

工學碩士 學位論文

경사진 도파로를 가지는 고휘도 레이저
다이오드 설계 및 제작

Design and Fabrication of Superluminescent Laser Diode
with Tilted Waveguide

指導教授 朴 東 國

2004 年 2月

韓國海洋大學校 大學院

電子通信工學科

金 東 源

Abstract

제 1 장 서론	1
1.1 연구 배경 및 목적	1
제 2 장 SLD의 개요	4
2.1 SLD의 동작특성	4
2.2 SLD의 제작시 고려사항	6
제 3 장 실험 반사도 해석	14
3.1 SLD의 구조	14
3.2 SLD의 모드 해석	15
3.3 윈도우 구조에 의한 실험 반사도	26
3.4 측방향 경사각에 따른 실험 반사도	30
3.5 결과 및 고찰	34
제 4 장 SLD의 제작 및 전기·광학적 특성	36
4.1 SLD의 제작	37
4.2 제작된 SLD의 특성 측정	43
제 5 장 결론	47
참고문헌	49

Abstract

SLDs(Superluminescent Laser Diodes) are known as proper optical sources for the optical measurements, since their properties are intermediate between those of the LEDs and LDs. And it is expected that the demands of SLD will be increased with the progress of optical industries.

In this research, we proposed a novel SLD with a window region without AR coating(Anti-Reflection coating). Also the active region consists of straight and tilted waveguide. The straight waveguide is introduced to have high power, and the window region and tilted waveguide were introduced to suppress lasing oscillation. The most important thing is that the facet reflectivity of SLD has to be lowered than 10^{-4} for a stable operation without lasing oscillation.

The reflectivity of window region and laterally tilted angle was calculated with the gaussian beam approximation and mode analysis. Based on the theoretical analysis, we designed and fabricated the SLD with $50\mu\text{m}$ window region and 7° tilted stripe. And then we measured the optical characteristics of SLD. The fabricated SLD has 3mW output power under continuous wave driving and 0.8dB spectrum ripple at room temperature.

From the results, we confirm that the proposed SLD is possible to apply for the semiconductor optical amplifier in integrated device with arrayed DFB-LD, and the light source of fiber-optic gyroscope and optical coherence tomography system.

제 1 장 서 론

1.1 연구 배경 및 목적

산업의 발전은 한 세기를 보내면서 눈부신 발전을 거듭해 왔다. 고도의 첨단기술로 공장 자동화 장비들이 변화되어 왔고, 21세기에 공장 자동화 관련 기술 개발의 최첨단화는 더욱더 그 중요성과 필요성을 요구하는 분야가 되고 있다. 그러기에 그 분야의 핵심이라고 할 수 있는 장치들의 변화 모습을 들여다보면 장비의 소형화, 고정밀도, 고신뢰성, 기능의 다양화등 첨단화 추진이 가속화되어 왔다. 이러한 첨단장비 실현이 가능하도록 중추적인 역할을 해 온 것이 센서의 기술 발전이었으며, 센서의 기술개발 없이는 더 이상 공장 자동화와 같은 고도성장은 불가능하다고 해도 과언이 아니다. 그러므로 경박 단소화 되어 가는 공장 자동화 산업현장에서 광센서의 중요도는 더욱 높아지고 있다.

고휘도 다이오드(SLD : Superluminescent Laser Diode)는 발광 다이오드(LED : Light Emitting Diode)와 레이저 다이오드(LD : Laser Diode)의 중간적인 특성을 지닌 광원으로서, 오늘날 광학 응용, 특히 광학적 센싱에 적합한 광원으로 부각되고 있는 소자이다[1]. 이 소자는 LD의 장점인 작은 크기, 저전력 소비, 고효율, 고휘도, 광섬유와의 높은 결합 효율 등의 특성을 가지면서도, 측정소자로서 LD의 가간섭성으로 인한 고잡음 특성을 개선 할 수 있는 넓은 파장 대역폭과 짧은 가간섭성을 가지는 LED의 특성을 함께 가지고 있다.

이러한 특성을 가진 SLD가 주로 응용되는 분야는 크게 4분야로 나눌 수 있다. 첫째는 자동차·선박·항공기에서 항법장치로 이용되는 광섬유 자이로스코프(FOG : Fiber-Optic Gyroscopes)분야와, 둘째는 생·의학에서 생체조직내의 미세구조의 단면을 고해상도로 관찰하는 진단영상 기술인 광 단층촬영 (OCT : Optical Coherence Tomography)분야, 셋째 최

근 5-6년 전부터 중요성이 인식되어 온 파장 분할 다중화 (WDM: Wavelength-Division Multiplexing) 또는 고밀도 파장 분할 다중화 (DWDM: Dense Wavelength Division Multiplexing)시스템에서 광원으로 활용되고 있고, 마지막으로 현재 많이 연구되고 있는 고출력 동작을 위한 monolithic 집적된 반도체 광증폭기(SOA : Semiconductor Optical Amplifier)의 기능으로도 응용되고 있다[2]-[4].

이밖에도 각종 광 센서용 광원으로 널리 이용되고 있으며, 이와 같은 응용분야에 이용할 경우 기존의 제품보다 부피가 작고, 저가의 효과를 기대할 수 있을 것이다.

이러한 광센서용 반도체 레이저의 넓은 스펙트럼 폭과 낮은 코히어런스 길이, 고출력이 되도록 제작하기 위한 가장 핵심적인 문제는 레이징의 억제를 위해 낮은 단면 반사율(10^{-4} 이하)을 얻는 것이 무엇보다 중요하다. 레이징을 억제하기 위한 방법으로는 ① 경사진 도파로 구조, ② 무반사코팅(AR coating : Anti-reflection coating), ③ 윈도우 영역, ④ 펌핑되지 않는 흡수영역, ⑤ 굽은 도파로를 가지는 흡수영역 등의 많은 방법들이 이용되고 있다[5]-[8].

일반적으로 레이징을 억제하기 위해서 무반사 코팅과 경사진 도파로구조, 윈도우영역을 삽입하는 방법들이 많이 사용된다. 특히 무반사 코팅 방법은 단일 무반코팅과 다층 무반사 코팅 방법이 있으며, 다층 무반사 코팅이 반사율을 줄이기 위해 좀더 효과적인 방법으로 알려져 있다[9]. 다층 무반사 코팅 방법에서 낮은 반사율을 얻는 핵심은 실제 제작에서 원하는 두께와 원하는 굴절률이 정확히 맞아야 한다는 것이다. 이중 특히 굴절률은 압력과 증착속도 등과 같은 외부 환경에 크게 변화한다. 따라서, 증착시 공정상의 노력을 기울여야 하는 어려움이 있다. 이 때문에 최근에는 무반사 코팅과 여러 가지 구조들을 조합하여 반사율을 저감시키고 있다.

본 논문에서는 모드 해석을 통하여 구한 필드분포를 가우시안 빔에

의한 근사로 하여 빔의 spot size를 구하였으며, 이를 이용하여 윈도우 구조에 의한 실효 반사도를 윈도우영역의 길이의 함수로 구하였다. 그리고 경사진 도파로 구조의 활성층의 폭에 따른 실효반사도를 해석하였으며, $1.5\mu\text{m}$ 의 폭에 대하여 7° 정도가 적당한 경사각임을 확인하였다. 이를 바탕으로 무반사 코팅방법을 사용하지 않고 레이징을 억제하기 위하여 윈도우 영역과 경사진 도파로 구조를 가지는 SLD 구조를 제안하여 제작하였다.

제작된 소자의 전체의 길이는 $550\mu\text{m}$ 이며, 활성층과 윈도우 영역의 길이는 각각 $500\mu\text{m}$ 와 $50\mu\text{m}$ 이다. 활성층은 고출력을 위한 $300\mu\text{m}$ 의 직선 도파로와 레이징을 억제하기 위한 $200\mu\text{m}$ 의 경사진 도파로를 사용하였다.

이렇게 제작된 SLD의 스펙트럼과 I-L특성측정을 하였으며, 측정 결과를 통해 제작된 SLD가 레이징이 일어나지 않으면서 고출력의 광원임을 확인하였다. 본 논문의 구성은 다음과 같다.

