , grading coefficient M , 포화전류 온도계수 XTI , 순방향 바이어스 공핍 용량계수(forward-bias depletion capacitance coefficient) FC 와 같은 파라미터 값들을 계산하였다.

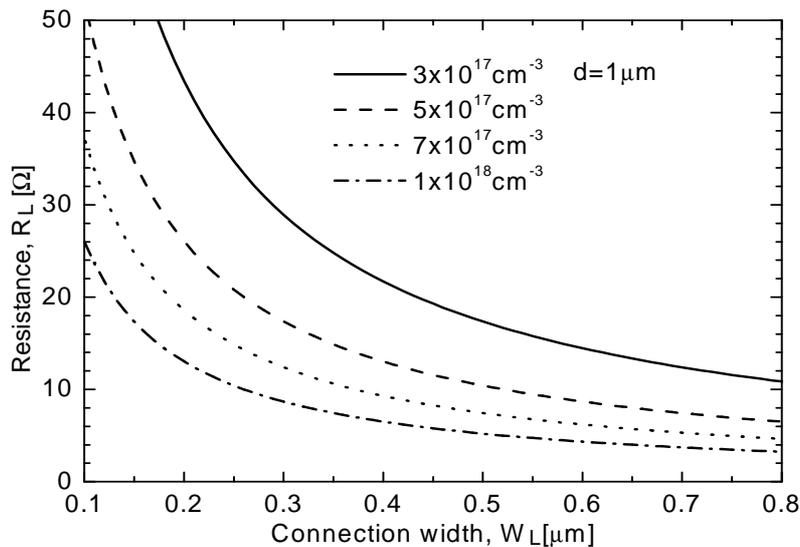


그림 3.6 p-InP 층의 도핑에 따른 저항 $R_L(d=1 \mu m)$

Fig. 3.7 Resistance of R_L with the acceptor concentration of p-InP.

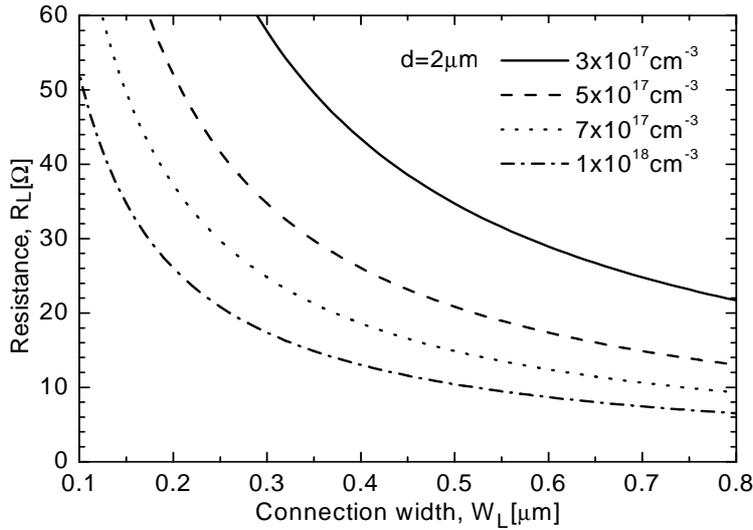


그림 3.7 p-InP 층의 도핑에 따른 저항 $R_L(d=2 \mu m)$

Fig. 3.7 Resistance of R_L with the acceptor concentration of p-InP.

먼저 포화전류 I_s 는 식 (3-13)에 의해 주어진다^[91].

$$I_s = A \cdot J_s = A \cdot q \cdot n_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p A (= N_D)} + \frac{D_n}{L_n M (= N_A)} \right] \quad (3-13)$$

여기서 A 는 누설다이오드(D_L)의 유효면적이고, J_s 는 다이오드의 포화 전류 밀도, n_i 는 진성 캐리어농도이다. $L_{p,n}$, $D_{p,n}$ 그리고 $N_{A,D}$ 는 각각 p-type 층과 n-type 층의 확산길이, 확산상수 그리고 도핑농도를 나타낸다. 포화전류 I_s 는 p-InP 차단층과 n-InP 기판 사이의 접촉면적으로 정의되어진 A 는 전류확산에 의해 결정되어지는 파라미터이다. 연결 폭이 최대인 경우를 $0.5 \mu m$ 라고 가정했을 때, 실제로 흘러 들어가는 전류의 분포 면적을 $10 \mu m \times 300 \mu m$ 로 하였다.

두 번째 파라미터로는 이상계수 N 이다. 이 파라미터는 그림 3.7에서와 같이 확산전류 영역에서의 이상적인 경우는 N 은 '1'의 값을 갖고, 재결합 전류영역 또는 높은 전류주입에서는 대략 '2'가 되지만 물리적인 이유로 조금씩 다른 N 값을 가진다. 따라서, 이런 것을 고려해서 N 값을 '1.2'로 하였다.

세 번째 파라미터로는 내부전위 V_J 이다. 이 파라미터는 평형상태에서 공핍 영역에 걸쳐서 발생하는 전압 강하는 중요한 접합 파라미터로 식 (3-14)에 의해서 표현된다^[92].

$$V_J = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (3-14)$$

네 번째 파라미터인 C_{JO} 는 내부전위 V_J 를 알게 되면 식 (3-15)에 의해 구할 수 있다^[93].

$$C_{JO} = \sqrt{\frac{q_s \epsilon}{2(V_J - V_D)(1/N_A + 1/N_D)}} \quad (3-15)$$

그 외 에너지 갭 E_g , grading 계수 M , 포화전류 온도계수 XTI , 순방향 바이어스 공핍 용량계수 FC 는 물질적인 상수 및 디폴트값으로 주어진다. 이와 같은 누설경로를 전기적 등가 회로로 설계하기 위해서 각각의 파라미터 값을 표 3-2와 같이 추출하여 시뮬레이션 툴인 PSPICE를 이용해서 pn 동종 접합 다이오드를 설계하였다.

다음으로는 p-n-p-n 전류 차단층을 통해 흐르는 누설 전류 I_{L2} 를 고려하였다. 이 누설 경로에 대해서는 pnp 와 npn 트랜지스터로 등가화하였다. 그림 3.6에서 나타낸 것과 같이 전류 차단층의 위쪽 층부터 P(1), N(2), P(3)로 한 것이 pnp 트랜지스터에 해당하고, N(2), P(3), N(4)로

한 아래쪽의 3 층이 npn 트랜지스터에 해당한다. 두 개의 트랜지스터에 대한 전류 이득은 식 (3-16)에 의해 구해진다^[91].

$$\alpha_{n,p} = \alpha_T \gamma_{n,p} \quad (3-16)$$

여기서, α_T 는 총 주입전류에 대한 콜렉터 접합에 도달한 주입 전류의 비로 정의되는 전송 인자이고, $\gamma_{n,p}$ 는 총 에미터 전류에 대한 주입전류의 비로 정의되는 주입 효율이다. n-p-n과 p-n-p 트랜지스터의 이득은 식 (3-17)과 같이 근사화된다.

$$\alpha_n = \left[\frac{\gamma_n}{\cosh(W_p/\sqrt{D\tau})} \right] \approx \left(1 - \frac{W_p^2}{2D\tau} \right) \gamma_n \quad (3-17a)$$

$$\alpha_p = \left[\frac{\gamma_p}{\cosh(W_n/\sqrt{D\tau})} \right] \approx \left(1 - \frac{W_n^2}{2D\tau} \right) \gamma_n \quad (3-17b)$$

표 3-2 다이오드 설계를 위한 변수값

Table 3-2 Values of the parameters for the diode design.

변수	정의	값	단위
I_s	포화전류	1.73×10^{-22}	A
N	이상계수	1.2	-
E_g	에너지 갭	1.35	eV
V_j	내부 전위	1.26	V
C_{j0}	영전압 접합용량	1.51×10^{-7}	F/cm^2
M	grading 계수	0.5	-
XTI	I_s 온도계수	3	-
FC	순방향 바이어스 공핍 용량계수	0.5	-

여기서,

$$\gamma_n = \frac{1}{1 + N_B W_p / N_E L_E} \quad (3-18a)$$

$$\gamma_p = \frac{1}{1 + N_B W_n / N_E L_E} \quad (3-18b)$$

이고, W_p 와 W_n 은 각각 p-InP와 n-InP 차단층의 두께이다. D 와 τ 는 각각 트랜지스터의 베이스에서 소수 캐리어의 확산 상수와 수명이다. N_B 와 N_E 는 베이스와 에미터의 캐리어 농도를 나타내고, L_E 는 에미터에서 확산 길이이다. W 와 N_B/N_E 는 방정식 (3-11)~(3-15)에서 보여진 것처럼 사이리스터에서 트랜지스터 이득을 결정하는 중요한 파라메타로 고려된다. p-InP 와 n-InP 층의 소수 캐리어 확산 길이와 확산 상수는 각각 1 μm 와 2 cm^2/s 및 3 μm 와 44 cm^2/s 를 가진다^[91]. 만약 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 의 n^+ -InP 기판에 전류 차단층(p-InP : $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, n-InP : $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 이 각각 1 μm 의 두께로 성장되면 트랜지스터의 전류이득 α_n 과 α_p 는 각각 0.76과 0.38의 값을 가지게 된다. 만약 p-InP 차단층의 도핑 농도를 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 으로 높인다면 npn 트랜지스터의 전류 이득은 0.63으로서 더 낮아지게 될 것이다.

3.4 PBH-LD의 전기적 등가 회로 해석

이상에서 기술된 누설 전류 및 온도의 영향을 줄이기 위한 활성영역의 구조와 전류 차단층의 구성을 토대로 PSPICE를 이용하여 PBH-LD의 전기적 등가 회로를 모델링 하였고, 도면은 부록에 나타내었다. 그리고, 각 재료 상수와 구조적인 요소들을 고려하여 활성영역과 차단층 영

역을 설계하였다. 먼저 누설이 존재하지 않을 경우에 대한 출력 특성을 살펴 보았고, 누설 영역이 존재하는 경우에, 각 구조의 도핑농도, 두께에 따른 특성을 시뮬레이션 하였다.

PBH-LD의 전기적 등가 회로 모델을 이용하여 활성 영역을 통한 전류 대 광출력 특성을 보면 그림 3.8과 같다. 발진임계전류는 약 3 mA로서 공진기 길이, 활성층 폭, 두께는 각각 300 μm , 1.5 μm 및 0.2 μm 로 하여 해석을 하였다. 누설이 존재하지 않을 경우에는 100 mA에서 약 33 mW의 출력 특성을 나타낸다.

다음으로, 누설 영역이 존재할 경우의 출력 특성과 누설 전류에 대해 해석하였다. 누설 다이오드만 존재할 경우 연결 폭에 의해 캐리어의 누설이 정해지게 된다. 따라서, 이 폭을 저항으로 간주하여 설계되었고, 연결 폭과 p-InP 차단층의 도핑 정도에 따른 저항을 그림 3.6과 3.7에 나

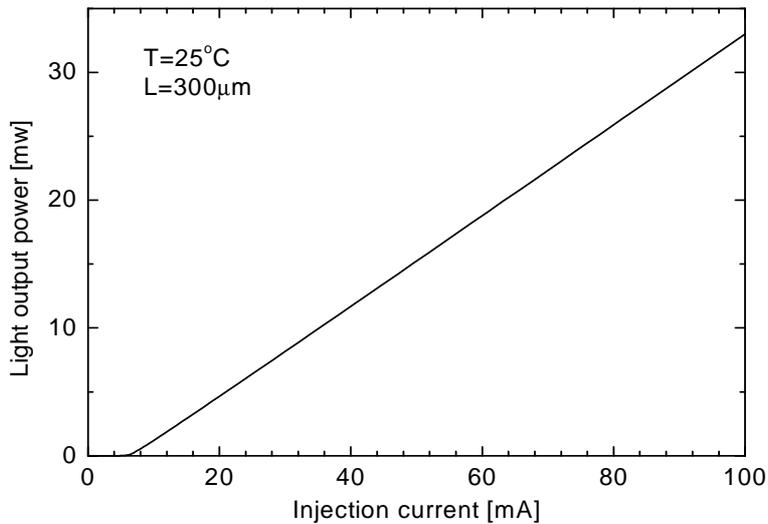


그림 3.8 주입 전류에 대한 광출력 특성

Fig. 3.8 Optical output power characteristics with injection current.

타내었다. 이 저항과 InP 단일 접합 다이오드로 구성된 누설 영역을 설계 한 후, 활성 영역과 누설 영역의 전류 분포를 그림 3.9에 나타내었다.

그림 3.9에서 보면 낮은 주입 전류에서는 누설 영역으로 빠져나가는 전류 분포가 적고, 100 mA의 주입 전류에서 누설 전류가 약 6 mA 정도의 적은 값을 가진다. 그림 3.10은 p-InP 차단층의 도핑 농도가 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 일 때의 출력 특성이다.

한편, 연결 폭에 따른 전류 분포를 확인해 본 결과, 그림 3.9와 유사한 결과를 얻었으며, 연결 폭이 $1 \mu\text{m}$ 의 값을 가지더라도 발진임계전류와 출력의 변화는 크지 않음을 확인하였다. 그러나, 주입 전류가 증가할 때, 누설 영역을 통한 전류 손실의 증가가 예상되고, 그림 3.11을 통해 이를 확인할 수 있었다.

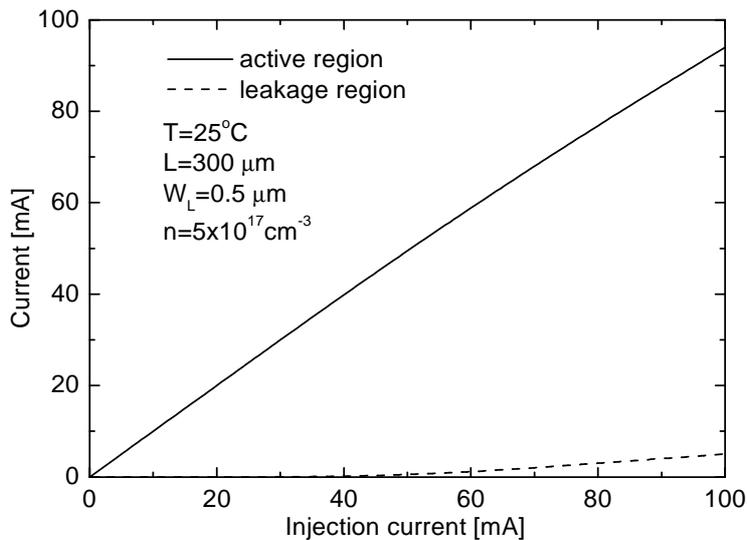


그림 3.9 p-n 누설 영역이 존재할 경우의 전류 분포

Fig. 3.9 Current distribution in case of p-n leakage path.