제 2 장에서는 SLD의 일반적인 특성과 제작시 고려사항 등을 검토하였으며, 제 3 장에서는 SLD의 실효 반사도에 관하여 기술하였다. SLD에서 가장 중요한 것은 레이징을 억제하는 것이고, 이를 위해 단면의 반사도를 낮추기 위하여 후면에 윈도우 영역을 만들고, 활성영역과 윈도우 영역 사이의 계면에서 충분히 낮은 반사도를 얻기 위한 측방향 경사각을 가진 구조에 대한 실효 반사도를 구하였다. 그리고, 제 4 장에서는 3장의 이론해석을 바탕으로 설계된 SLD의 제작 및 특성 평가에 대해 기술하였고, 마지막 장에서는 본 연구를 통해 얻어진 결과를 요약한다.

제 2 장 SLD 개요

2.1 SLD의 동작특성

SLD를 LED와 비교하면, 스펙트럼 영역은 SLD가 LED에 비하여 좁으며, 광출력은 SLD가 높다. 그러나, LD와 비교하면 오히려 SLD가 스펙트럼영역이 넓고 출력은 작지만 보다 낮은 가간섭성과 낮은 편광성을 가진다. SLD와 LD의 가장 큰 차이점은 LD는 반사경을 이용한 공진을 하지만 SLD는 레이징을 억제시켜줌으로써 공진모드가 없고, 따라서 출력이 낮으며, 가간섭 길이가 짧은 광빔을 제공한다[10].

그림 2-1은 SLD와 LD, LED의 일반적인 파장특성을 나타낸 것이다. 그림 2-1의 (a)는 LED의 스펙트럼 특성으로 스펙트럼 폭이 넓고, (b)는 LD의 파장특성을 나타낸 것으로 공진에 의한 모드현상을 볼 수 있다. 그리고 그림 2-1의 (c)와 (d)는 각각 무반사 코팅한 SLD와 이상적인 SLD의 스펙트럼 특성을 보여주고 있다.

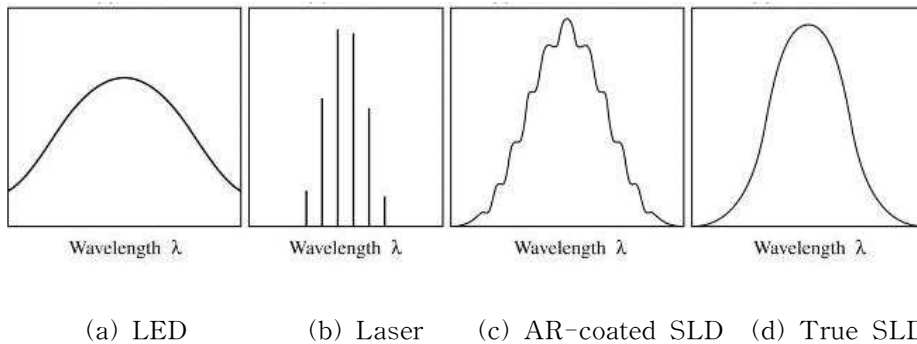


그림 2-1 LED, LD, SLD의 파장특성

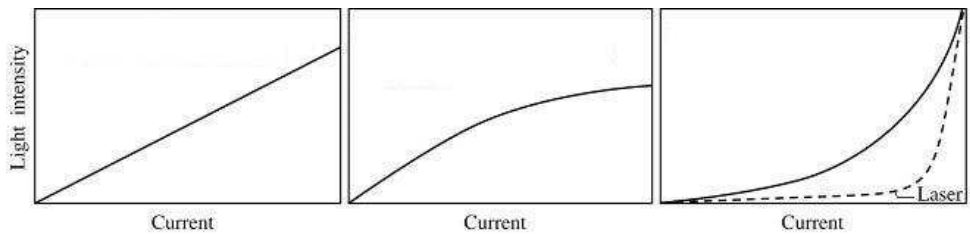
일반적으로, 굴절률이 다른 경계면을 빛이 통과할 때 발생하는 Fresnel 후방 반사파나, 광이 매질 속을 진행할 때 생기는 Rayleigh 후방 산란 또는 편광 cross-coupling과 같은 여러 요소들은 기생파동을 발생시켜서

간섭대비를 떨어뜨리게 되는데, SLD의 경우 그 낮은 가간섭성으로 인해 이러한 여러 요소들에 민감하지 않기 때문에 고감도 센싱을 위해 보다 적합한 소자가 될 수 있다[1].

이에 비해서, LD를 광섬유 자이로스코프와 같은 광센서의 광원으로 쓰는 경우, LD의 그 긴 가간섭 길이(coherent length)는 고감도 센싱에 있어서의 장애로 작용하여 모드 잡음이나 케환 잡음, kink 현상 같은 문제들로부터 벗어날 수 없다.

또한 LED의 경우 짧은 가간섭 길이를 갖긴 하지만, 광섬유 자이로스코프와 같이 높은 출력 파워 및 결합 효율을 필요로 하는 응용에 있어서는 부적합한 소자이다. 경우에 따라서 넓은 스펙트럼은 중계기 간격을 제한하는 광섬유의 재료 분산을 야기할 수도 있다. 이 때문에 SLD는 통신 시스템에서 LED를 대체함으로써 고출력으로 LAN에서의 노드 수를 증가시키고 수신기 성능에 관한 제약을 줄여줄 수 있을 것이다.

그림 2-2는 Edge-emitting LED와 Surface-emitting LED, SLD, LD의 I-L 특성을 나타낸 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 LED는 이득특성을 나타내고 있지 않지만, SLD와 LD는 이득특성을 나타내고 있다는 것을 알 수 있다.



(a) Edge-emitting LED (b) Surface-emitting LED (c) Superluminescent LED

그림 2-2 LED와 SLD의 I-L 특성

한편, SLD는 광대역특성을 가짐으로써 Rayleigh 후방산란 잡음, 편광 잡음, 광섬유 시스템에서 비선형 커효과 때문에 생기는 잡음 등에 대해

서 민감하지 않아서 고감도 광섬유 자이로 스코프의 광원으로서의 요건을 충족시키고 있다.

이와 같이, SLD는 LD 만큼의 높은 결합 효율을 갖는 동시에 낮은 가간섭성을 제공함으로써 레이저 잡음의 영향을 받지 않아 광학적 검출을 위한 응용 및 통신시스템에서 최적의 광원으로 기대되고 있다.

2.2 SLD의 제작시 고려사항

SLD 제작의 관건은 파이버와의 결합시 높은 결합 효율을 얻을 수 있게 하는 것과 레이저 공진이 최대한 억제될 수 있도록 하는데 있다. 이 두 가지 목적을 이룰 수 있도록 소자를 최적화함에 있어 여러 가지 방법들이 연구되고 시도되어 왔다. 따라서, 본 절에서는 LD와 구조적으로 비슷하면서 레이징 억제와 광섬유와의 결합 효율을 높일 수 있는 방법들에 대해 간략히 기술하고자 한다.

(1) 높은 결합 효율 및 신뢰성

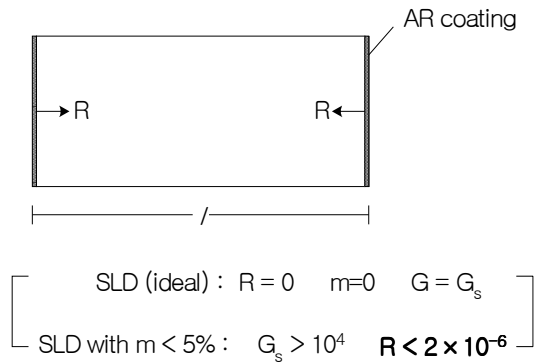
먼저 결합 효율 측면에서 볼 때, SLD의 기본 구조로는 이중접합 구조에 의해 횡 방향 및 축 방향으로 굴절률 차를 크게 발생시킴으로써 광을 강하게 구속시키는 구조(strongly index-guided structure)가 주로 채택되어 왔다[11]-[12]. 이 구조는 굴절률이 보다 낮은 인접층들에 의해 활성층이 둘러싸여 있어 매립된 이중접합 구조(BH : Buried-Heterostructure)라고도 불리며, gain-guided 구조나 weakly index-guided 구조보다 제작의 난이도는 더 높지만, 광 및 캐리어 가둠 효과가 크고 보다 높은 자연 방출 계수를 갖는다는 장점이 있다. 따라서 최적화된 BH 구조는 낮은 임계 전류를 제공하게 되며, 뿐만 아니라 높은 출력까지 안정된 기본 횡 모드 동작 및 양호한 고속 변조 특성을 갖기 때문에 고출력 SLD와 같은 고성능의 응용에 있어 가장 적합한 구조라 할 수 있다[13].

(2) 반사도 제어를 위한 방법들

SLD의 기본 구조는 LD의 양단면에 무반사 코팅을 한 것과 유사하다. 따라서 LD와 동일한 구조로 인하여 고출력의 SLD를 만드는 경우, 소자 내 높은 광 이득으로 인한 잔류반사에 의하여 LD에 가까운 특성을 나타내게 된다.

이상적으로는 출사면의 반사율이 0이 되면, 출사단면에서 피드백(feedback)이 없이 자연 방출광이 증폭되지만, 아직까지 완전한 무반사 코팅 기술의 구현이 불가능하기 때문에 고출력에서 잔류반사도에 의한 피드백을 방지할 수는 없으며, 이로 인하여 출력이 변조되어 나타나게 된다.

따라서, 고성능 SLD를 제작하는 데 있어 잔류반사도의 제어가 핵심적인 문제가 되며, 이를 통한 발진 현상의 억제는 SLD의 성능에 아주 중요한 변수이다. 특히 이득이 높을수록 출사면에서의 반사율을 얼마나 줄일 수 있느냐 하는 것이 중요한 관건이 된다. 이상적인 반사율 제어를 할 수는 없다 하더라도 출사면에서의 잔류반사율에 의한 발진 현상은 무시할 수 있는 수준의 소자가 제작되어야 하며, 이를 위해 무반사 코팅 이외에도 반사도를 줄이기 위하여 다양한 방법들이 시도되어 왔다. 그림 2-3은 SLD의 반사율조건을 나타낸 것이다.



R : 반사계수, m : 변조지수, G_s : single pass 이득

그림 2-3 SLD의 반사율 조건

동일한 단면 전력 반사계수 R 을 갖는 SLD의 이득은 다음과 같다[14].

$$G = \frac{(1-R)^2 G_s}{1+R^2 G_s^2 - 2RG_s \cos 2\beta l} \quad (2-1)$$

여기서 β 는 전파상수[m^{-1}], l 은 공진기 길이[m]를 나타낸다.

반사계수 R 이 0이 아니라면, 이득은 $2\beta l$ 값이 π 의 우수 및 기수 배와 같을 때 최대 및 최소가 되며, 이 때 변조지수 m 은 다음과 같이 주어진다.

$$m = \frac{G_{\max} - G_{\min}}{G_{\max} + G_{\min}} = \frac{2RG_s}{1+R^2 G_s^2} \quad (2-2)$$

이상적인 SLD의 변조 지수 $m = 0$ 이며, 이는 반사계수 R 을 0이 되게 함으로써 얻어질 수 있다. 이 때 순 이득 G 는 single pass 이득 G_s , 출력과워는 $P_s G_s$ 이며, P_s 는 펌핑 전류 레벨에서 자연 방출의 도파 성분이 다. 전형적인 레이저의 경우, P_s 는 $0.5\mu W$ 정도이며, 따라서 레이저에 견줄 만한 output power를 내는 SLD의 경우 G_s 는 10^4 정도가 된다. 포화 상태 아래에서의 G_s 는 (2-3)식과 같다[15], [16].

$$G_s = \exp\left[\Gamma\left(g_0 n_i \frac{J}{d} - a\right) l\right] = \exp\left[\frac{\Gamma K I}{d} - \Gamma a l\right] \quad (2-3)$$

g_0 : 이득계수

J : 주입전류밀도[A/cm^2], d : 활성층 두께[cm],

Γ : 가둠 계수, l : active length[cm],

n_i : 내부양자효율(~ 1),

a : 감쇠상수

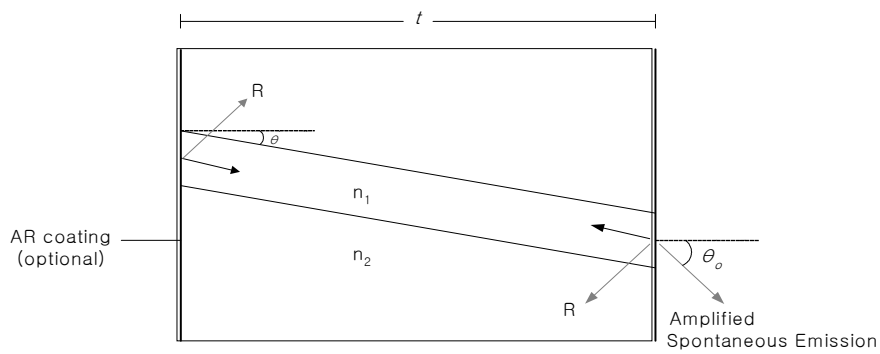
$K = g_0 n_i / S$, S : 유효 스트라이프 폭[cm], I : 전류[A]

$R \approx 0.1 \sim 0.3$ 인 전형적인 레이저의 경우, G_s 값은 임계에서 약 $3.3 \sim$

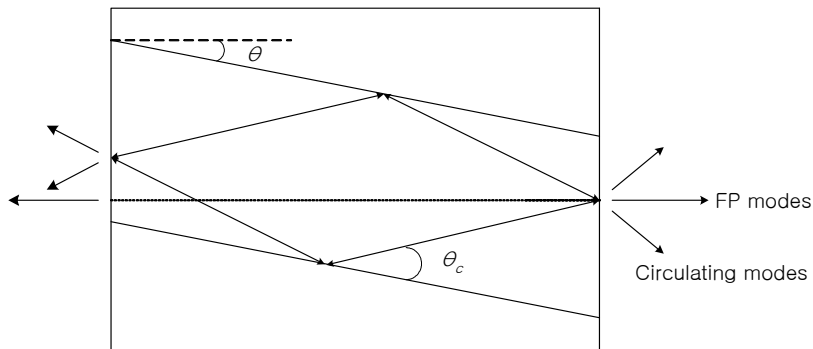
10이다.

SLD 설계에 있어 중요한 문제는 충분히 낮은 변조도를 유지할 수 있도록 반사율을 충분히 낮게 유지하는 것이다. 5% 이하의 변조도를 갖는 고출력 SLD를 제작하려면, 식 (2-2)로부터 반사도 R 이 2.5×10^{-6} 보다 작아야 한다는 것을 알 수 있다. 이렇게 낮은 반사도를 유지하기 위한 무반사 코팅이 적용된 경사진 도파로 구조를 그림 2-4(a)에 나타내었다[17].

(i) 경사진 도파로 구조에 의한 단면반사도의 제어



(a) inclined active stripe



(b) Fabry-Perot modes의 모드 트래핑 효과

그림 2-4 경사진 도파로 구조를 가지는 SLD의 단면도

단면에 대해 각 θ 만큼 활성층의 스트라이프를 기울임으로써 좁은 스트라이프를 갖는 다이오드의 활성 영역으로 결합되는 피반사 파워를 매우 낮은 값으로 줄일 수 있다. 증폭되는 자연방출광의 방출 각도는 스넬의 법칙에 의해 정해진다. 최상의 성능을 위해 각 θ 는 측벽에서의 내부전반사로 부터 모드 트랩핑을 피하고 나란한 단면을 갖는 Fabry-Perot 공진을 막을 수 있을 만큼 충분히 커야 하는 동시에, 출력의 결합을 위해 단면에서의 임계각보다는 훨씬 작아야 한다. 임계각은 식 (2-4)와 같다[18].

$$\theta_c = \sin^{-1} \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} \quad (2-4)$$

(ii) 윈도우 영역에 의한 단면반사도의 제어

그림 2-5에 이러한 윈도우 영역을 도입한 SLD의 구조를 나타내었다. 이 구조에서는 활성영역과 출사면 사이에 도파로가 형성되어 있지 않으므로 출사 면까지 광 모드의 크기가 커지게 되어 반사율이 감소하게 된다.