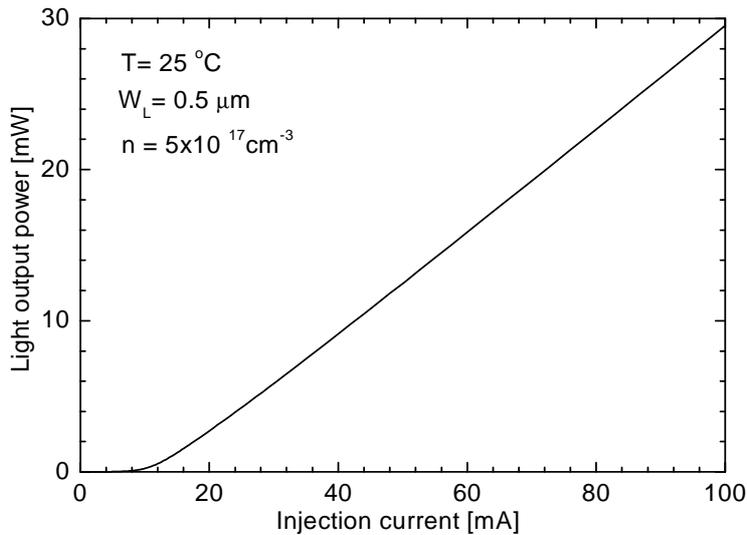


그림 3.10 p-InP 차단층이 $5 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ 일 때의 광출력 특성
 Fig. 3.10 Output power characteristic in case of p-InP of $5 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

그림 3.11은 연결 폭에 따른 주입 전류 중 어느 정도가 누설 영역으로 흘러가는지를 나타내고 있다. p-InP 층의 도핑농도는 $7 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ 인 경우이다. 연결 폭 W_L 이 $1\text{ }\mu\text{m}$ 를 가질 때, 주입 전류가 100 mA일 경우에는 연결 폭에 따라 수 mA의 전류가 활성 영역 바깥으로 빠져나감을 알 수 있고, 전류가 증가할수록 보다 많은 전류의 누설이 발생하므로, 연결 폭이 작도록 제작하는 것이 중요하다.

다음으로는 p-n누설 다이오드와 p-n-p-n 사이리스터가 있는 경우의 전류 분포 및 출력 특성을 확인하였다. p-n-p-n 구조에 대해 전기적 등가회로 모델에서는 pnp 와 npn 트랜지스터를 이용하여 설계를 하였고, npn 트랜지스터의 base가 p-InP 차단층에 해당하게 된다. 즉, 연결 폭을 통해 주입된 캐리어들에 의해 npn 트랜지스터의 base 전류가 결정이 될 것이다.

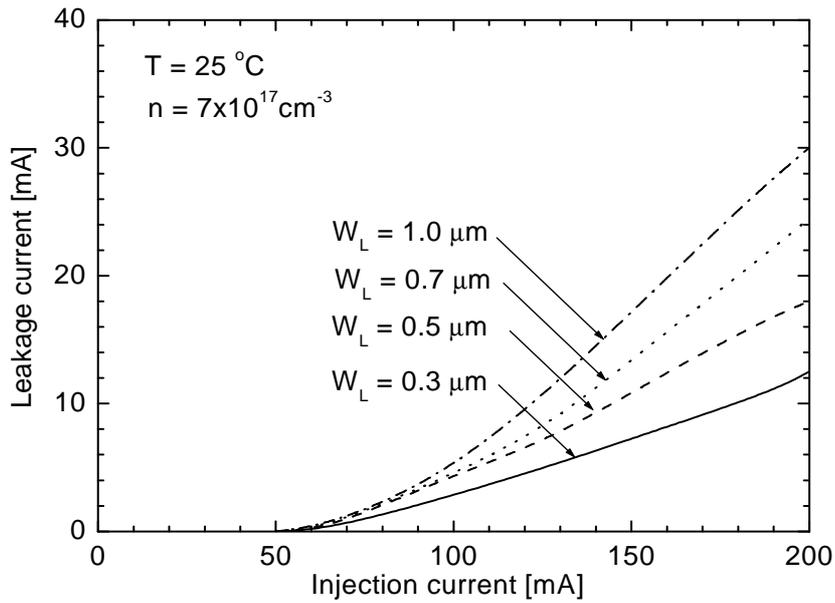


그림 3.11 연결 폭에 따른 주입 전류와 누설 전류의 관계

Fig. 3.11 Relation between injection current and leakage current with the connection width.

그림 3.12는 전기적 등가회로 모델에서 누설 다이오드와 p-n-p-n 전류차단층을 두 개의 트랜지스터로 등가화 했을 때 주입 전류 대 출력 특성이다. 또한, p-InP 차단층의 도핑 농도를 달리하면서 시뮬레이션을 수행하였고, 발진임계전류와 출력의 차이는 크게 나타나지 않았다.

한편, 장파장 InGaAsP계 LD의 특성 온도(일반적으로 100 K이하)는 AlGaAs계 LD의 특성온도(일반적으로 300 K)보다 많이 낮은 것으로 잘 알려져 있다. 이와 같은 차이를 가지는 정확한 원인에 대한 연구가 최근 활발히 이루어지고 있다. 대부분의 연구자들은 InGaAsP 재료계에서 낮은 특성온도의 주요한 메카니즘으로 더 작은 밴드갭 재료에 있어서 더 큰 Auger 재결합 때문이라고 믿고 있다^{[94]~[98]}.

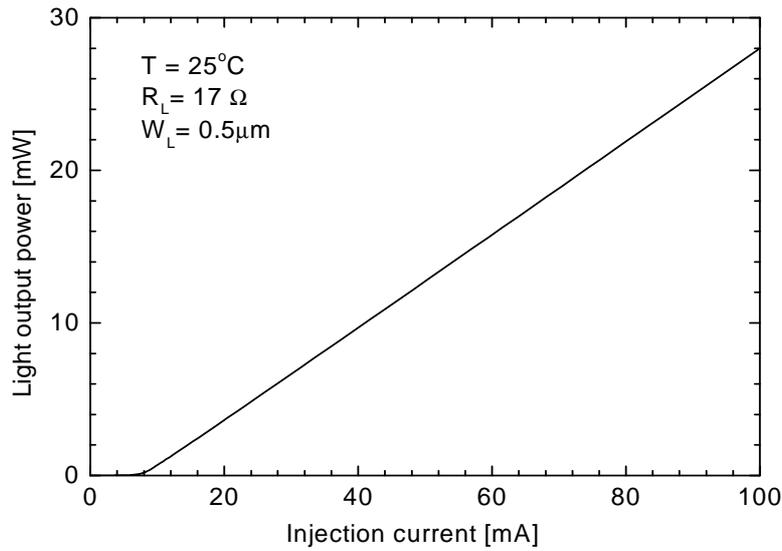


그림 3.12 p-n-p-n 차단층을 고려한 전류 대 광출력

Fig. 3.12 The output power vs. current with considered p-n-p-n blocking layer.

그러나, 또 다른 연구자들은 낮은 특성온도에 대한 주요 원인으로 순 광이득의 온도 의존성을 제시하고 있다^[99]. 또한, 누설 전류도 주요한 원인으로 제시하고 있다^[100].

따라서, 설계된 전기적 등가회로 모델에서 온도가 증가함에 따른 발진임계전류 및 출력 특성을 평가하였다. 특히, 온도가 증가함에 따라 큰 영향을 주는 Auger 재결합을 파라메타로 하여 출력의 변화를 확인하였다. PBH-LD의 전기적 등가 회로에서 Auger 재결합과 관련되는 파라메타로는 zero 이득 캐리어 밀도이다. 따라서, 이득 캐리어 밀도를 변경하고, 온도에 대한 영향을 출력 특성을 살펴보았다. 그림 3.13에서 상온에서 약 27 mW의 출력을 가지는 것이 85 °C의 고온으로 동작함에 따라 20 mW로 출력이 현저하게 줄어들었다.

그림 3.14는 연결 폭이 $1\ \mu\text{m}$ 이고 p-InP 차단층의 도핑 농도가 $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ 일 때의 주입 전류 대 광출력 특성을 나타내고 있다. 그림 3.13과 비교해 볼 때, 차단층의 영향보다는 온도의 영향으로 인해 출력의 변화가 더 큼을 알 수 있다.

따라서, 고온 동작의 우수한 특성을 얻기 위해서는 Auger 재결합의 영향을 줄이는 것이 연결 폭에 대한 영향보다도 더 중요하게 고려되어야 한다.

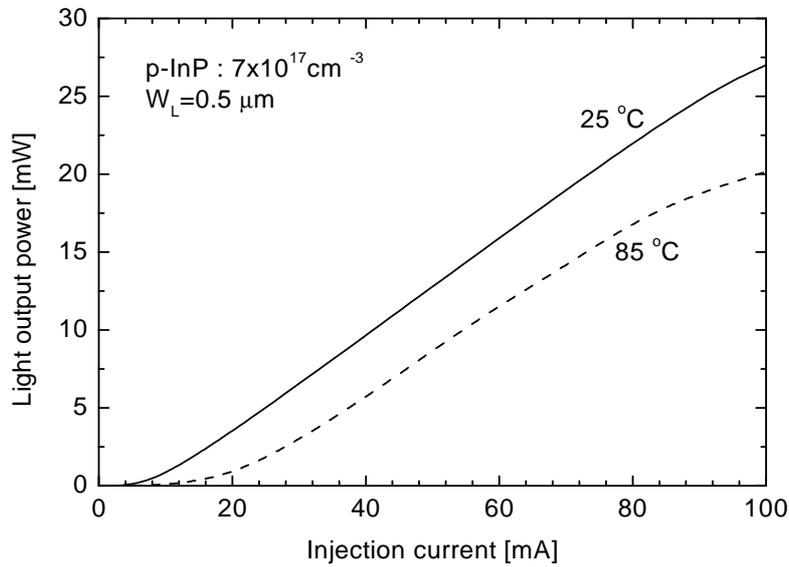


그림 3.13 온도 변화에 대한 주입 전류 대 광출력 특성

Fig. 3.13 Characteristics of output power and injection current with temperature.

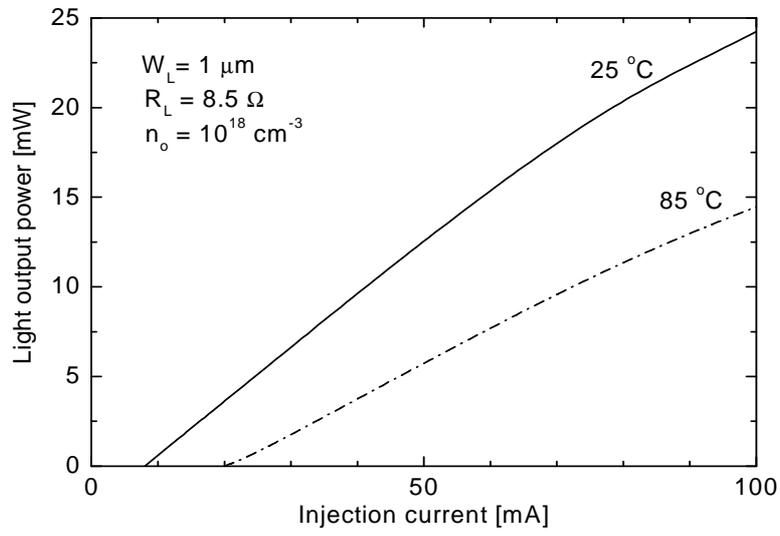


그림 3.14 주입 전류 대 광출력 특성의 해석($n_o : 10^{18} \text{cm}^{-3}$)
 Fig. 3.14 Simulation of output power vs. injection current($n_o : 10^{18} \text{cm}^{-3}$).

제 4 장 Uncooled PBH-LD의 제작 및 특성 평가

제 2장과 제 3장에서는 낮은 발진 임계 전류를 가지면서 고온 동작 특성이 양호한 Uncooled LD의 설계에 관하여 기술하였다. 본 장에서는 앞서 기술한 설계값을 이용하여 본 연구실에서 자체 제작한 LPE 장치로 InGaAsP MQW epi-wafer 및 전류차단층을 성장하여 PBH-LD를 제작하였다. 그리고 제작된 PBH-LD의 전기적·광학적 특성을 비교 검토하였다.

4.1 InGaAsP/InP PBH-LD의 제작

최근 들어 에피층의 성장기술이 향상됨에 따라 저전류 및 고효율로 동작하는 LD의 제작이 MOCVD나 MBE 등의 고가의 장비로 제작이 되고 있다. 그러나, 이러한 장치는 대학 단위에서 구비하기가 어려운 실정이며, 본 연구실에서는 이러한 관점에서 소규모 연구실에서 설계 제작할 수 있는 LPE를 자체 제작하여 InGaAsP/InP 결정성장에 대한 기술력을 가지고 있다.

LPE 장치에서 사용하는 결정성장 방법은 균일냉각법, 계단냉각법, 과냉각법과 2상 용액법 등이 있는데 수직형 LPE에서 InGaAsP 성장의 경우 일반적으로 2상 용액법이 주로 사용되고 있다^{[101]~[103]}. 이러한 2상 용액법을 LPE 장치로 III-V족 화합물 반도체를 성장할 때 양질의 에피층을 얻기 위해 성장장치의 온도특성과 진공도가 매우 중요하다. 따라서, 본 연구실에서는 수 회의 장치의 수정을 거쳐 100 Å 이하의 MQW를 성장할 수 있는 수직형 LPE장치를 확보하였다.

그림 4.1은 LPE 장치의 개략도이다. 그림 4.1에 사용된 전기로는 열선으로 8.4 mmφ의 K-type의 KANTAL선을 상하 15 mm 간격으로 120 mmφ

크기의 코일을 감았으며 열선 코일의 안팎을 석고로 채워 원통형이 되게 성형을 한 다음 본체에 삽입하고 보온 단열재인 유리섬유를 채워 외부와 단열 시켰다. 그리고 온도를 측정하기 위해 직경 0.5 mm ϕ 의 K-type의 CA열전대를 설치하였고 전기로의 온도제어에는 PKC 사의 REX-P2100 을 사용하였다.

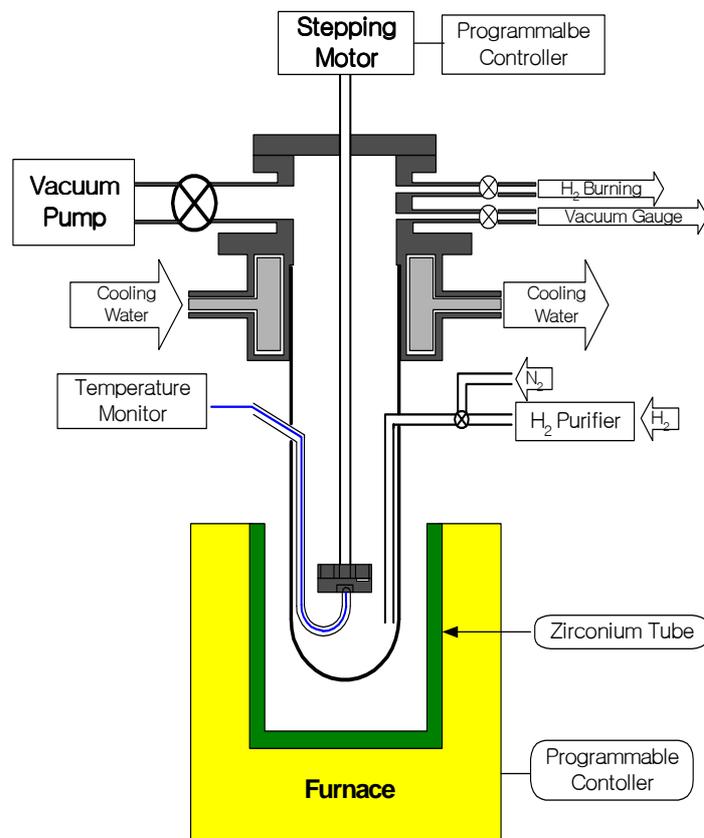


그림 4.1 LPE 장치의 개략도

Fig. 4.1 Schematic diagram of vertical LPE system.