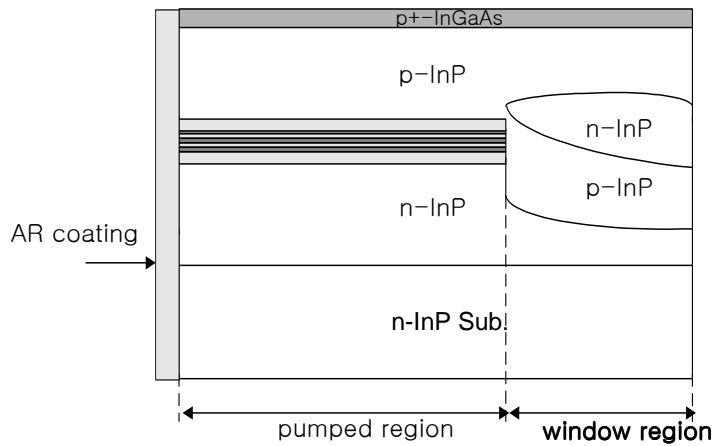


그림 2-5 윈도우 영역을 도입한 SLD 구조

그러나 윈도우 영역의 길이를 길게 하여 우려하는 만큼의 반사율을 낮출 수는 있으나, 이를 위해선 윈도우 영역의 두께를 충분히 두껍게 해야 하며 장시간 결정성장을 해야 하는 문제점과 광섬유간의 거리차로 인한 결합 효율이 떨어지는 단점이 있다.

(iii) 펌핑되지 않는 흡수영역에 의한 단면반사도의 제어

그림 2-6은 펌핑되지 않는 흡수영역을 갖는 SLD의 구조를 나타낸 것이다. 이 구조는 전기적으로 소자 뒷 부분을 활성 영역으로부터 격리시킴으로써 활성층 내 광 흡수체로 작용하게 되는 영역을 제공하고, 최종 벽개면에 무반사 코팅을 함으로써 반사도를 줄인 구조이다[10].

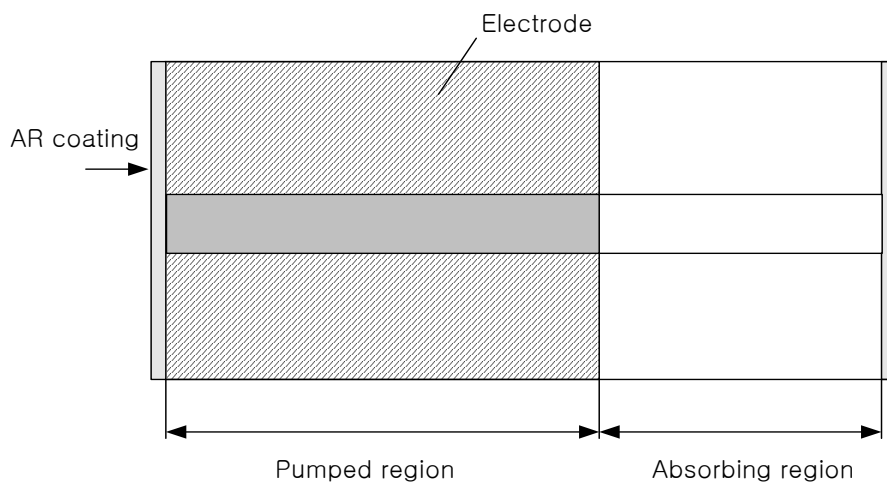


그림 2-6 펌핑되지 않는 흡수영역을 갖는 SLD단면도

(iv) buried bent absorbing region에 의한 단면반사도 제어

그림 2-7은 LPE로 제작된 것으로 1.3 μm 파장 영역에서 동작하는 고출

력 SLD의 단면도이다. 발진 억제 측면에서 다른 SLD들과 구분되는 특별한 점은 굽은 도파로 구조를 채택하고 있다는 것이다.

앞서 보아왔듯이 흡수영역은 활성 이득 영역의 종단에서 퍼져 나오는 복사를 흡수해서 레이저 공진을 억제하는 역할을 하는데, 그림 2-6과 같은 직선 도파로 흡수영역을 갖는 SLD의 경우, 흡수 영역 내에서 광여기된 캐리어들로 인해 흡수계수가 감소해서 복사가 증가함에 따라 레이저 공진이 쉽게 발생할 수 있다.

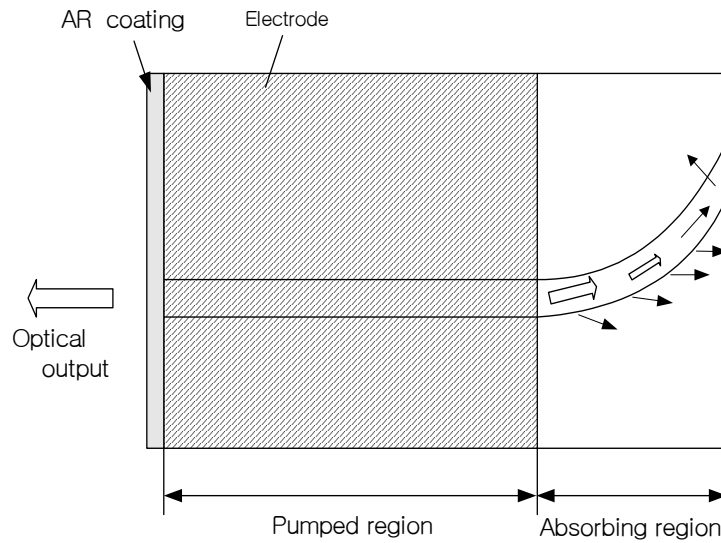


그림 2-7 buried bent absorbing guide structure의 단면도

이에 비해, 그림 2-7에서 주어진 소자의 경우는 흡수 영역이 직선도파로 구조가 아닌 굽은 도파로 구조로서 전반사 임계각보다 더 큰 각도로 벽개면과 교차하고 있기 때문에, 끝 단면으로 전파된 광은 흡수 영역이 상당히 여기된 상태에서도 재결합하지 않는다. 이것은 짧은 흡수 영역으로도 레이저 공진의 효과적인 억제가 가능토록 한다[19].

SLD 소자 제작시, 구조 설계의 관점은 앞서 소개된 방법들을 통하여

단면반사도를 충분히 감소시켜 발진을 억제하는 것 외에도 광섬유에 대한 결합 효율 등과 같은 다른 성능 요소들도 함께 고려돼야 하며, 그 외에도 소자 제작의 난이도 및 응용에 있어서의 신뢰성도 확보될 수 있어야 한다.

한 가지 방법만으로는 우리가 원하는 반사율을 얻기가 어렵고 제작된 SLD가 고출력으로 동작할 경우 발진할 가능성이 많으므로 실제 소자 제작에 있어서는 앞서 소개된 방법이 혼용되는 경우가 많다.

이러한 상황에서, 보다 나은 SLD 소자 제작을 위해 상기 방법들의 적용 외에도, 문제를 해결할 수 있는 새롭고 보다 나은 구조에 대한 연구와 완벽한 무반사 코팅을 구현하려는 노력이 계속되고 있다.