이렇게 제작된 전기로의 온도특성은 InP계의 soaking 온도인 650 °C 근처에서 온도 흔들림 특성이 ± 0.05 °C 이내로 전체적으로 매우 안정적인 동작특성을 보였다.

한편, 반응관은 수소 인입 라인과 열전대 보호라인을 반응관에 연결시킨 일체형으로 leakage를 해결하였으며, 진공펌프 라인도 30 mm ϕ 로 진공의 효율을 최대한 높였다. 흑연보트를 놓기 위한 tray 부분과 stepping motor로 흑연보트를 제어하기 위한 중앙축과 플렌지와의 연결 부위에 busing과 O-ring을 반복 삽입하여 10^{-3} torr 까지의 고진공이 가능하도록 하였다. 또한, 플렌지 자체에 냉각수 연결부위를 두어 많은 양의 냉각수가 플렌지 외벽을 통해 흐름으로써 냉각효율을 높였다.

그림 4.2는 LPE 장치에서의 가스라인이다. 양질의 에피층을 얻기 위해 고순도 수소 분위기에서 성장을 시켜야 한다. 따라서, 수소 정화장치인 Matheson 8371-H₂ purifier를 통하여 반응관 내로 수소를 보내었으며 수소내의 잔류 O₂ 제거를 위해 purifier의 앞단에 O₂ remover를 장착하였고, purifier의 보호를 위하여 5 nine 이상의 초고순도 수소를 사용하였다. 그리고, 수소 정화장치와 반응관 부분에 각각 진공펌프를 달아두어 진공의 효율을 높였다.

그림 4.3은 수직형 LPE 장치에 사용된 흑연보트로서 왼쪽의 흑연보트를 맨 아래에 두어 성장용액이 담기는 흑연보트를 고정시키고 그 가운데에 기관이 회전하는 흑연보트를 두어 성장용액의 안정성을 최대한 확보하였다.

이러한 성장장치를 이용하여 낮은 발진 임계 전류와 안정된 측방향 기본 모드 동작, 고신뢰성과 같은 우수한 특성 때문에 광통신의 광원으로 사용되고 있는 PBH-LD를 제작하였다. 이러한 고성능을 실현하기 위해서는 활성층 내에 전류를 효과적으로 가둘 수 있도록 활성층의 양측에 p-n-p-n 구조의 전류 차단층을 형성하였다.

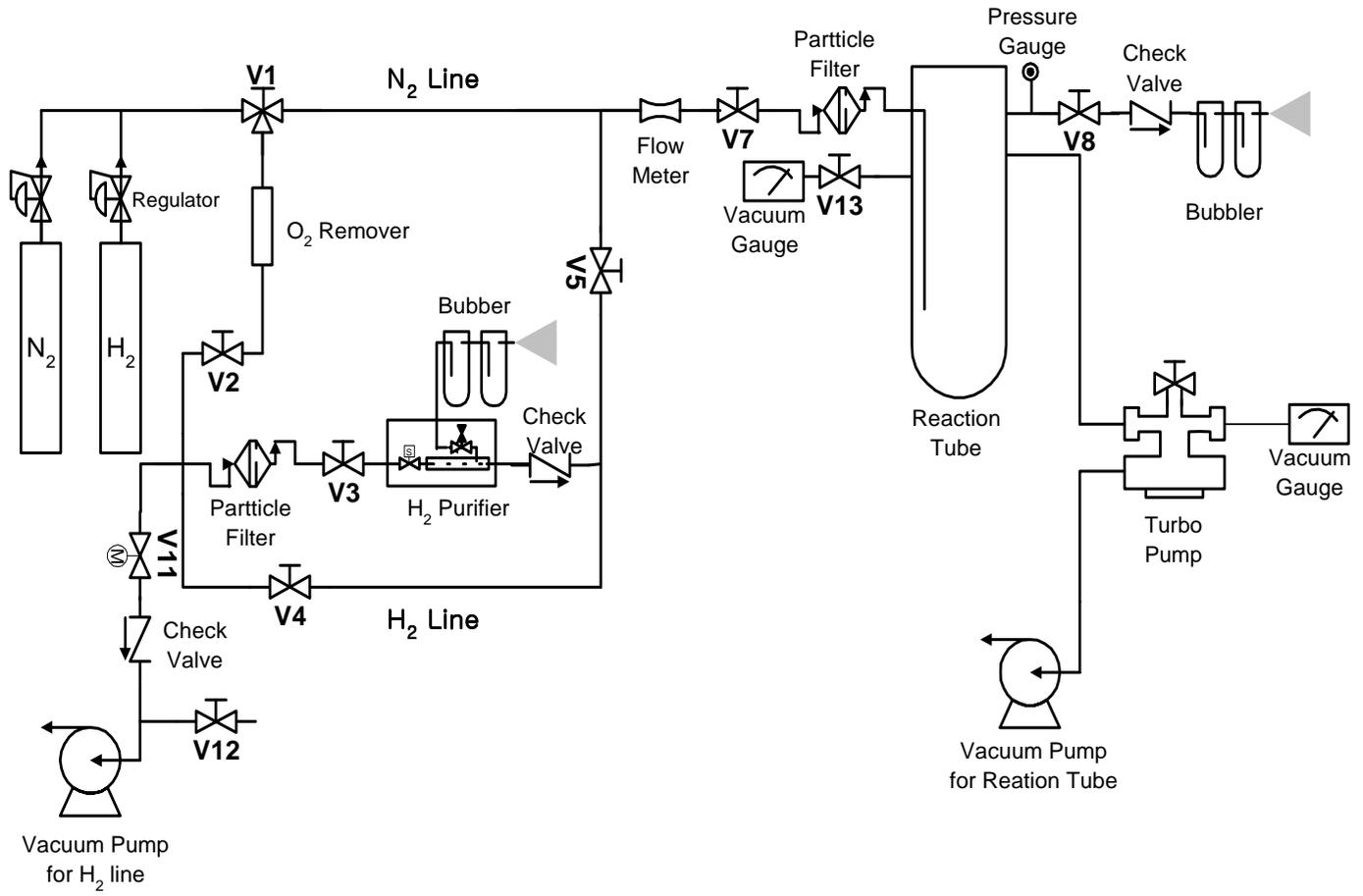


그림 4.2 LPE 장치에서의 가스라인
 Fig. 4.2 Gas line of LPE system.



그림 4.3 LPE 장치에서의 흑연보트
 Fig. 4.3 Graphite boat in LPE system.

그림 4.4는 제작하고자 하는 PBH-LD의 제작 공정을 간단하게 나타내었다. (100) 방향의 n-InP 기판 위에 그림 4.4(a)처럼 600 Å의 n-InP 버퍼층을 성장시키고, n-InGaAsP SCH 층, 다중양자 우물층, p-InGaAsP SCH 층, p-InP 층을 각각 성장시킨 후 (b)에서처럼 3 μm stripe으로 패턴을 형성하였다. 다중양자 우물층은 50 Å이고, 장벽층은 100 Å이다. 그림 4.4(c)와 같이 메사를 형성하기 위해서 활성층 위의 InP 층은 HCl : H₃PO₄를 1 : 4의 용액으로 약 10초간 에칭하였고, SCH 층 및 활성층의 InGaAsP 층은 H₂SO₄ : H₂O₂ : H₂O를 1 : 1 : 5의 용액으로 약 30초간 에칭하였다. 그리고, 충분한 두께의 전류차단층을 성장시킬 수 있도록 InP 버퍼층을 위와 동일한 용액으로 2 분 30 초간 에칭을 하였다. 이렇게 처리된 기판은 TCE-아세톤-메탄올의 순서로 boiling하여 cleaning한 후 LPE 장치를 이용하여 전류차단층을 성장하게 된다. 그림 4.5는 습식 에칭 후의 SEM 단면 사진이다.

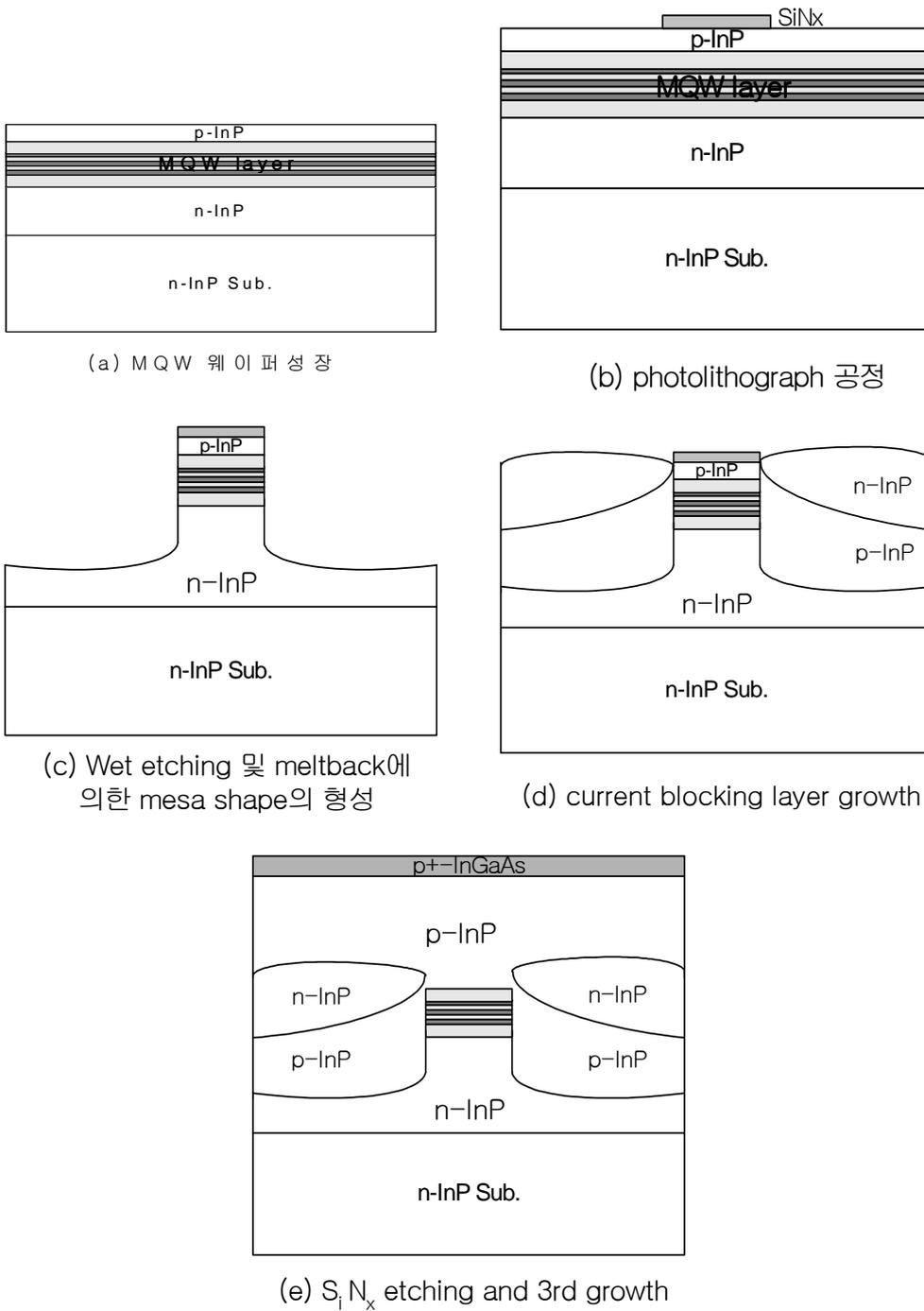


그림 4.4 메사 모양 형성 및 전류차단층의 성장

Fig. 4.4 Mesa shape formation and growth of current blocking layer.

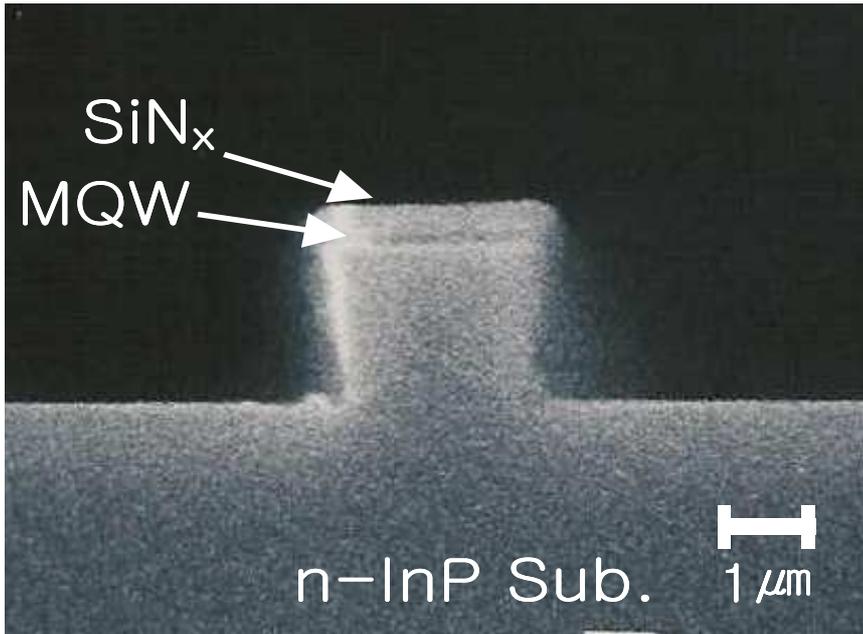


그림 4.5 습식 에칭에 의해 형성된 메사의 SEM 단면 사진

Fig. 4.5 SEM photography of mesa shape by wet etching process.

그림 4.4(c)와 (d)는 습식 에칭 후 LPE 장치를 이용하여 meltback 방법으로 메사 모양을 형성한 것이다. 또한, meltback 방법은 재성장시 발생할 수 있는 메사 계면의 열손상으로 인한 LD의 성능 저하를 방지하는 이점도 가지고 있다^[104].

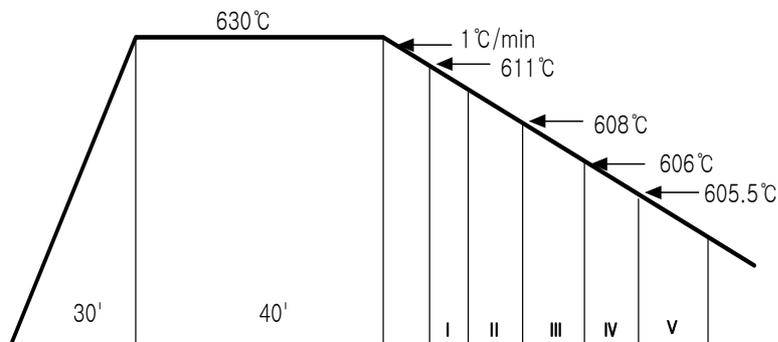
그림 4.2와 같이 에칭된 웨이퍼는 LPE 장비에 의해 전류차단층이 성장되었다. LPE에 의한 성장 방법 중에서 2상 용액법은 InP의 양을 포화량보다 훨씬 많이 넣어주어 냉각 과정 동안 과포화용액 상부에 고체 상태의 InP를 덩으로써 이 InP에서도 성장이 일어나게 하여, 초기 과포화도를 줄여 초기 성장률을 억제할 수 있는 방법이다.