제 3 장 실효 반사도 해석

3.1 SLD의 구조

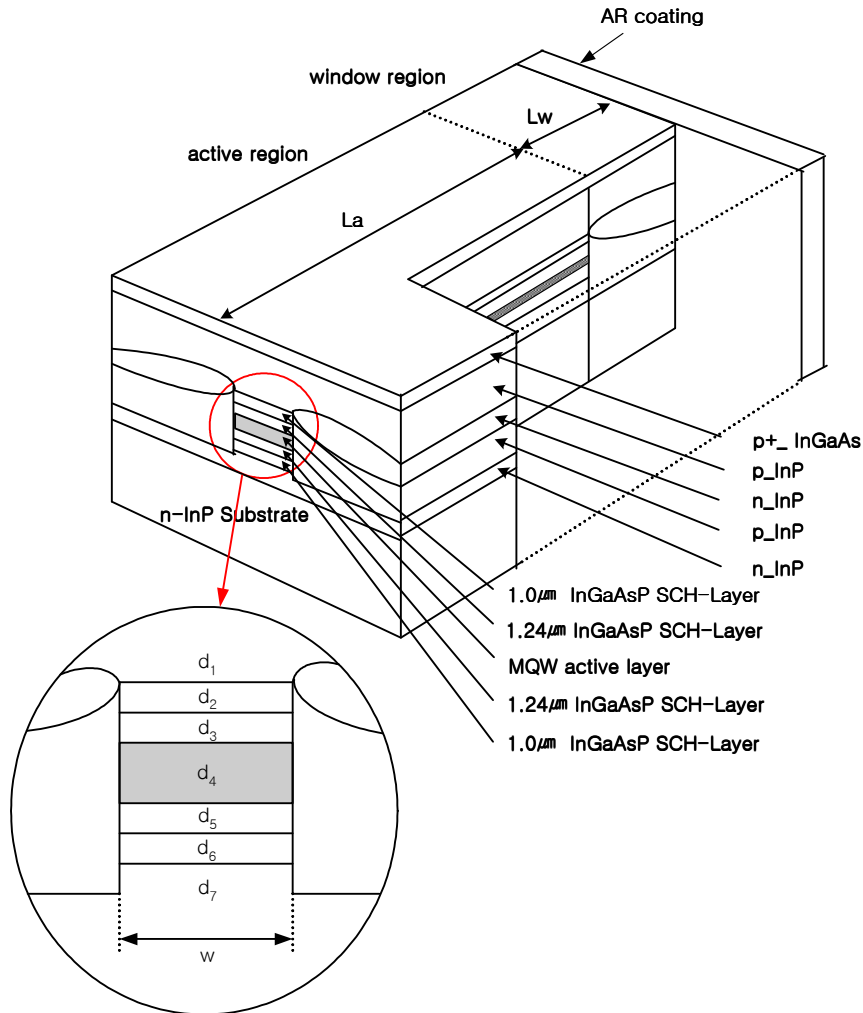


그림 3-1 윈도우 영역을 갖는 SLD의 개략도

그림 3-1은 윈도우 영역을 갖는 SLD의 개략도를 나타내고 있다. 본 논문에서는 그림에서 보이는 것처럼 SLD 소자의 기본 구조는 활성층이 굴절률이 낮은 재료로 둘러싸여 캐리어 가둠과 광가둠이 우수한 PBH(Planar Buried Heterostructure) 형태의 구조로 제작되었다. 이는 낮

은 임계전류와 안정된 측방향 기본 모드 발진, 고신뢰성과 같은 우수한 특성을 가지고 있기 때문이다[20]-[23].

또한 여기에 SCH(Separate Confinement Heterostructure)구조를 도입하여 광가둠계수를 크게 하여 SLD의 출력을 크게 하도록 하였으며, 안정된 SLD동작을 위하여 후면에 윈도우 영역과 경사진 도파로 구조를 이용하여 반사계수를 낮추어 발진을 억제하도록 하였다[24]-[25].

활성층은 $1.55\mu\text{m}$ InGaAsP의 파장을 가지는 well과 $1.24\mu\text{m}$ InGaAsP의 파장을 가지는 barrier로 구성된 다중양자우물(MQW : Multi Quantum Well)구조이며, $1.0\mu\text{m}$ InGaAsP와 $1.24\mu\text{m}$ InGaAsP의 SCH층에 의해 둘러싸여 있다.

3.2 SLD의 모드 해석

SCH 구조는 저 임계 전류 밀도와 큰 방출 파워에서의 작은 빔 발산을 구현하는 소자의 제작에 있어서 유용한 구조로 알려져 있다. 이러한 SCH구조로는 대칭/비대칭 SCH 구조가 있다. 해석을 단순화하기 위하여 대칭형 SCH로 해석을 하였다. 각 층의 굴절률은 MSEO(Modified Single Effective Oscillator)방법에 의하여 구하였으며 이러한 MSEO 방법은 4원 화합물인 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 의 굴절률을 InGaP와 InGaAs와 같은 알려진 3원 화합물의 굴절률 값을 이용하여 보간법에 의하여 4원 화합물의 굴절률을 결정하는 방법이다[26]. 그 결과 MQW활성층의 우물층인 $1.55\mu\text{m}$ InGaAsP는 3.54, 장벽층과 SCH층으로 사용된 $1.24\mu\text{m}$ InGaAsP의 경우는 3.36, 또 다른 SCH층인 $1.0\mu\text{m}$ InGaAsP는 3.22 그리고 InP층은 3.17이다. MQW활성층에 대한 모드의 이론적인 분석을 위해 활성층을 하나의 층으로 근사화 하여 Root Mean Square Approximation 방법으로 굴절률을 다음 식에 의하여 구한다[27].

$$n_{MQW}^2 = \frac{(N_{well} - 1) d_{barrier} n_{barrier}^2 + N_{well} d_{well} n_{well}^2}{(N_{well} - 1) d_{barrier} + N_{well} d_{well}} \quad (3-1)$$

여기서, N_{well} , d_{well} 그리고 $d_{barrier}$ 는 각각 우물층의 개수, 우물층의 두께 그리고 장벽층의 두께를 나타내고, n_{well} 과 $n_{barrier}$ 는 각각 우물층과 장벽층에서의 굴절률을 나타낸다. 식 (3-1)에 의해 우물층의 개수가 7개인 MQW 활성층인 경우 3.45가 된다. 표3-1에 해석을 위한 각층의 파라미터들을 정리하였다.

소자의 특성해석을 위하여 횡방향과 축방향으로 나누어서 각각을 7층 및 3층 slab 도파로 구조로 분리하여 각각의 경우에 대하여 고전적인 방법이기 는 하지만 아직까지 널리 사용되는 유효굴절률 근사법을 이용하여 해석을 하였다[34]-[38]. 이러한 해석 방법은 2차원 파동 방정식을 푸는 대신에 문제를 두 개의 1차원 파동 방정식으로 분리하여 해를 구하므로 해를 구하기가 쉬울 뿐 아니라 광의 도파 메카니즘에 대한 물리적인 이해도 쉽다.

표 3-1 SLD 해석을 위해 사용된 parameter

층	두께	굴절률	매질
d ₁	2.0μm 이상	3.17	p-InP clading layer
d ₂	350Å	3.22	1.0μm InGaAsP SCH layer
d ₃	350Å	3.36	1.24μm InGaAsP SCH layer
d ₄	0.1μm	3.45	7 well MQW active layer
d ₅	d ₃ 와 같음		
d ₆	d ₂ 와 같음		
d ₇	5.0μm 이상	3.17	n-InP clading layer

Maxwell 방정식으로부터 변수분리법을 이용하여 횡방향과 축방향의 파동 방정식은 각각 다음과 같이 주어진다[31].

$$\frac{d^2 E_x(y)}{dy^2} + \{k_o^2 n_i^2 - \beta^2(x)\} E_x(y) = 0 \quad (3-2)$$

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + [k_o^2 \{n_{eq}(x) + \Delta n_{eq}(x)\}^2 - \beta_z^2] E_y(x) = 0 \quad (3-3)$$

식 (3-2)에서 $E_x(y)$ 와 $E_y(x)$ 는 각각 횡방향과 축방향의 전계를 나타내며 n_i 는 횡방향의 각 층의 굴절률을 나타낸다. 횡방향에서의 도파모드의 전파상수 $\beta(x) = k_o n_{eq}(x)$ 이며 $n_{eq}(x)$ 는 횡방향의 도파모드가 느끼는 등가굴절률을 나타내며 k_o 는 진공중의 파수를 나타낸다.

식 (3-3)에서 $\Delta n_{eq}(x)$ 는 주입된 캐리어의 개수 N 에 의해 축방향으로 발생하는 굴절률 변화를 나타내는 것이다.

마지막으로 전파모드의 종방향 전파상수 $\beta_z = k_o \bar{n} + j\bar{a}/2$ 이고 여기서 \bar{n} 과 \bar{a} 는 두께가 d_3 이고 폭이 w 인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절률과 흡수계수이다. 일반적으로 모드해석은 임계전류값 이상에서 다루게 되며, 이 경우에 이득이 흡수보다 훨씬 큰 값을 가지므로 흡수계수 \bar{a} 는 무시할 수가 있다.

3.2.1 횡모드 해석

횡모드를 해석하기 위하여 해석 모델을 대칭형의 7층 slab 도파로를 사용하였다. 그리고 이론해석의 간편화를 도모하기 위하여 광이 클래드층까지 거의 갇힌다고 가정을 하였다[26].

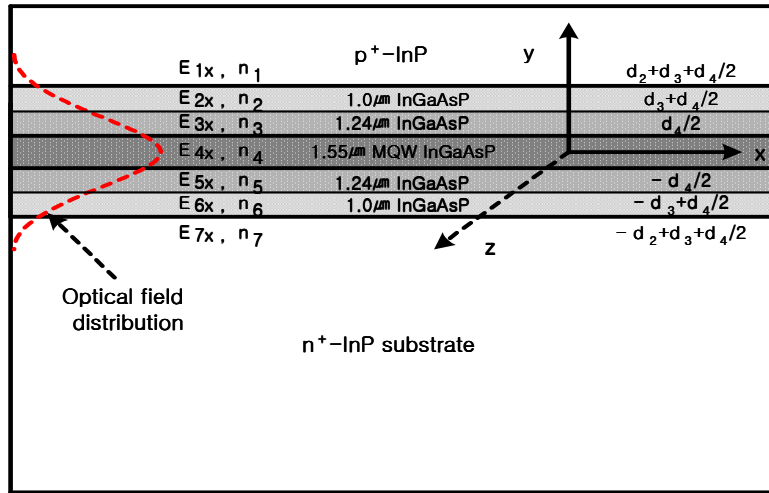


그림 3-2 횡모드 해석을 위한 대칭 SCH slab 도파로

그림 3-2에 횡모드 해석을 위한 대칭 SCH 구조를 나타내었으며, 각 층의 굴절률 분포를 그림 3-3에 나타내었다. 일반적인 대칭형 SCH slab 유전체 도파로의 경우, 반도체-공기 계면에서 $z=0$ 으로 하였다. 그리고 $1.55\mu\text{m}$ MQW InGaAsP 활성 영역의 중심에서 $x=0$ 이며 도파로는 y 방향으로 무한 범위를 갖는 것으로 하였다.

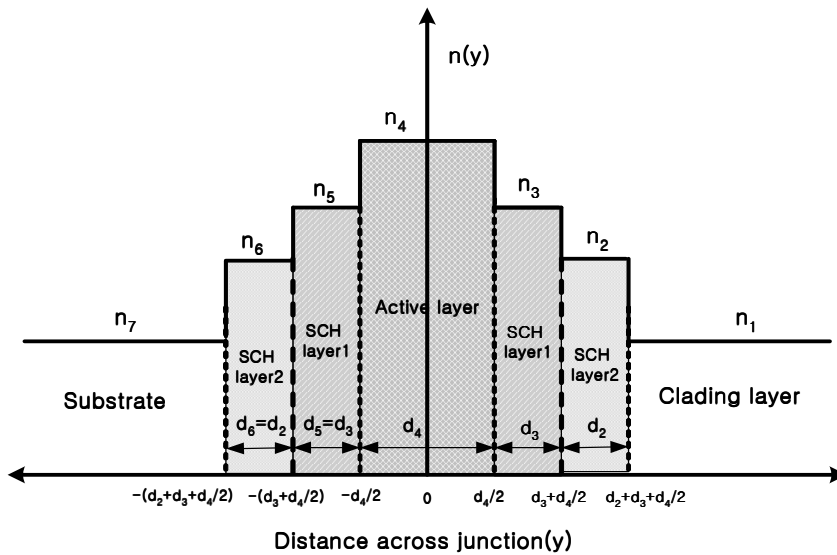


그림 3-3 대칭 SCH SLD의 횡방향 굴절률 분포

해석상에서는 기본 TE 모드만이 고려하는데 이는 활성층의 두께가 $0.2\mu\text{m}$ 보다 작은 경우에는 실험적으로 기본 TE모드만이 관측되는 유일한 모드이기 때문이다. 그림 3-3의 도파로는 대칭 구조의 도파로이므로 식 (3-2)으로 주어지는 횡방향 파동방정식의 해는 대칭성을 고려하면 실제 7층에 대하여 해석을 전부 하는 것이 아니고 4층에 대하여 해석을 하면 된다. 그러므로 이러한 대칭문제인 경우에 각 층의 필드는 다음과 같이 주어진다.

$$E_{1x}(y) = A_1 \exp(-k_1 y) \quad y > y_2 \quad (3-4a)$$

$$E_{2x}(y) = A_2 \cos(k_2 y) + B_2 \sin(k_2 y) \quad y_3 < y \leq y_2 \quad (3-4b)$$

$$E_{3x}(y) = A_3 \cos(k_3 y) + B_3 \sin(k_3 y) \quad y_4 < y \leq y_3 \quad (3-4c)$$

$$E_{4x}(y) = A_4 \cos(k_4 y) \quad y \leq y_4 \quad (3-4d)$$

여기서,

$$y_2 = d_2 + d_3 + d_4/2$$

$$y_3 = d_3 + d_4/2$$

$$y_4 = d_4/2$$

이다. 그리고 각 층의 전파상수는 각각 다음과 같은 값을 갖는다.

$$k_i = \sqrt{k_o^2 n_i^2 - \beta^2} \quad (i = 2, 3, 4, 5, 6) \quad (3-5a)$$

$$k_i = \sqrt{\beta^2 - k_o^2 n_i^2} \quad (i = 1, 7) \quad (3-5b)$$

그리고 고유치 방정식을 구하기 위하여 주어진 전계 $E_{ix}(y)$ 와 이것의 도함수가 각 도파로층의 경계면에서 연속이라는 경계조건을 적용하여 구하여진 경계조건을 정리하여 행렬식으로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} -1 & c_2 & s_2 & 0 & 0 & 0 \\ k_1 & -k_2 s_2 & k_2 c_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\widehat{c}_2 & -\widehat{s}_2 & c_3 & s_3 & 0 \\ 0 & k_2 \widehat{s}_2 & -k_2 \widehat{c}_2 & -k_3 s_3 & k_3 c_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\widehat{c}_3 & -s_3 & c_4 \\ 0 & 0 & 0 & k_3 \widehat{s}_3 & -k_3 \widehat{c}_3 & -k_4 s_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B_2 \\ A_3 \\ B_3 \\ A_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3-6)$$

여기서,

$$s_j = \sin(k_j y_j), \quad c_j = \cos(k_j y_j)$$

$$\widehat{s}_i = \sin(k_i y_{i+1}), \quad \widehat{c}_i = \cos(k_i y_{i+1})$$

식 (3-6)으로 주어지는 행렬식에서 A_i 와 B_i 가 0이외의 의미 있는 해를 갖기 위해서는 정방행렬의 크기가 0이 되어야 한다. 그러므로 이와 같은 조건에 의하여 7층 도파로에서의 고유치 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & (k_4 \widehat{s}_3 s_4) \{ C k_2 (k_3 s_3 - k_1 c_3) + S (k_1 k_3 s_3 + k_2^2 c_3) \} \\ & + (k_4 \widehat{c}_3 s_4) \{ C k_2 (k_3 c_3 + k_1 s_3) + S (k_1 k_3 c_3 - k_2^2 s_3) \} = 0 \end{aligned} \quad (3-7)$$

여기서, $C = \cos \{ k_2 (y_2 + y_3) \}$, $S = \sin \{ k_2 (y_2 - y_3) \}$ 이다.

그러므로 식 (3-5a), (3-5b) 그리고 (3-7)를 이용하여 β 값에 의존하는 각층에서의 k_1, k_2, k_3 그리고 k_4 를 얻을 수가 있다.

이러한 과정을 통해 SCH층의 두께와 활성층의 두께에 따른 고유치를 구하였으며, 이어서 이 값들을 이용하여 각 층에서의 필드의 세기를 구하여 그림 3-4에 나타내었다. 그림에서 보이는 것처럼 거의 모든 광은 활성층을 중심으로 가장 강하게 분포하며 클래딩 영역에서는 거의 존재

하지 않는다는 것을 알 수 있다. 이렇게 구해진 필드분포를 통하여 가우시안 근사를 하면 필드의 횡방향에 대한 빔 spot size를 얻을 수 있다.