이 방법은 성장층의 두께를 예견하기는 힘든 단점이 있긴 하지만 거의 균일 냉각법과 비슷한 초기 성장률을 갖는 장점이 있다. 따라서, 전류

차단층을 2상 용액법으로 성장시켰다. 에칭이 된 wafer는 80 %의 불포화 용액을 이용하여 611 °C에서 3초간 meltback을 하였다. 그리고, meltback에 이어서 그림 4.6의 온도 프로그램에 의해 p-n-p 전류 차단층이 성장되었다. 성장된 p-InP 층과 n-InP 층의 불순물은 Zn/In과 Te/In alloy를 사용하였으며, 도핑 농도는 각각 $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 과 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 으로 하였다.

그리고, 성장을 한 후 냉각시킬 때, 성장층의 열손상이 발생할 수 있으므로 p^+ -InGaAs 층을 성장한 후 냉각시켰다. 이렇게 하여 형성된 전류 차단층의 SEM 단면사진을 그림 4.7에 나타내었다.

p-InP 클래드층과 n-InP 전류 차단층, p-InP 차단층과 n-InP 기판이 p-n-p-n 사이리스터를 형성하여 p-InP 클래드층과 p-InP 전류 차단층과의 유효접촉면적에 의해 사이리스터를 통한 누설 전류가 결정되고, 특히 고주입 전류와 고온 동작에서 사이리스터가 도통(turn-on)되어 누설 전류를 급격하게 증가시키게 된다. 이러한 누설 전류를 줄이기 위하여 성장시 p-InP 층의 성장 시간으로 접합면의 폭을 가능하면 적게 해주어야 한다.



I : meltback(3sec), II:p-InP, III:n-InP, IV:p-InP, V:p⁺-InGaAs

그림 4.6 p-n-p 전류차단층의 성장을 위한 온도 프로그램

Fig. 4.6 Temperature profile for growth of p-n-p current blocking layer.

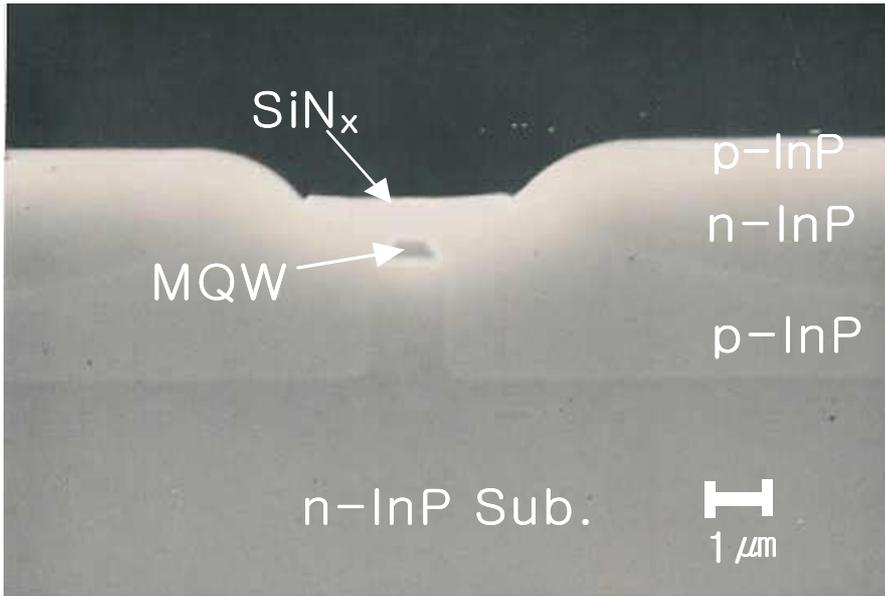


그림 4.7 전류차단층의 SEM 단면 사진

Fig. 4.7 SEM photography of current blocking layer.

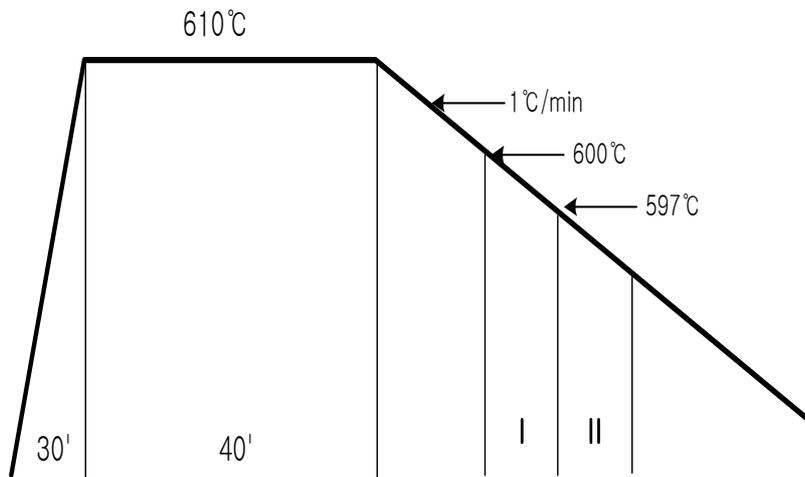


그림 4.8 3차 재성장을 위한 온도 프로그램

Fig. 4.8 The temperature program for the 3rd regrowth.

3차 재성장을 위해 SiN_x 마스크를 6:1 BOE(Buffered Oxide Etchant)로 제거한 후, 열손상 방지용으로 성장된 p^+ -InGaAs 층을 제거하였다. 3차 재성장을 위한 온도 프로그램은 그림 4.8과 같으며, p-InP 의 도핑농도는 $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 로 하였으며, 오음 접착을 위한 p^+ -InGaAs의 도핑농도는 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 로 하였다. 3차 재성장에 의해 성장된 웨이퍼의 단면사진을 그림 4.9에 나타내었다.

성장된 MQW-PBH 구조의 웨이퍼를 LD로 제작하기 위하여 웨이퍼 표면에 남아 있는 미세한 In- drop을 mercury chloride : dimethylformide(2g : 10ml)용액으로 제거하였으며, 웨이퍼의 p측 전극으로 Ti(300 Å)/Pt(200 Å)/Au(4000 Å)을 E-beam 증착기로 증착하였다. 이렇게 증착된 전극은 RTA(Rapid Thermal Annealing)장치에서 425 °C에서 30 초간 열처리를 하였으며, 이때 분위기 가스는 10 % N_2/H_2 를 사용하였다.

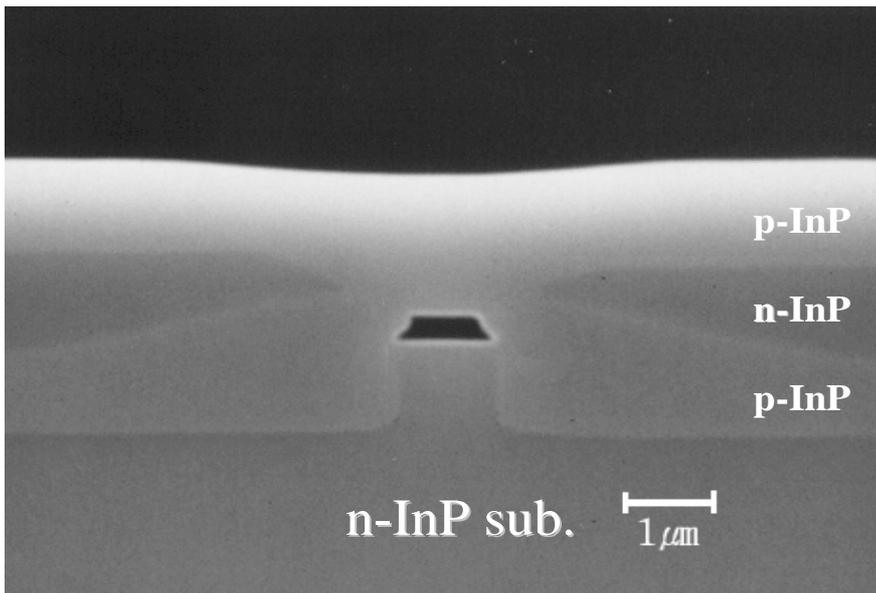


그림 4.9 3차 재성장에 의해 성장된 웨이퍼의 SEM 단면 사진
 Fig. 4.9 SEM photography of grown current blocking layers.

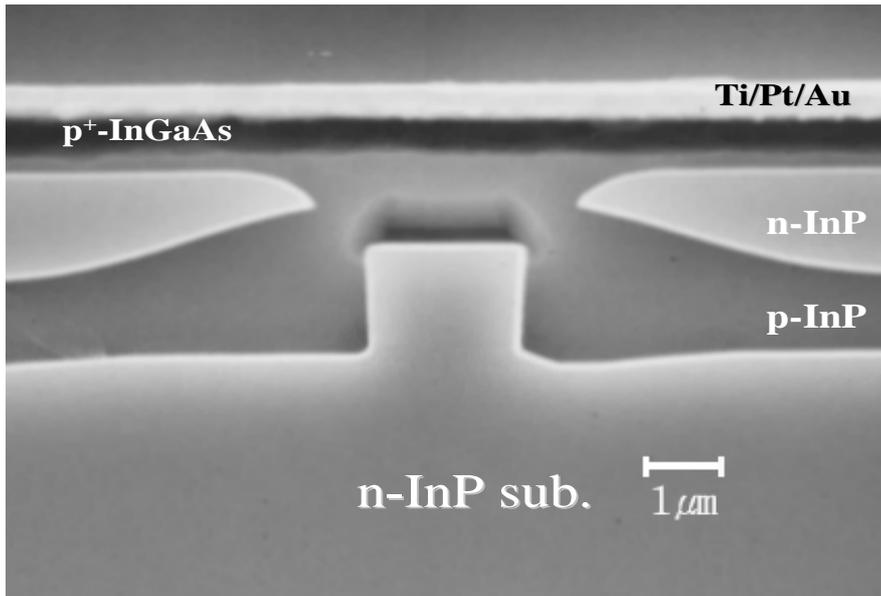


그림 4.10 제작된 PBH-LD의 SEM 단면 사진

Fig. 4.10 SEM photography of fabricated MQW-PBH-LD.

다음으로 웨이퍼의 두께를 $75\ \mu\text{m}$ 정도가 되도록 뒷면을 연마하였다. 연마 장치는 LOGITEC 제품으로 $3\ \mu\text{m}$ Alumina를 사용하여 연마하였으며 두께 편차는 $\pm 2\ \mu\text{m}$ 이내 이다. n층 전극은 Cr($500\ \text{\AA}$)/Au($5000\ \text{\AA}$)을 E-beam 증착기를 사용하여 증착시켰으며, $400\ ^\circ\text{C}$ 에서 30 초간 열처리를 하였다. 그림 4.10은 제작된 PBH-LD의 SEM 단면 사진이다.

4.2 PBH-LD의 전기·광학적 특성 실험 및 평가

4.2.1 제작된 PBH-LD의 전기적 특성

제작된 PBH-LD의 전기적 특성을 대표하는 I-V 특성을 그림 4.11에 나타내었다. 그림 4.11에서 알 수 있듯이 순방향 임계전압은 $0.8\ \text{V}$ 이고, 역방향 항복전압은 약 $5.0\ \text{V}$ 정도 되었고, 직렬저항은 $5\ \Omega$ 정도였다.

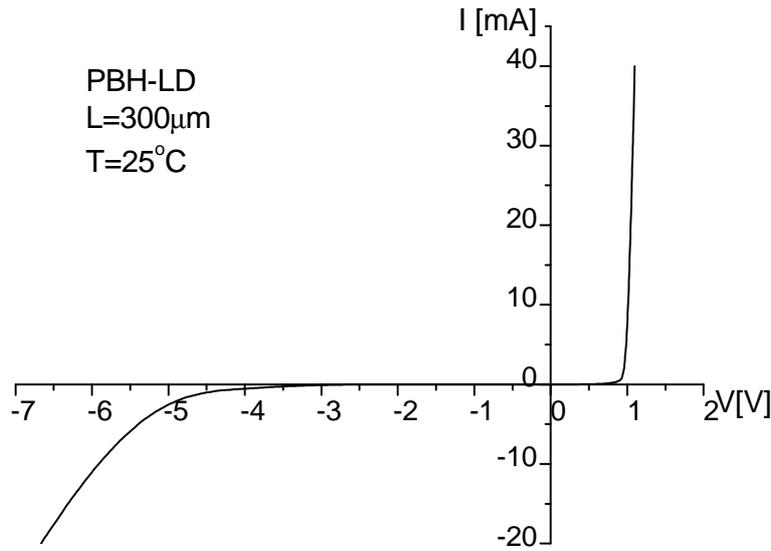


그림 4.11 제작된 PBH-LD의 I-V 특성

Fig. 4.11 I-V characteristics of fabricated PBH-LD.

4.2.2 제작된 PBH-LD의 광학적 특성

LD의 I-L(Injection current vs. Light output power) 특성 측정 실험에서는 활성층에서 발생하는 Joule 열의 영향을 줄이기 위하여 펄스 주기 1 ms, 펄스 폭 10 μ s로 1 % duty cycle인 전류 펄스로 LD를 구동시켰다. 그림 4.12는 I-L 특성을 측정하기 위한 장치도이다. 그림에서 40 Ω 은 임피던스 정합을 위하여 사용된 저항이며, 전류의 모니터링을 위하여 1 Ω 의 저항을 직렬로 삽입하였다. 또한, 온도특성을 측정하기 위하여 열전 소자와 열전 소자의 온도를 제어하는 온도제어장치(Temperature Controller)를 이용하였다. I-L 특성 측정에 사용된 수광 소자로는 Ge-APD(직경 80mm)를 사용되었으며, 광전력계(Optical Powermeter, Anritsu, ML9001)를 사용하여 보정하였다.

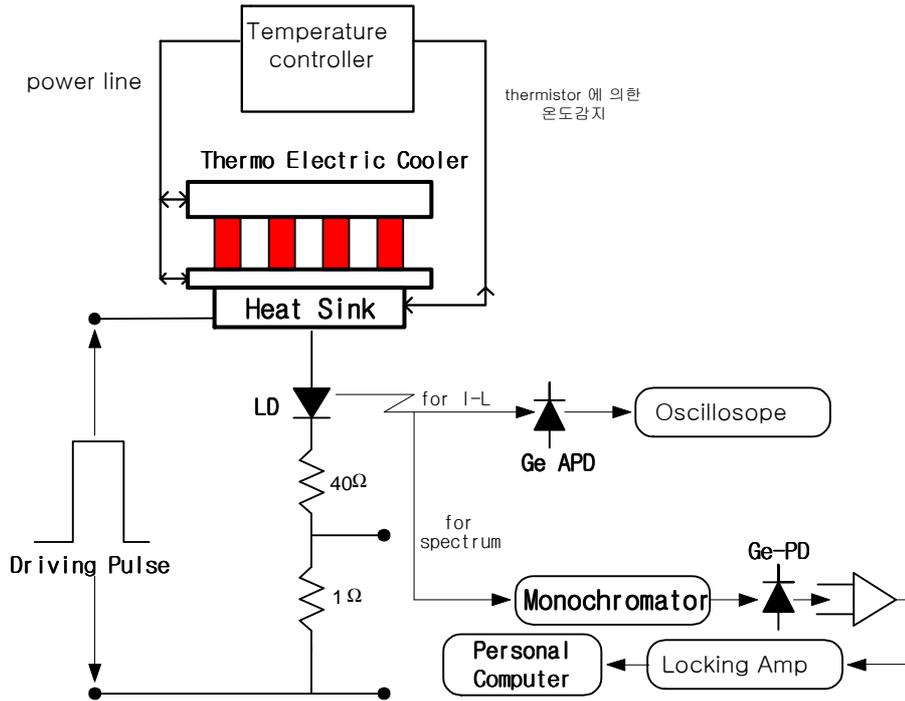


그림 4.12 I-L 및 스펙트럼 특성 측정을 위한 장치 구성도

Fig. 4.12 Configuration of system for the measurement of I-L and spectrum.

발진파장을 측정하기 위하여 사용한 분광기는 Fastie-Ebert mount 형태로, 회절격자는 1 mm 당 600 grooves이고 600 nm에서 2.0 μm 까지의 측정 영역을 가지며, 반사경에서 출사 슬릿까지의 초점거리는 275 mm, 분산은 6 nm/mm이다. 출사 슬릿 폭에 대한 분해능은 출사 슬릿 폭과 분산의 곱으로 폭 25 μm 인 슬릿을 사용하면 약 1 Å 정도의 분해능을 얻을 수 있는데, 시스템 구성과 측정상의 오차가 포함되므로 정확히 1 Å까지 측정하기는 어렵다.

그림 4.13은 그림 4.12의 장치도를 이용하여 공진기 길이가 300 μm 일 때 온도에 따른 I-L 특성을 측정한 것으로 그림 4.13으로부터 상온에서 발진임계전류는 약 6 mA이고, 주입 전류가 100 mA일 때 약 22 mW의 광출력을 가진다.

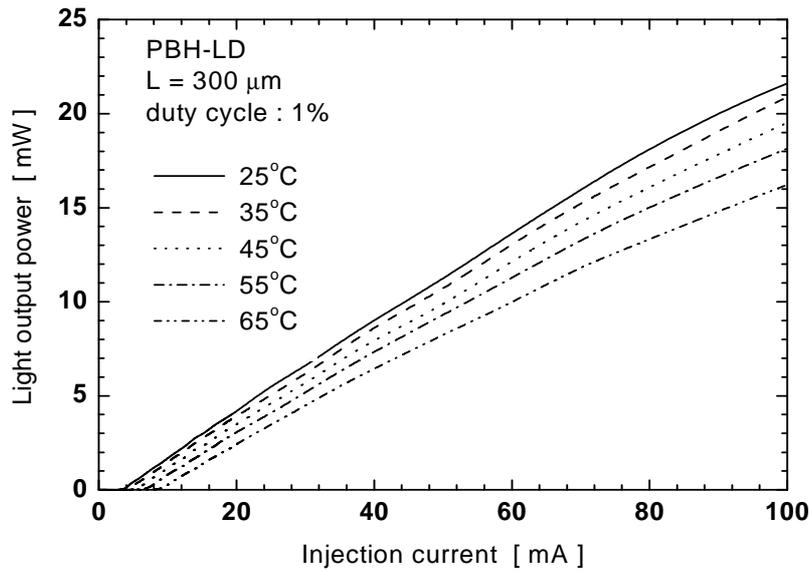


그림 4.13 온도에 따른 I-L 특성

Fig. 4.13 I-L characteristics with different temperature.

LD의 I-L 특성으로부터 얻을 수 있는 정보들로는 I_{th} 및 I_{th} 의 온도 의존성, 외부 미분양자효율(external differential quantum efficiency) η_d , 내부손실(internal loss) α_{int} , 내부양자효율(internal quantum efficiency) η_i 등이 있다. I_{th} 의 온도 의존성은 LD를 통신시스템에 적용할 때 중요한 파라미터로서, 이득계수(β)의 온도 의존성^[105]이나 누설 전류의 온도 의존성 등을 조사하기 위한 중요 변수이기 때문에 중요한 측정값이다.

이러한 I_{th} 의 온도 의존성은 캐리어의 비발광 재결합, 이종접합계면에서의 캐리어 재결합이나 활성층에서의 Auger 재결합 등 여러 가지 원인으로 분석되고 있으며^{[106]~[110]}, 이와 같은 현상을 조합하여 나타낸 것이 Pankov에 의해 정의된 식 (4-1)이다^[111].

$$I_{th} = I_0 e^{\frac{T}{T_0}} \quad (4-1)$$

여기서, I_0 는 비례 상수이며, T_0 는 LD의 특성 온도로서 이 값이 클수록 온도 변화에 민감하게 반응하지 않으므로 좋은 특성을 나타내는 것이다. AlGaAs/GaAs계 LD인 경우 특성 온도 T_0 가 120-160 K^{[112],[113]}이고, InGaAsP/InP계 LD인 경우는 50-77 K^{[114]~[117]} 정도로 알려져 있다.

한편, 그림 4.13에서 온도에 따른 발진임계전류값을 도식화한 것이 그림 4.14이며, 온도와 임계 전류와의 관계를 통해서 식 (4-1)로 부터 특성 온도를 구할 수 있다. 45 °C를 전후로 하여 임계 전류의 변화가 차이를 보이고 있다.

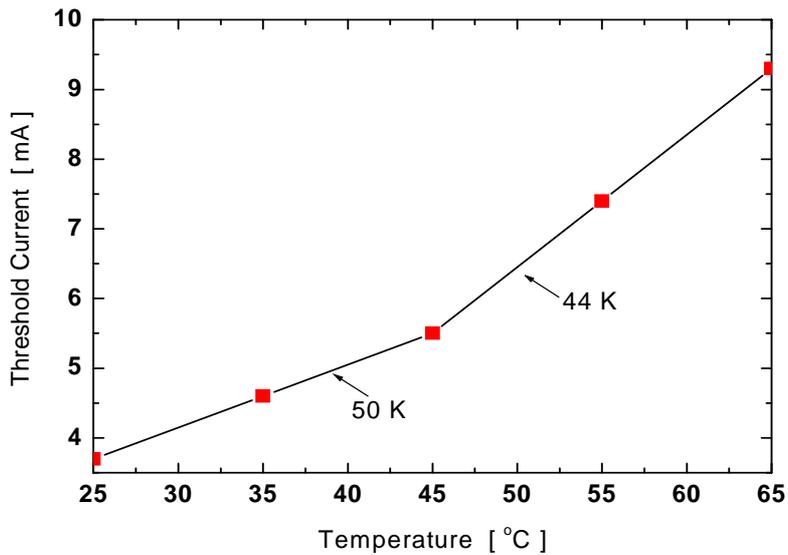


그림 4.14 온도에 따른 발진임계전류의 변화

Fig. 4.14 Temperature dependence of threshold current.

즉, 그림 4.14에서 45 °C 이하의 온도에 대해선 50 K의 특성온도 값을 가지고, 45 °C 이상의 온도에 대해선 44 K의 특성 온도 값을 가진다.

그림 4.15는 특성 온도가 44 K, 50 K일 경우에 대한 이론적인 곡선과 측정 데이터를 함께 도식한 것으로 65 °C에서 이론적인 곡선과 측정 데이터를 비교해 보면, 측정값은 약 1.2 mA 정도 높은 값을 가짐을 알 수 있다. 이러한 원인은 고온에서 Auger 재결합과 누설 전류의 증가로 인해 임계 전류값이 상승한 것으로 생각된다.

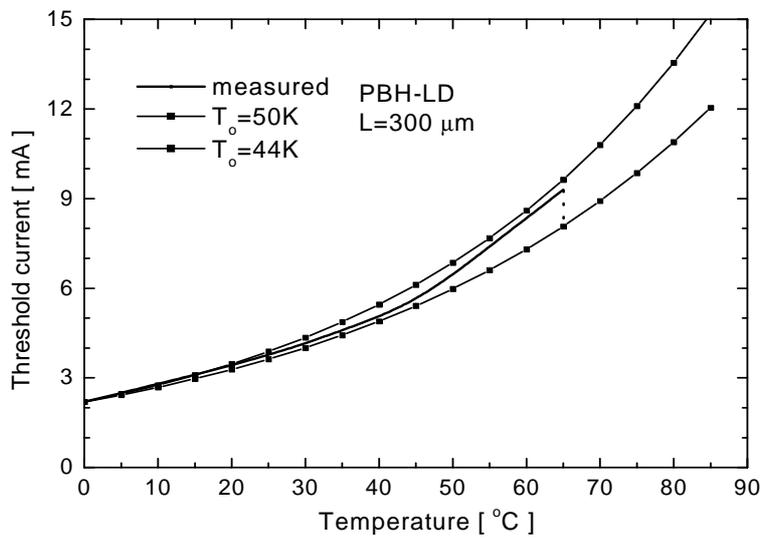


그림 4.15 온도 변화에 따른 발진임계전류의 변화

Fig. 4.15 Temperature dependence of threshold current.

4.2.3 PBH-LD의 발진파장 특성

LD를 제작한 후 I-V 특성을 조사하여 전기적인 동작상태를 확인하고, 이어서 I-L과 발진 스펙트럼 특성을 측정하여 활성영역을 구성하고

있는 재료의 종류 및 굴절률, 모드의 양상, 그리고 발진파장의 온도 및 동작 전류에 대한 의존성 등을 조사하게 된다. 이들 가운데 발진 파장 및 파장의 온도 의존성은 통신시스템 설계의 참고가 되는 LD의 규격이 되므로 상당히 중요한 요소이다.

그림 4.16은 제작된 PBH-LD의 I-L 특성 및 주입 전류에 따른 스펙트럼을 측정한 그래프이다.

그림 4.16에서 임계 전류는 약 3 mA이다. ①은 임계 전류에서 측정한 것으로 이 때의 스펙트럼 영역은 1292~1336 nm 정도로 나타났으며, 자연방출을 하고 있음을 알 수 있다. ② 6 mA의 전류에서 25 μm 슬릿을 사용하여 측정한 것으로 파장영역이 1308~1312 nm으로 나타났다.

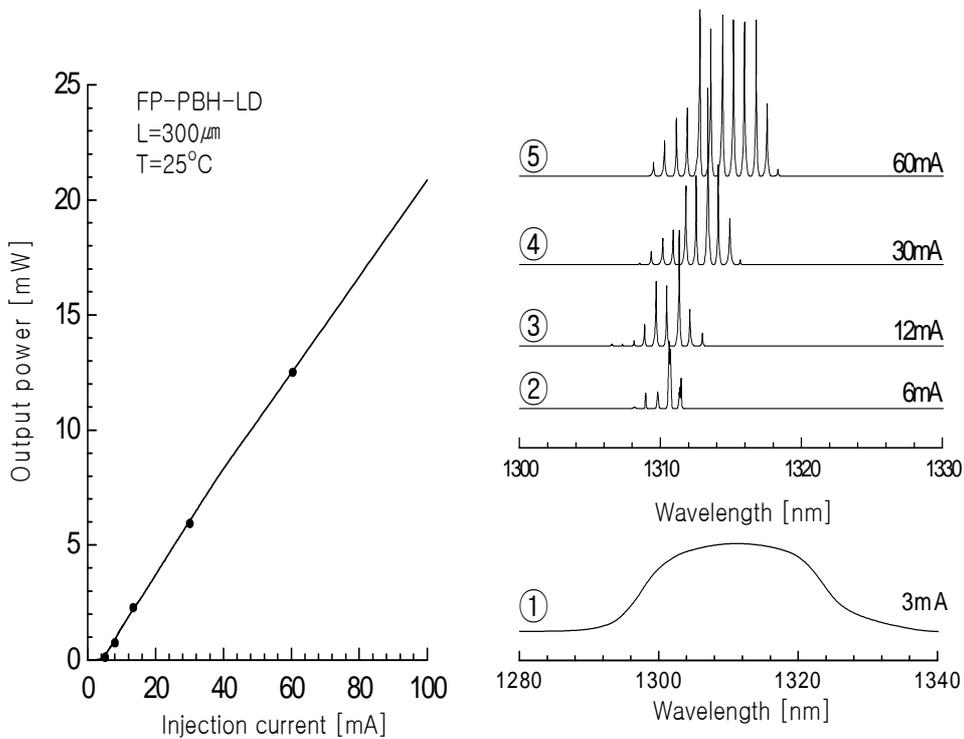


그림 4.16 PBH-LD의 I-L 특성 및 스펙트럼 특성

Fig. 4.16 Characteristics of I-L and spectrum of PBH-LD.

③은 약 12 mA의 전류를 인가하여 측정된 것으로 파장영역이 1306~1313 nm로 나타났으며, ④는 30 mA에서 1308~1316 nm의 스펙트럼 영역을 가지고 있고, ⑤는 60 mA에서의 측정 스펙트럼으로서 1308~1318 nm의 값을 가지고 있다.

이와 같은 측정 결과로부터 전류를 증가시킬수록 이득대역이 넓어지고, 이득 최대값을 가지는 파장의 이동 및 발진모드 수가 증가하는 것을 관측할 수 있었다. 또한 주입전류의 증가에 의하여 밴드갭 에너지 E_g 가 감소하여 장파장쪽으로 이득이 이동되는 것을 볼 수 있다.

4.2.4 온도에 따른 발진특성

제작된 PBH-LD의 온도에 따른 스펙트럼 변화를 분석해봄으로써 온도에 따른 파장 안정도를 측정하였다. 온도에 따른 발진파장의 온도 특성을 살펴보면, FP-공진기를 가진 LD의 공진 조건에서 다음 관계식이 성립한다.

$$2\beta L = 2m\pi \quad (4-2)$$

여기서 전파정수 $\beta = 2\pi n_{eq}/\lambda$ 이고, m은 공진모드 수로서 일반적인 LD의 경우 1800~2000개 정도 존재하게 된다. 식 (4-2)로부터 FP 모드로 발진하는 경우 온도특성을 구하면 다음 식 (4-3)과 같이 된다^{[118],[119]}.

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{2n_{eq}}{q} \frac{dL}{dT} + \frac{2L}{q} \frac{\partial n_{eq}}{\partial T} + \frac{2L}{q} \frac{\partial n_{eq}}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{dT} \quad (4-3)$$

식 (4-3)에서 우변의 첫 항은 공진기 길이의 열팽창에 의한 변화를 나타

낸 것으로서, 식의 우변 첫항의 dL/dT 가 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 정도로 다른 항에 비하여 상당히 작기 때문에 무시할 수 있다^[118].

따라서 식 (4-3)을 근사화하면 식 (4-4)와 같이 된다.