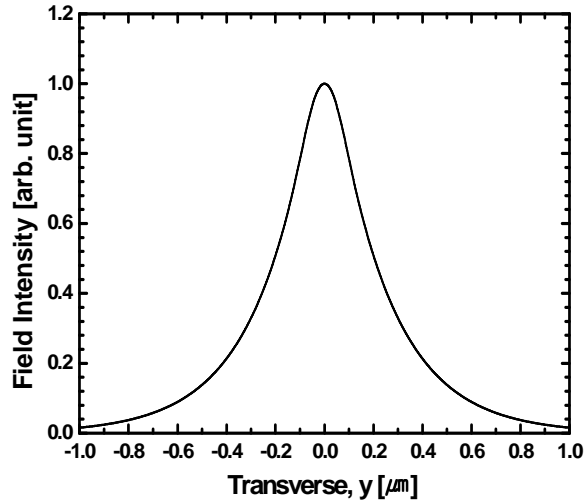


그림 3-4 횡모드의 필드세기

SLD가 고출력의 특성을 얻기 위해서는 활성층으로 광을 어느 정도 가둘 수 있느냐 하는 것이 중요한 문제가 된다. 이는 활성층 내로 광이 얼마나 잘 가두어지는 가를 표시해주는 횡방향 광가둠계수를 통하여 나타내며 이것은 SLD뿐만 아니라 LD의 이론해석에서도 중요한 파라미터가 된다. 광가둠계수는 다음의 식(3-8)과 같이 정의가 된다[33].

$$\Gamma_T = \frac{\int_{-d_3/2}^{d_3/2} |E_x(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_x(y)|^2 dy} \quad (3-8)$$

본 연구에서 제작된 소자의 활성층의 두께에 따른 광가둠계수를 식 (3-8)

을 이용하여 구하면 약 $\Gamma_{\rho=0.2}$ 의 값을 가짐을 알 수 있었다.

3.2.2 측모드 해석

본 논문에서 해석하고 있는 SLD의 경우에는 활성층의 상하 및 좌우에 에너지 갭이 큰 재료로 둘러싸여 캐리어 및 광이 활성층으로 가두어지는 BH구조로 되어 있기 때문에 LD의 도파메카니즘의 분류상 strongly index guided LD에 속하게 된다[34]-[41]. 위와 같은 strongly index guided LD의 경우 특히 활성층의 폭이 캐리어의 확산거리에 비하여 작을 경우에는 주입 캐리어에 의한 굴절률의 변화의 효과가 작기 때문에 식(3-3)의 $\Delta n_{eq}(x)$ 는 무시할 수 있다. 그러므로 (3-3)식으로 주어지는 파동방정식은 다음과 같은 측방향 파동 방정식으로 단순화된다.

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + \{ k_0^2 n_{eff}^2(x) - \beta_z^2 \} E_y(x) = 0 \quad (3-9)$$

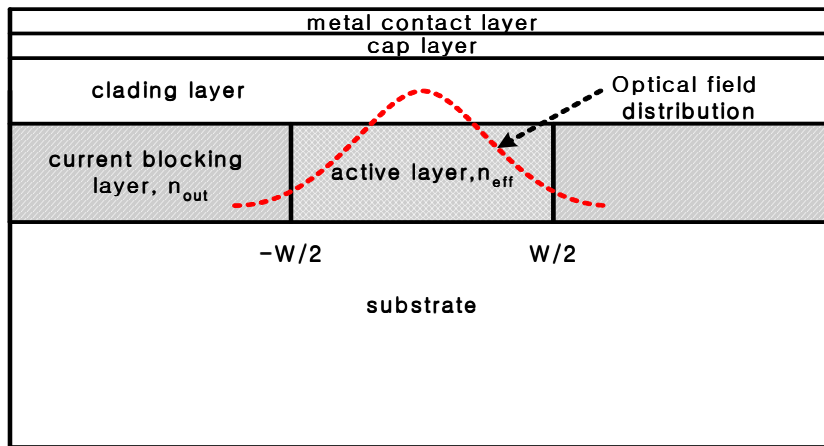


그림 3-5 측모드 해석을 위한 slab 도파로

측 모드의 해석은 일반적으로 BH-LD의 측 방향 광가둠계수를 구하기 위하여 널리 사용되고 있는 유효굴절률의 개념을 이용하여 식 (3-9)의 측방향 파동방정식을 가지고 계산하였다. 그리고 유효굴절률, n_{eff} 는 다음과 같다[42].

$$n_{eff} = \sqrt{n_1^2 + \Gamma (n_3^2 - n_1^2)} \quad (3-10)$$

측모드 해석을 위한 3층 도파로의 구조는 그림 3-5에 나타내었다. 즉, 측방향으로 폭이 w 인 도파로를 가정하였다.

그림 3-5의 활성층 영역과 전류 차단층 영역에서의 식 (3-9)으로 주어지는 파동방정식의 해는 다음과 같다.

$$E_{1y}(x) = A_1 \cos(ax) + B_1 \sin(ax) \quad (3-11a)$$

$$E_{2y}(x) = A_2 \exp(-\mathcal{K}|x - w/2|) \quad (3-11b)$$

여기서 각 영역의 전파상수는 다음과 같다.

$$a = \sqrt{k_o^2 n_{eff}^2 - \beta_z^2} \quad (3-12a)$$

$$b = \sqrt{\beta_z^2 - k_o^2 n_{out}^2} \quad (3-12b)$$

여기서 n_{eff} 는 그림 3-5의 활성층 영역의 유효굴절률이고 n_{out} 은 전류 차단층 영역의 굴절률을 나타낸다.

전계 $E_{iy}(x)$ 와 이것의 도함수가 활성층 영역과 전류 차단층 영역의 경계면에서 연속한다는 경계조건을 이용하여 TE 기본 모드의 경우에 대하여 고유치 방정식을 횡모드 해석과 같은 방법으로 구하였다.

$$\frac{aW}{2} \tan\left(\frac{aW}{2}\right) = \frac{bW}{2} \quad (3-13a)$$

$$\left(\frac{aW}{2}\right)^2 + \left(\frac{bW}{2}\right)^2 = \left(\frac{k_0 W}{2}\right)^2 (n_{eff}^2 - n_{out}^2) \quad (3-13b)$$

식 (3-13)를 이용하여 활성층이 0.1 μm 인 경우에 활성층의 폭에 따른 측모드의 고유치 방정식을 구한 결과를 그림 3-6에 나타내었으며 2 μm 의 활성층 폭에서 3.2125의 값을 가짐을 알 수 있다. 위와 같이 계산된 고유치를 이용하여 그림 3-7에서는 측방향의 필드 세기를 나타내었다. 횡모드 해석과 마찬가지로 필드분포를 가우시안 근사를 통하여 측방향에 대한 빔의 spot size를 구할 수 있으며, 활성층의 폭이 커질수록 빔의 spot size도 커짐을 알 수 있다.

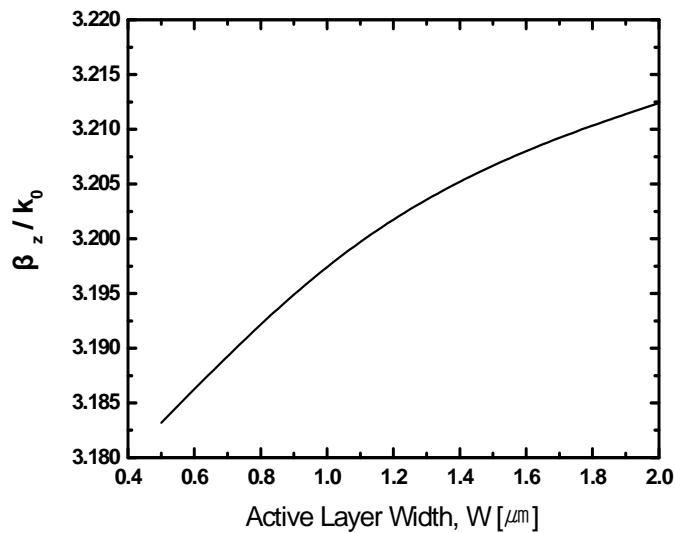


그림 3-6 활성층 폭(W)에 따른 측모드 고유치

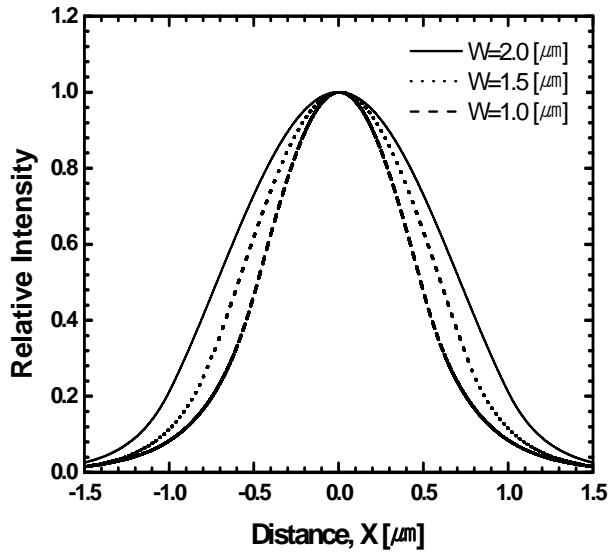


그림 3-7 활성층 폭(W)에 따른 측방향 필드 분포.