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\lambda}{n_{eff}} \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \right) \approx \frac{\lambda}{n_{eff}} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \quad (4-4)$$

식 (4-4)에서 발진 스펙트럼의 온도변화는 굴절률의 온도변화에 기인한다는 사실을 알 수 있다. 그러나 FP 공진기형 LD는 공진모드 간의 손실 차이가 나지 않기 때문에 레이저의 매질 이득이 큰 모드만 발진하게 된다. 레이저 이득이 최대가 되면 파장의 온도변화는 식 (4-5)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{d\lambda_g}{dT} = - \frac{hc}{E_g^2} \left(\frac{\partial E_g}{\partial T} \right) \quad (4-5)$$

여기서 h 는 플랑크 상수이고, c 는 광속을 의미한다. 식 (4-5)의 온도변화는 식 (4-4)의 FP 모드가 가지는 온도변화에 비해 크기 때문에 통상의 LD는 밴드갭 에너지의 온도변화에 의존하게 된다. 일반적인 InGaAsP/InP DH 레이저의 경우, 온도변화에 의한 굴절률의 변화에 따른 발진파장의 온도 변화는 약 $1 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ 이며^[120], 밴드갭 에너지가 온도에 따라 변화하기 때문에 생기는 발진파장의 온도의존성은 약 $5 \sim 6 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ 정도로 알려져 있다.

그림 4.17은 PBH-LD의 온도에 따른 스펙트럼 변화를 나타낸 것으로, 광출력은 7 mW이며, 주입전류에 의한 주울 열의 영향을 줄이기 위하여 1 % duty cycle로 측정하였다. 측정결과 각 온도에 따라 발진모드의

스펙트럼 영역이 온도가 증가할수록 장파장 쪽으로 이동함을 알 수 있다. 이것은 LD가 온도가 증가할수록 밴드갭 에너지 E_g 의 감소에 의해 장파장 쪽으로 이동하는 것을 나타낸다.

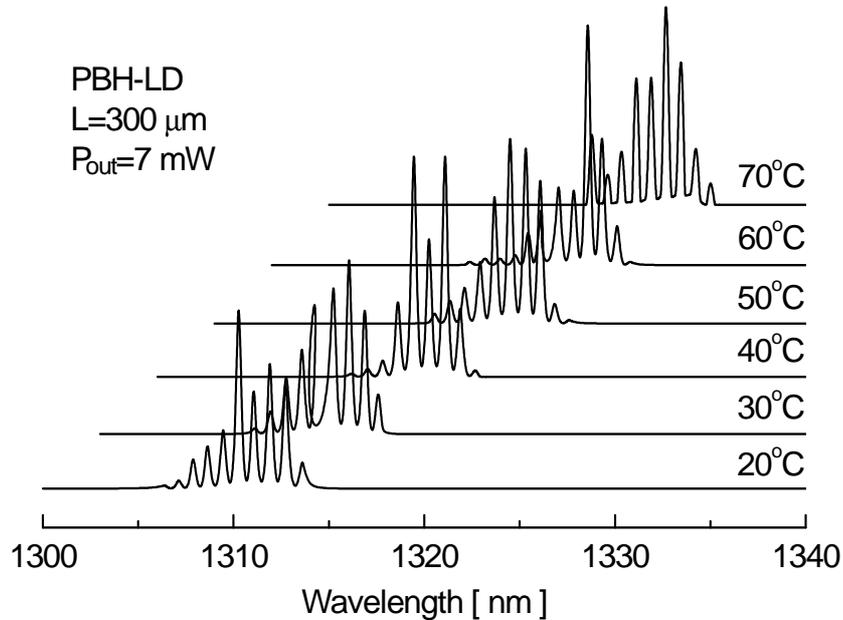


그림 4.17 제작된 FP-PBH-LD의 온도에 따른 발진 스펙트럼 특성

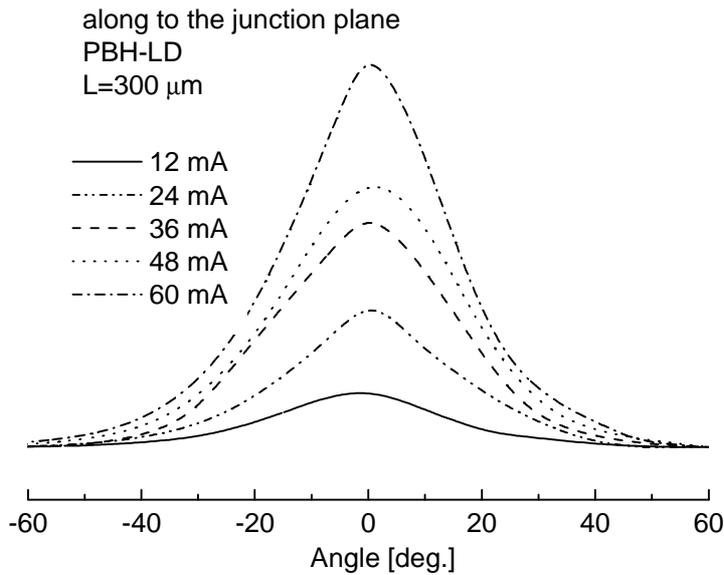
Fig. 4.17 Spectrum characteristics of fabricated PBH-LD with different temperature.

4.2.5 Far field pattern의 측정

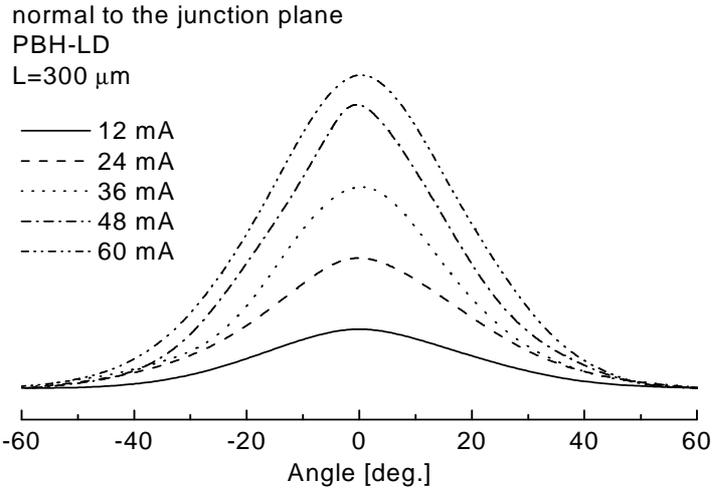
도파관의 출력단으로부터 떨어진 면에서의 전계 분포를 Far Field Pattern(FFP)이라 하며, near-field pattern의 푸리에 변환에 의하여 얻을 수 있다. 실험적인 관점에서는 주로 LD의 광의 복사 pattern의 특성을 측정하는 것

이 된다. LD의 복사 패턴인 FFP의 특성은 LD의 횡모드와 측모드에 관련되며, 특히 복사각도는 아주 중요한 파라미터로 광섬유 도파관이나 기타의 광학적인 부분들과 같은 외부 광도파로와 LD의 광결합시 중요하게 고려된다.

따라서, 결합효율을 높이기 위해서는 단일모드로 동작해야 하며, 이를 확인하기 위하여 제작된 PBH-LD의 FFP을 측정하였다. 이때 접합면에 수직방향과 수평방향에 대한 복사각도를 측정하였는데, 수직방향의 복사각도와 수평방향의 복사각도가 거의 비슷한 값을 가졌다. 그림 4.18은 측정된 복사패턴을 보여주고 있다. 그림 4.18에서 알 수 있듯이 접합면에 수평인 경우 FWHM(Full Width at Half Maximum)이 34° 이었으며, 수직인 경우는 40° 이었다. 또한 60 mA까지 전류를 증가시키면서 측정한 결과 측방향과 횡방향 모두 단일모드로 동작함을 확인하였다.



(a) 접합면의 수평방향 FFP



(b) 접합면의 수직방향 FFP

그림 4.18 제작된 PBH-LD의 FFP

(a) FFP of along to the junction plane,

(b) FFP of normal to the junction plane

Fig. 4.18 Far field pattern of fabricated PBH-LD.

제 5 장 결론

본 연구를 통하여 PBH-LD의 동작 특성에 영향을 주는 여러 가지 파라메타들에 대하여 조사를 하였고, 이론적인 계산을 통해서 누설 전류를 줄이고, 고온에서도 안정된 동작을 하기 위한 여러 파라메타 값들을 PBH-LD의 전기적 등가 회로 모델의 해석을 통해서 구하였다.

1.3 μm 파장대역의 장파장 InGaAsP/InP 재료계를 사용할 경우에는 특성온도가 단파장 재료계에 비해 낮기 때문에 고온 동작시 문제가 되는 heterobarrier leakage, Auger 재결합, 가전자대간 흡수 등의 영향을 줄이기 위해 활성층에 응력을 가한 다중 양자우물 구조를 채용하는 것이 벌크에 비해 효과적이었다.

따라서, strain이 가해진 다중양자우물 구조에서 소자의 특성을 향상시키기 위해서는 먼저 다중양자우물 수와 공진기 길이를 적절히 조절함으로써 임계 전류를 낮출 수 있었다.

또한, 온도 변화에 따른 발진임계전류에서도 8개의 양자우물을 가질 때 가장 낮은 3 mA의 임계 전류를 가졌다. 이 때의 공진기 길이는 300 μm 이었다. 공진기 길이를 어느 이상 줄이게 되면 거울 손실이 더 커지므로 오히려 임계전류밀도가 증가하므로 설계시 고려되어야 한다. 단면 반사도의 관점에서 보면 고반사 코팅을 할수록 거울 손실이 감소하여 발진 임계전류를 줄일 수 있음을 확인하였다.

그리고, 특성온도와 소자 파라메타의 관계를 보면, 양자우물 수가 많을수록 특성온도는 향상되고, 단면 코팅을 하지 않고, 8개의 양자우물을 가지면 85 $^{\circ}\text{C}$ 에서도 55 K의 특성온도를 가지게 될 것이다. 단면 반사도 역시 클수록 특성 온도의 향상에 기여하게 되며, PBH-LD를 제작함에 있어서 정밀한 온도 제어와 성장 시간을 조절하더라도 연결 폭이 존재하게 된다. 이러한 연결 폭은 좁을수록 유리하며, 존재할 경우 폭에 따른

누설 전류의 양을 정량적으로 계산을 한 결과, 도핑농도를 $7 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 로 하였을 경우에 누설 전류의 양이 가장 적었음을 해석을 통해 확인하였다.

시뮬레이션을 수행함에 있어서 온도에 의존적인 파라메타의 값들을 달리하여 해석을 수행하였지만, 모든 온도 의존 파라메타를 해석에 적용하지는 못했다. 그리고, Auger 재결합을 이론적으로 정확하게 계산하기는 어렵기 때문에 비율 방정식의 임계 캐리어 밀도의 변화를 계산하여 온도에 따라 출력 특성을 평가하였다.

제작된 PBH-LD는 활성층과 전류 차단층과의 연결 폭이 약 0.1-0.7 μm 값을 가졌고, 주입 전류가 100 mA일 때, 공진기 길이 300 μm , 상온에서 20 mW의 출력 특성을 나타내었다. 또한, 65°C에서는 16 mW의 값을 얻었다. 제작된 소자와 전기적 등가 회로를 통한 시뮬레이션 결과를 비교한 결과, 온도에 대한 출력 특성의 변화 및 발진임계전류의 변화가 거의 비슷한 경향을 가지고 있으므로 설계된 전기적 등가 회로를 통한 특성 평가가 가능함을 확인하였다.

참고 문헌

- [1] S. Mukai, H. Yajima and J. Schimada, "Fabrication and visible light-emission characteristic of room-temperature-operated InGaAsP DH diode laser grown on GaAs substrates," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 20, pp. L729~L732, 1981.
- [2] A. Fujimoto, H. Yasuda, M. Shimura and S. Yamashida, "Very short wavelength(612.4nm) room temperature pulsed operation of InGaAsP lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 21, pp. L488~L490, 1982.
- [3] M. Kazumura, I. Ohta and I. Teramoto, "Feasibility of the LPE growth of AlGaInP on GaAs substrates," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 22, pp. 645~657, 1983.
- [4] H. Kawanishi and T. Suzuki, "LPE growth of GaInAsP on (100) GaAs by two-phase-solution technique," *Jpn. Appl. Phys.*, vol. 23, pp. L52~L54, 1984.
- [5] S. Fuji, S. Sakaki and M. Umemo, "Room temperature operation of visible ($\lambda=658.6\text{nm}$) InGaAsP DH laser diodes on GaAsP," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 24, pp. L551~L552, 1985.
- [6] K. Itaya, G. Hatakoshi, Y. Watanabe, M. Ishikawa and Y. Uematsu, "High power CW operation of broad area InGaAsP visible light laser diodes," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 214~215, 1990.
- [7] M. Ishikawa, H. Shiozawa, Y. Tsuburai and Y. Uematsu, "Short-wavelength (638nm) room-temperature cw operation of InGaAlP laser diodes with quaternary active layer," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 211~213, 1990.
- [8] M. Ishikawa, H. Shiozawa, K. Itaya, G. Hatakoshi and Y. Uematsu,

- “Temperature dependence of the threshold current for InGaAsP visible laser diodes,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 23~29, 1991.
- [9] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosak and T. Miyashita, “An ultimately low-loss single-mode fiber at $1.55\mu\text{m}$,” *Electron. Lett.*, vol. 15, pp. 106~108, 1979.
- [10] K. Oe, S. Ando and K. Sugiyame, “ $1.3\mu\text{m}$ CW operation of GaInAsP/ InP DH diode lasers at room temperature,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 16, pp. 1273~1274, 1977.
- [11] H. Nagai, Y. Noguchi, K. Takahei, Y. Toyoshima and G. Iwane, “GaInAsP/InP buried heterostructure lasers of $1.5\mu\text{m}$ region,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 19, pp. L128~L220, 1980.
- [12] K. Oe and K. Sugiyama, “GaInAsP/InP double-heterostructure lasers prepared by a new LPE apparatus,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 15, pp. 1740~1741, 1976.
- [13] S. Arai, Y. Suematsu and Y. Itaya, “ $1.6\mu\text{m}$ GaInAsP/InP DH lasers double cladded with InP by LPE technique,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 709~710, 1979.
- [14] N. Holonyak, Jr., R. M. Kolbas, R. D. Dupuis and P. D. Dapkus, “Quantum-well heterostructure lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, pp. 170~186, 1980.
- [15] Y. Arakawa, H. Sakaki, M. Nishioka, H. Okamoto and N. Miura, “Spontaneous emission characteristics of quantum well lasers in strong magnetic fields—An approach to quantum-well-box light source,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 22, pp. L804~L806, 1983.
- [16] W. D. Laidig, P. J. Coldwell, Y. F. Lin and C. K. Peng, “Strained-layer quantum-well injection laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, pp. 653~655,

1984.

- [17] J. Nagle, S. Hersee, M. Krakowski, T. Weil and C. Weisbush, "Threshold current of single quantum well lasers; The role of the confining layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, pp. 1325~1327, 1986.
- [18] H. Temkin, G. J. Dolan, M. B. Panish and S. N. G. Chr, "Low-temperature photoluminescence from InGaAs/InP quantum wires and boxes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, pp. 413~415, 1987.
- [19] H. C. Hsieh, "Nonlinear optical waveguide directional coupler employing multiple quantum well structure", *J. Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 1696~1730, 1988.
- [20] 이원준, 광통신 부품 시장현황과 대응 방안, 전자신문 2001. 04. 10.
- [21] M. C. Wang, W. Lin, T. T. Shi, H. H. Liao, H. L. Chang, J. Y. Su, and Y. K. Tu, "Ultra-High temperature and Ultra-High Speed Operation of 1.3 μm AlGaInAs/InP Uncooled Laser Diodes," *Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1995. 8th Annual Meeting Conference Proceedings*, vol. 1, *IEEE*, Volume: 1, 30-31 Oct., pp. 280-281, 1995.
- [22] T. Asano, and T. Okumura, "1.3 μm high-power BH laser on p-InP substrate," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, no. 6, pp. 619-622, 1985.
- [23] Y. sakakibara, H. Higuchi, E. Oomura, Y. Nakajima, K. Goto, H. Namizaki, K. Ikeda, and W. Susaki, "High power 1.3 μm InGaAsP P-substrate buried crescent laser," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. LT-3, no. 5, pp. 978-984, 1985.
- [24] S. Oshiba, A. Matoba, M. Kawahara, and Y. Kawai, "High-power output over 200mW of 1.3 μm GaInAsP VIPS lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, no. 6, pp. 783-743, 1987.

- [25] S. Yamashida, A. Oka, T. Kawano, T. Tsuchiya, K. Saitoh, K. Uomi, and Y. Ono, "Low-threshold(3.2mA per element) 1.3 μ m InGaAsP MQW laser array on a p-type substrate," *IEEE Photonics Technol., Lett.*, vol. 4, no. 9, pp. 954-957, 1992.
- [26] H. Nishiguchi, T. Nishimura, I. Ishimura, Y. Nakajima, R. Hirano, and M. Aiga, "Low threshold 10-element laser array on the p-type substrate for high-speed optical interconnection," *Proc. ECOC'92*, vol. 1, pp. 109-111, 1992.
- [27] A. Oishi, A. Oka, T. Kawano, Y. Ono, K. Uomi, T. Tsuchiya, M. Komori, and A. Takai, "Low-threshold(1.8mA) and high-efficiency(0.39W/A) 1.3 μ m strained quantum well 10-element laser array for high-throughput optical interconnections," *Proc. ECOC'93*, vol. 1, pp. 21-23, 1993.
- [28] C. H. Henry, R. A. Logan, and F. R. Merrit, "The effect of intervalence band absorption on the thermal behavior of InGaAsP lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-19, no. 6, pp. 947-952, 1983.
- [29] H. C. Casey, Jr., "Temperature dependence of the threshold current density in InP-Ga_{0.28}In_{0.72}As_{0.6}P_{0.4}($\lambda=1.3\mu$ m) double heterostructure lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 56, pp. 1959-1964, 1984.
- [30] E. Yablonovitch, and E. O. Kane, "Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, no. 6, pp. 504-506, 1986.
- [31] H. Yasada, R. Iga, Y. Noguchi, and Y. Yoshikuni, "Pure effects of strain in strained-layer multiple-quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-29, no. 4, pp. 1098-1103, 1993.
- [32] M. F. Lu, J. S. Deng, C. Juang, M. J. Jou, and B. J. Lee, "Equivalent Circuit Model of Quantum-Well Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*,

- vol. QE-34, no. 8, pp. 1418-1422, 1995.
- [33] R. S. Tucker, "Large-signal circuit model for simulation of injection laser modulation dynamics," *IEEE Proc.*, vol. 128, pt I, pp. 180-184, 1981.
- [34] "Circuit model of double-heterojunction laser below threshold," *IEE Proc.*, vol. 128, pt. I, pp. 101-106, 1981.
- [35] I. Habermayer, "Nonlinear circuit model for semiconductor lasers," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 461-468, 1981.
- [36] J. Katz, S. Margalit, C. Harder, D. Wilt, and A. Yariv, "The intrinsic electrical equivalent circuit of a laser diode," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, no., pp. 4-7, 1981.
- [37] R. S. Tucker and D. J. Pope, "Microwave circuit models of semiconductor injection lasers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 289-294, 1983.
- [38] S. Iezekiel, C. M. Snowden, and M. J. Howes, "nonlinear circuit analysis of harmonic and intermodulation distortions in laser diodes under Microwave direct modulation," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 38, pp. 1906-1915, 1990.
- [39] W. I. Way, "Large signal nonlinear distortion prediction for a single model laser diode under microwave intensity modulation," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, pp. 305-315, 1987.
- [40] C. Harder, J. Katz, S. Margalit, J. Shacham, and A. Yariv, "Noise equivalent circuit of a semiconductor laser diode," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 4-7, 1982.
- [41] Chung-En Zah, Rajaram Bhat, Bhadresh N. Pathak, F. Favire, Wei Lin, M. C. Wang, N. C. Andreadakis, D. M. Hwang, M. A. Koza, Tien-Pei Lee, Zheng Wang, David Darby, Dale Flanders, and J. James Hsieh,

- "High-Performance Uncooled 1.3- μm $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$ Strained-Layer Quantum-Well Lasers for Subscriber Loop Applications," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-30, no. 2, pp. 511-523, 1982.
- [42] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, New York: Van Nostrand Reinhold, 1986.
- [43] A. R. Adams, "Band-structure engineering for low-threshold high efficiency semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 5, pp. 249-250, 1986.
- [44] E. Yablonovitch and E. O. Kane, "Band structure engineering of semiconductor lasers for optical communications," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 8, pp. 1292-1299, 1988.
- [45] C. E. Zah, R. Bhat, F. J. Favire, Jr., S. G. Menocal, N. C. Andreadakis, K. W. Cheung, D. M. Hwang, M. A. Koza, and T. P. Lee, "Low threshold 1.5 μm compressive-strained multiple- and single-quantum well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1440-1450, 1991.
- [46] C. E. Zah, R. Bhat, B. Pathak, C. Caneau, F. J. Favire, N. C. Andreadakis, D. M. Hwang, M. A. Koza, C. Y. Chen, and T. P. Lee, "Low threshold 1.5 μm tensile-strained single quantum well lasers," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1414-1415, 1991.
- [47] P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma, J. J. M. Binsma, and T. van Dongen, "High performance 1.5 μm wavelength InGaAs-InGaAsP strained quantum well lasers and amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. , pp. 1426-1439, 1991.
- [48] P. J. A. Thijs, J. J. M. Binsma, L. F. Tiemeijer, and T. van Dongen, "Submilliamp threshold current (0.62 mA at 0°C) and high output power (220mW) 1.5 μm sensile strained InGaAs single quantum well lasers," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 9, pp. 829~830, 1992.

- [49] P. J. A. Thijs, T. van Dongen, L. F. Tiemeijer, R. W. M. Slootweg, and J. J. M. Binsma, "High output power(380 mW) low threshold current (1.3mA), low linewidth enhancement factor(≤ 2) $\lambda=1.3\mu\text{m}$ strained quantum well lasers," in *Proc. 17th European Conf. Opt. Commun.* vol. 2, Paris, France, pp. 48-51, 1991.
- [50] T. Namegay, A. Kasukawa, N. Iwai, and T. Kikuta, "High temperature operation of $1.3\ \mu\text{m}$ GaInAsP/InP GRINSCH strained-layer quantum well lasers," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 4, pp. 392-393, 1993.
- [51] H. Temkin, D. Coblenz, R. A. Logan, J. P. van der Ziel, T. Tanbun-Ek, R. D. Yadavish, and A. M. Sergent, "High temperature characteristics of InGaAsP/InP laser structure," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 2402-2404, 1993.
- [52] S. Matsumoto, R. Iga, Y. Kadota, M. Yamaomoto, M. Fukuda, K. Kishi and Y. Itaya "Low resistance $1.55\ \mu\text{m}$ InGaAsP/InP semi-insulating buried heterostructure laser diodes using a multilayer contact structure" *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 11, pp. 882~883, 1995.
- [53] I. Mito, M. Kitamura, K. Kobayashi, S. Murata, M. Seki, Y. Odagiri, H. Nishimoto, M. Yamaguchi and K. Kobayashi, "InGaAsP-D-C-planar-buried-hetero-structure laser diode (DCPBH-LD) with effective current confinement," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-1, p. 195, 1983.
- [54] K. Bohm, P. Marten, K. Petermann, E. Weidel, and R. Uleich, *Electron. Lett.*, 17, p. 352, 1988.
- [55] D. Botez, "InGaAsP/InP double-heterostructure lasers : simple expression for wave confinement, beamwidth and threshold current over wide ranges in wavelength ($1.1\text{-}1.65\ \mu\text{m}$)," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, no. , pp. 178-186, 1981.

- [56] P. W. A. Mc Ilroy, A. Kurobe, and Y. Uenatsu, "Analysis and application of theoretical gain curves to the design of multi-quantum well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, no. 12, pp. 1958-1963, 1985.
- [57] A. Kurobe, H. Furuyama, S. Naritsuka, N. Sugiyama, Y. Kokubun, and M. Nakamura, "Effects of well number, cavity length, and facet reflectivity on the reduction of threshold current of GaAs/AlGaAs multiquantum well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 4, pp. 635-640, 1988.
- [58] T. Namegaya, N. Matsumoto, N. Yamanaka, N. Iwai, H. Nakayama, and A. Kasukawa, "Effects of Well Number in 1.3- μm GaInAsP/InP GRIN-SCH Strained-Layer Quantum-Well Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 578-584, 1994.
- [59] M. Asada, A. Kameyama, and Y. Suematsu, "Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 7, pp. 745-753, 1984.
- [60] Y. Zou, J. S. Osinski, P. Grodzinski, P. D. Dapkus, W. C. Rideout, W. F. Sharfin, J. Schlafer, and F. D. Crawford, "Experimental study of Auger recombination, gain, and temperature sensitivity of 1.5- μm compressively strained semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 6, pp. 1565-1575, 1993.
- [61] Shunji Seki, Hiromi Oohashi, Hideo Sugiura, Takuo Hirono, and Kiyoyuki Yokoyama, "Study on the Dominant Mechanisms for the Temperature Sensitivity of Threshold Current in 1.3- μm InP-Based Strained-Layer Quantum-Well Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 8, pp. 1478-1486, 1996.
- [62] D. A. Ackerman, P. A. Morton, G. E. Shtengel, M. S. Hybertsen, R. F. Kazarinov, T. Tanbun-Ek, and R. A. Logan, "Analysis of

- T_0 in 1.3- μm multi-quantum-well and bulk active lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 2613-2615, 1995.
- [63] E. C. Vail, R. F. Nabiev, and C. J. Chang-Hasnain, "Temperature dependence of light-current characteristics of 0.98 μm Al-free strained quantum well lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 1303-1305, 1994.
- [64] Ho Sung Cho, Kyung Hyun Park, Jung Kee Lee, Dong Hoon Jang, Jeong Soo Kim, Chul Soon Park, Ki Sung Park, Hong Man Kim, and Kwang Eui Pyun, "응력완화 1.3 μm GaInAsP/InP Uncooled-LD의 다중양자우물층과 SCH층 구조에 따른 동작 특성," *전자공학회논문지*, 제 33권, A편 제 7호, pp. 185-197, 1996.
- [65] L. D. Westbrook and A. W. Nelson, "Electron leakage in 1.5- μm InGaAsP separate confinement heterostructure lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 56, pp. 699-704.
- [66] R. F. Kazarinov and M. R. Pinto, "Carrier transport in laser heterostructure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 49-53, 1994.
- [67] Govind P. Agrawal, Niloy K. Dutta: *Semiconductor Lasers* 2nd Edition, (New York, 1993) Chap. 3, p. 128.
- [68] A. R. Adams, M. Asada, Y. Suematsu, and S. Arai, "The temperature dependence of the efficiency and threshold current of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lasers related to intervalence band absorption," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 19, pp. L621-L624, 1980.
- [69] M. Asada, A. R. Adams, K. E. Stubkjaer, Y. suematsu, Y. Itaya, and S. Arai, "The temperature dependence of the threshold current of GaInAsP/InP DH lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, 611-619, 1981.
- [70] MASAHIRO ASADA, ATSUSHI KAMEYAMA, AND YASUHARU SUEMATSU, FELLOW, IEEE, "Gain and

- Intervalence Band Absorption in Quantum-Well Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 7, pp. 745-753, 1984.
- [71] CHARLES H. HENRY, RALPH A. LOGAN, SENIOR MEMBER, IEEE, F. RALPH MERRITT, AND, J. P. LUONGO, "The Effect of Intervalence Band Absorption on the Thermal Behavior of InGaAsP Lasers," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 6, pp. 947-952, 1983.
- [72] Wayne W. Lui, Member, IEEE, Takayuki Yamanaka, Yuzo Yoshikuni, Shunji Seki, Member, IEEE, and Kiyoyuki Yokoyama, Member, IEEE, "A Suppression Mechanism of Auger Recombination Effects in Strained Quantum Wells Induced by Local Negative Curvature of the Energy Band Structure," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 392-398, 1994.
- [73] Z. -M. Li, Member, IEEE, and T Bradford, "A Comparative Study of Temperature Sensitivity of InGaAsP And AlGaAs MQW Lasers Using Numerical Simulations," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 10, pp. 1841-1847, 1995.
- [74] Wayne W. Lui, Member, IEEE, Takayuki Yamanaka, Yuzo Yoshikuni, Kiyoyuki Yokoyama, Member, IEEE, and Shunji Seki, Member, IEEE, "Suppression of Auger Recombination Effects in Compressively Strained Quantum-Well Lasers," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 6, pp. 1544-1552, 1993.
- [75] Mark Silver, Member, IEEE, E. P. O'Reilly, and A. R. Adams, Member, IEEE, "Dertermination of the Wavelength Dependence of Auger Recombination in Long-Wavelength Quantum-Well Semiconductor Lasers Using Hydrostatic Pressure," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 9, pp. 1557-1566, 1997.
- [76] M. Silver and E. P. O'Reilly, "Gain and radiative current density in InGaAsP/InGaAsP lasers with electrostatically confined electron states,"

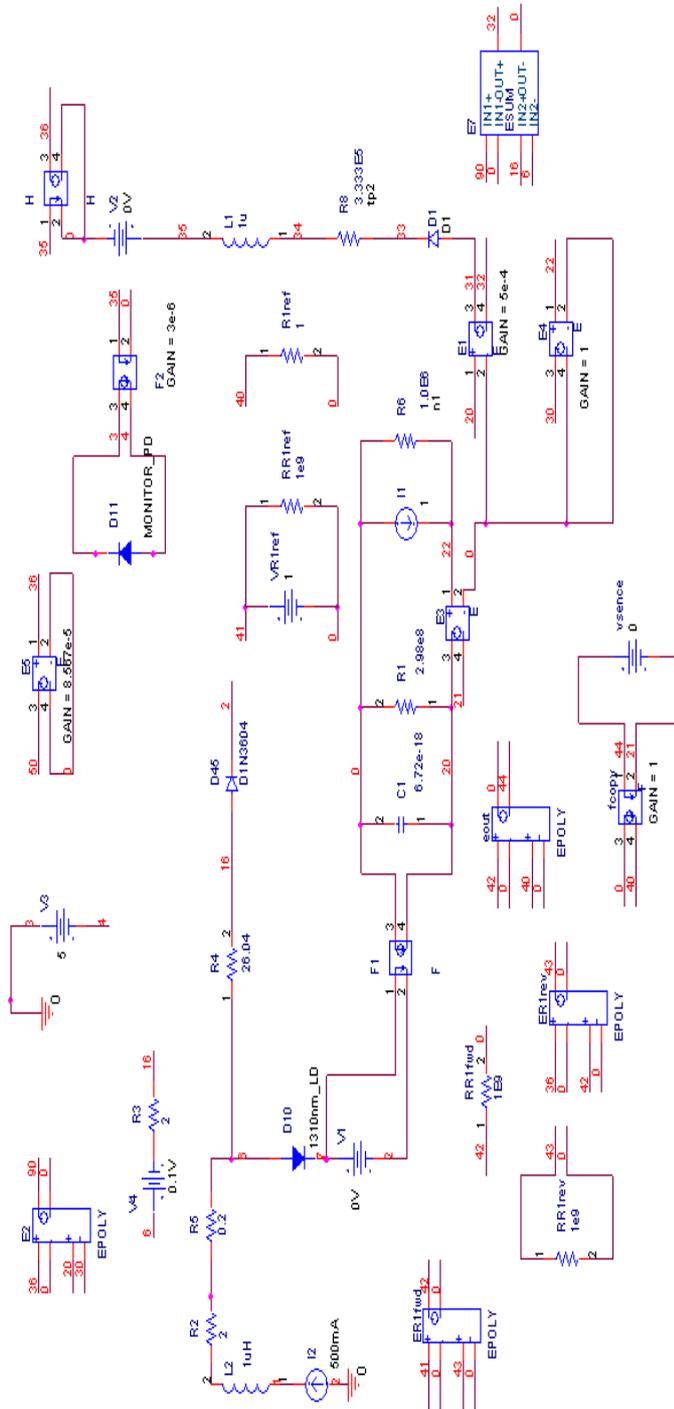
- IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 547-553, 1994.
- [77] G. Fuchs, C. Schiedel, A. Hangleiter, V. Häle, and F. Scholz, "Auger recombination in strained and unstrained InGaAs/InGaAsP multiple quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 396-398, 1993.
- [78] M. C. Wang, K. Kash, C. E. Zah, R. Bhat, and S. L. Chuang, "Measurement of non-radiative Auger and radiative recombination rates in strained-layer quantum well systems," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 166-168, 1993.
- [79] R. I. Taylor, R. A. Abram, M. G. Burt, and C. Smith, "Auger recombination in a quantum well heterostructure," *IEE Proc. J. Optoelectron.*, vol. 132, pp. 364-370, 1985.
- [80] A. R. Adams, "Band structure engineering for low-threshold high efficiency semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 249-250, 1986.
- [81] A. Haug, "Auger recombination in quantum well InGaAs," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 1415-1416, 1990.
- [82] A. Haug, "Phonon-assisted Auger recombination in quantum well semiconductors," *Appl. Phys. A*, vol. 51, pp. 354-356, 1990.
- [83] TSUKURU OHTOSHI, MEMBER, IEEE, KEN YAMAGUCHI, MEMBER, IEEE, AND NAOKI CHINONE, MEMBER, IEEE, "Analysis of Current Leakage in InGaAsP/InP Buried Heterostructure Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1369-1375, 1989.
- [84] S. Morin, B. Deveaud, F. Clerot, K. Fujiwara, and K. Mitsunaga, "Capture of photoexcited carriers in a single quantum well with different confinement structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 6, pp. 1669-1675, 1991.
- [85] P. W. M. Blom, "Carrier Capture in III-V Semiconductor

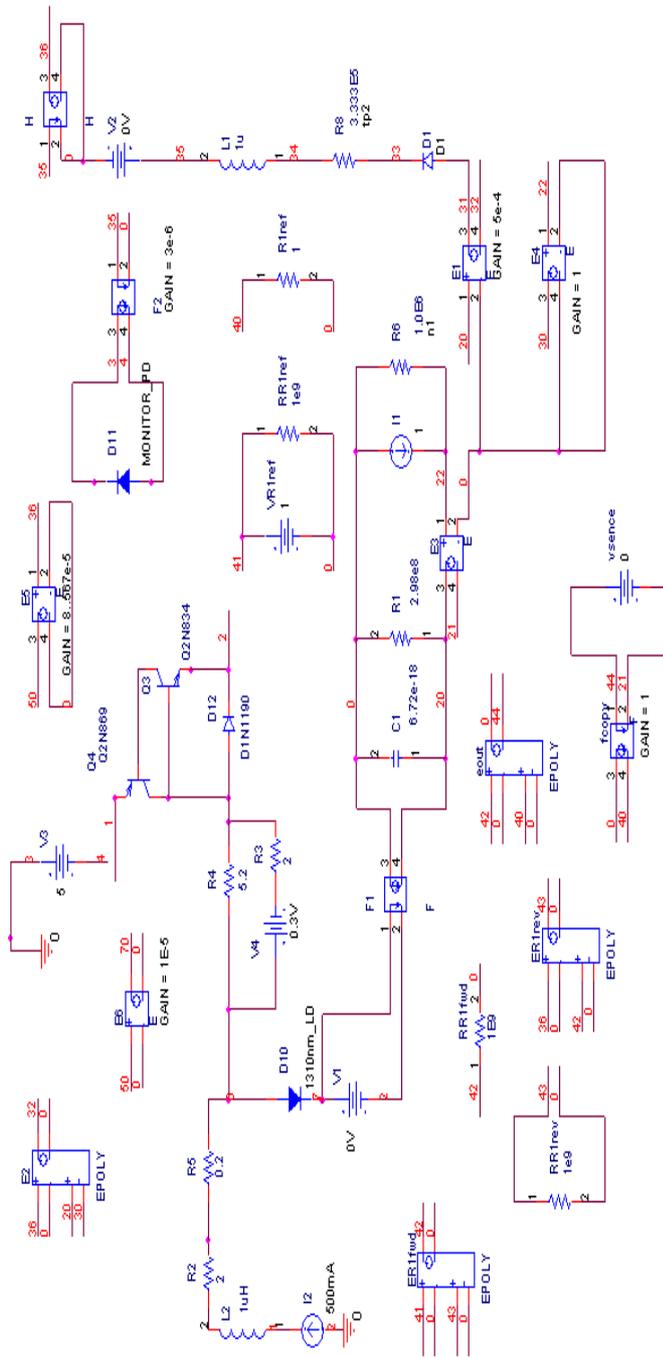
- Quantum Wells," Ph. D. dissertation, *Eindhoven University of Technology*, 1992.
- [86] John E. Bowers, "High Speed Semiconductor Lasers and Photodetectors," *CLEO/QELS*, 1995.
- [87] 김대욱, "반도체 레이저 다이오드의 등가회로 모델에 관한 연구", 1997.
- [88] 山田博仁, "A Spice Model for Laser diode," *電子情報通信學會誌*, vol. 85, no. 6, pp. 434-437, 2002.
- [89] 埋込み構造半導體レーザーのリーク電流低減化に関する研究 龜谷雅明, 1998年 2月, 東京工業大學院 理工學研究科 電子物理工學專攻 碩士科程.
- [90] MARTINUS P. J. G. VERSLEIJEN, P. I. KUINDERSMA, GIOK-DJAN D. KHOE, SENIOR MEMBER, IEEE, AND LAMBERTUS J. MEULEMAN, "Accurate Analysis of dc Electrical Characteristics of 1.3 μm DCPBH Laser Diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 6, pp. 925-935, 1987.
- [91] Ho Sung CHO, Dong Hoon JANG, Jung Kee LEE, Kyung Hyun PARK, Jeong Soo KIM, Seung Won LEE, Hong Man KIM and Hyung-Moo PARK, "High-Performance Strain-Compensate Multiple Quantum Well Planar Buried Heterostructure Laser Diodes with Low Leakage Current," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 35, no. 3, pp. 1751-1757, 1996.
- [92] Robert F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals*, Addison Wesley.
- [93] Giuseppe Massobrio, Paolo Antognetti. *Semiconductor Device Modeling with SPICE*, McGraw-Hill, Inc.
- [94] E. P. O'Reilly and M. Silver, "Temperature sensitivity and high temperature operation of long wavelength semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 3318-3320, 1993.

- [95] A. Haug and H. Burkhard, "Temperature dependence of threshold current of InGaAsP lasers with different compositions," *IEE Proc.*, vol. 134, Pt. J., no. 2, pp. 117-121, 1987.
- [96] A. Haug, "Theory of temperature dependence of the threshold current of an InGaAsP laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, pp. 716-718, 1985.
- [97] N. K. Dutta and R. J. Nelson, "Light saturation of InGaAsP-InP LED's," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, pp. 375-381, 1982.
- [98] N. K. Dutta, P. D. Wright, R. J. Nelson, R. B. Wilson and P. R. Besomi, "InGaAsP Laser with High To," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, pp. 375-381, 1982.
- [99] J. O'Gorman, A. F. J. Levi, T. Tanbun-Ek, D. L. Coblenz, and R. A. Logan, "Temperature dependence of long wavelength semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 1058-1060, 1992.
- [100] S. Yamakoshi, T. Sanada, O. Wada, I. Umebu, and T. Sakurai, "Observation of electron leakage in InGaAsP/InP double heterostructure," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40, pp. 144-146, 1982.
- [101] J. R. Schrieffer, "Effective carrier mobility in surface-space charge layers", *Phys. Rev.*, Vol. 97, No. 3, pp.641~646, Feb., 1955.
- [102] V. N. Lutskii "Quantum size effect-present state and perspectives of experimental investigations." *Phys Satate Solidi(a)*, Vol. 1, pp.199~200, 1970.
- [103] M. I. Elinson, V. A. Volkov, V. N. Lutskii and T.N. Pinsker, : Quantum size effect and terspectives of its practical application," *Thin Solid Films*, Vol. 12, pp.383~379, 1972.
- [104] 조호성, "수직형 LPE 장치에 의한 InGaAsP/InP MQW -LD제작에 관한 연구", *한국해양대학교 대학원 논문집*, 제 16권 1994.
- [105] 조호성, "수직형LPE장치에 의한 InGaAsP/InP MQW-LD제작에 관

- 한 연구,” 한국해양대학교 대학원 박사학위논문, p169, 1994.
- [106] 조호성, 박경현, 이중기, 장동훈, 김정수, 박기성, 박철순, 김홍만, 편광의 “응력완화 1.3 μ m GaInAsP/InP Uncooled-LD의 다중양자우물층과 SCH층 구조에 따른 동작특성,” 대한전자공학회지, 제33권 A편 제7호, pp. 185-197, 1996.
- [107] 김운섭, 황상구, 김정호, 김동욱, 홍창희, “InGaAsP/InP계 SCH-MQW-PBH 레이저 다이오드의 특성해석을 위한 소자 Simulation에 관한 연구,” 대한전자공학회 한국통신학회 부산·경남 지부 추계 학술발표회 논문집, 제 8 권, 제 2 호, pp. 43-48, 1999.
- [108] 황상구, 오수환, 김정호, 김운섭, 김동욱, 홍창희, “Meltback을 이용한 mesh shape의 형성과 평면 매립형 반도체 레이저의 제작,” *Hankook Kwanghak Hoeji*, vol. 10, no. 6, pp. 518-522, 1999.
- [109] M. Yamada and H. Isliguro, “Gain calculation of undoped GaAs injection laser taking account of electric intra-band relaxation,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 20, pp. 1279~1288, 1981.
- [110] Y. Horikoshi and Y. Furukawa, “Temperature sensitive threshold current of InGaAsP-InP double hetrostructure lasers,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 809~815, 1979.
- [111] M. Yano, H. Nishi and M. Takusagawa, “Influence of interfacial recombination on oscillation characteristics of InGaAsP/InP DH lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, pp. 661~667, 1980.
- [112] M. B. Panish, I. Hayashi and Sumski, “Double-heterostructure injection laser with room-temperature threshold as low as 2300A/cm²,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 16, pp. 326~327, 1970.
- [113] I. Hayashi, M. B. Panish and F. K. Reinhert, “GaAs-Al_xGa_{1-x}As

- double heterostructure injection lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 42, pp. 1929~1941, 1971.
- [114] M. Ueno, I. Sakuma, T. Furuse, Y. Matsumoto, H. Kawemo, Y. Ide and S. Matsumoto, "Transverse mode stabilized InGaAsP/InP($\lambda=1.3\mu\text{m}$) plane-convex waveguide lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 1930~1940, 1981.
- [115] Y. Itaya, S. Arai, K. Kishino, M. Asada and Y. Suematsu, "1.6 μm wavelength GaInAsP/InP laser prepared by two-phase solution technique," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 635~640, 1981.
- [116] H. C. Casey, Jr., "Temperature dependence of threshold current density in InP-Ga_{0.28}In_{0.72}As_{0.6}P_{0.4}($\lambda=1.3\mu\text{m}$) double heterostructure laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 57, pp. 1959~1964, 1984.
- [117] Y. Sasai, N. Hase, M. Ogura and T. Kajiwarw, "Fabrication and lasing characteristics of 1.3 μm InGaAsP multiple quantum-well lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 59(1), pp. 28~31, 1986.
- [118] J. M. Senior, *Optical Fiber Communications*, Prentice Hall, 1992.
- [119] Y. Suematsu, A. R. Adams, "Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits," CHAPMAN & Hall, p. 34, 1994.
- [120] K. Stubkjaer, Y. Suematsu, M. Asada, S. Arai and A. R. Adams, "Measurements of refractive-index variation with free carrier density and temperature free 1.6 μm GaInAsP/InP lasers," *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 895~896, 1980.





부록 2. PBH-LD의 전기적 등가회로의 PSPICE netlist.

```
.SUBCKT SCHEMATIC1 1 2 3 4 50
E4      (30,0) (22,0) 1
R_RR1ref 41 0 1e9
F1      0 20 V1 1
R_R1ref  40 0 1
vsence  44 21 0
E1      (31,32) (20,0) 5e-3
V2      35 0 0V
C_C1    20 0 1.442e-17
ER1rev  43 0 POLY(2) (36,0) (42,0) 0 0 0 0 2.884E-10 0 0
-1.73E-14
Q_Q4    61 N42133 1 Q2N995
D_D1    31 33 D1
eout    0 44 POLY(2) 42 0 40 0 0 0 0 0 1
R_R2    22 0 n0 1.0e6
ER1fwd  42 0 POLY(2) (41,0) (43,0) 0 1E9 -1E9
F_F2    3 4 V2 3e-6
E2      32 0 POLY(2) (36,0) (20,30) 0 0 0 0 2 0 0 -1.2E-4
R_R4    61 N48649 100
D_D2    6 7 1310nm_LD
E_E5    (50,0) (36,0) 2.1e-5
RR1fwd  42 0 1E9
R_R5    1 6 0.2
L_L1    34 35 1u
```

```
H          36 0 V2 1
R_RR1rev  43 0 1e9
D_D6      61 2 D1N1190
V1        7 2 0V
R_R1      20 0 1.387e8
D_D3      4 3 monitor_PD
R_R3      33 34 tp 3.333e5
V_VR1ref  41 0 1
I1        0 22 1
fcopy     0 40 vsence 1
Q_Q3      N42133 N48649 2 Q2N696
E3        (20,21) (22,0) 1
R_R6      1 61 24.29
.ENDS
```