그리고 횡모드의 경우와 같이 측모드에서도 다음과 같은 측방향 광가둠계수를 정의 할 수 있으며, 활성층영역의 폭에 따른 측방향 광가둠계수는 식 (3-14)과 같이 표현이 된다. 활성층폭이 $w=2\mu\text{m}$ 에서 $\Gamma_L=0.94$ 의 값을 가짐을 알 수 있었다.

$$\Gamma_L = \frac{\int_{-W/2}^{W/2} |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_y(x)|^2 dx} \quad (3-14)$$

지금까지의 횡모드와 측모드에 대한 결과를 이용하여 실제 소자의 광가둠계수는 다음의 식 (3-15)과 같이 횡방향과 측방향의 광가둠계수의 곱으로 주어진다.

$$\Gamma = \Gamma_x \Gamma_z \quad (3-15)$$

여기서 Γ_x 와 Γ_z 은 각각 횡모드와 축모드의 광가둠계수이다. 그러므로 Γ 는 2차원적인 활성층의 영역에 포함되어 있는 모드에너지의 분율을 나타낸다.

3.3 윈도우 구조에 따른 실효 반사도

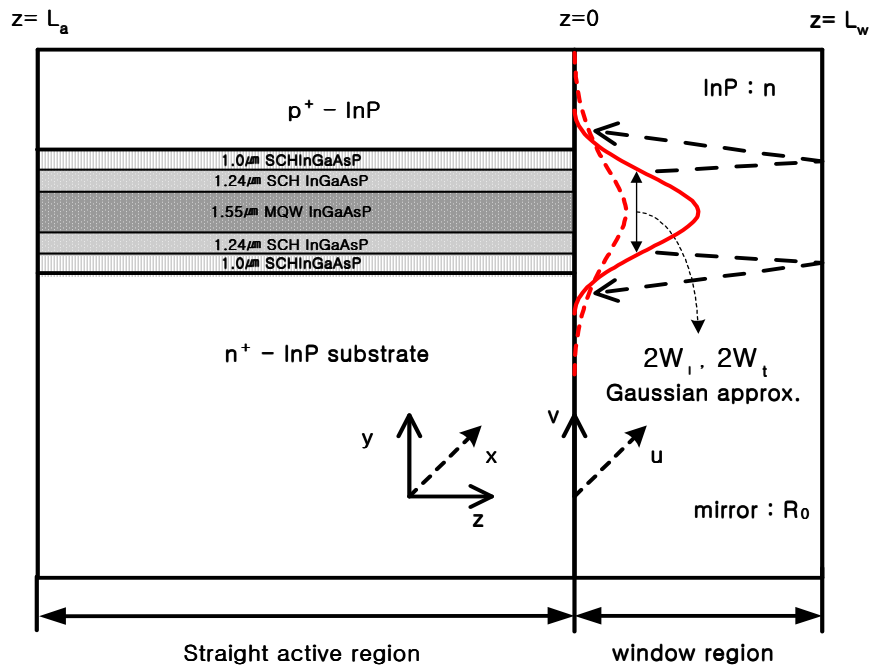


그림 3-8 윈도우 영역에서의 필드의 반사

그림 3-8에서 윈도우 영역에서의 필드의 반사를 보여주고 있다. InP 윈도우 영역을 주는 목적은 빔을 퍼뜨려 줌으로써 벽개면에서 반사 되어 활성층으로 재결합되는 빛의 양을 줄여줌으로써 실효 반사도를 낮추기 위함이다. 도파로에서 진행하는 필드는 실선으로 나타내었고, InP로 구성된 윈도우 영역으로 방출된다. 필드는 회절로 인하여 약간의 복사각도를

가지고 전파되고, 절단된 거울면, R_0 에서 반사된다. 그리고 반사된 빛은 점선으로 나타내었으며 작은양이 도파로에 다시 결합되는 것을 나타내고 있다.

여기서 구형도파로(rectangular waveguide)에서 가이드 되는 필드를 가우시안 빔으로 가정하면, 다음 식(3-16)과 같다.

$$E_y(u, v, 0) = E_0 \exp\left(-\frac{u^2}{2w_t^2} - \frac{v^2}{2w_l^2}\right) \quad (3-16)$$

여기서 E_0 는 필드의 최대 진폭이고, w_l 와 w_t 는 각각 축방향 x 와 횡방향 y 의 방향으로 빔의 spot size이고, u 와 v 는 계면에서 각각 x 와 y 의 공간축에 대응한다. 그러므로 far field pattern은 다음 식으로 표현된다 [42].

$$E_y^{(x, y, z)} = \sqrt{\frac{jk}{2\pi z}} e^{-jkz} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(u, v, 0) \cdot \exp\left[-\frac{jk}{2z} [(x-u)^2 + (y-v)^2]\right] dudv \quad (3-17)$$

여기서 $k = 2\pi n/\lambda$ 이고, n 은 InP의 굴절률이다. 식(3-16)과 식(3-17)를 사용하면, $z = 0$ 에서 reflected field는 다음 식으로 주어진다.

$$\begin{aligned} E_y'(x, y, 0) &= \sqrt{R_0} E_y'(x, y, L_w) \\ &= \sqrt{R_0} E_0 w_l w_t \sqrt{\frac{jk}{L_w}} e^{-2jkL_w} \cdot \exp\left[-\frac{jk}{4L_w} (x^2 + y^2)\right] \\ &\quad \cdot \exp\left[-\frac{k^2}{8L_w} (w_t^2 x^2 + w_l^2 y^2)\right] \end{aligned} \quad (3-18)$$

그리고 구형 도파로에서의 실효반사도는 다음의 식 (3-19)으로 주어진다 [38].

$$R_{eff}(L_w) = R_0 \frac{\sqrt{1 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4}}}{\sqrt{(1 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4})^2 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4}}} \cdot \frac{\sqrt{1 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4}}}{\sqrt{(1 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4})^2 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4}}} \quad (3-19)$$

또한, slab도파로의 경우에는 다음과 같이 간단하게 표현된다.

$$R_{eff}(L_w) = R_0 \frac{\sqrt{1 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4}}}{\sqrt{(1 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4})^2 + \frac{4L_w^2}{k^2 w_t^4}}} \quad (3-20)$$

여기서 R_0 는 계면에서의 반사도를 나타내며 코팅을 하지 않았을 경우 약 0.3정도의 값을 가진다.

이와 같은 윈도우 구조에 의한 실효 반사도를 구하기 위하여 3.2장에서 구한 필드분포를 가우시안 근사를 통하여 필드의 횡방향과 축방향의 빔 spot size를 구하여야 한다.

표 3-2 SCH층의 조성, 두께에 따른 빔의 spot size

SCH layer		활성층의 폭, $w[\mu\text{m}]$					
$d_2[\text{\AA}]$ ($1.0\mu\text{mInGaAsP}$)	$d_3[\text{\AA}]$ ($1.24\mu\text{mInGaAsP}$)	1.0	1.5	2.0	1.0	1.5	2.0
		$W_t[\mu\text{m}]$			$W_l[\mu\text{m}]$		
350	350	0.274	0.274	0.274	0.571	0.702	0.841

그림 3-9는 slab 도파로의 경우에 활성층의 두께가 $0.1\mu\text{m}$ 이고 SCH 층의 두께가 $0.07\mu\text{m}$ 일 때 윈도우 영역의 길이 L_w 에 따른 실효반사도의 계산하여 나타내었다. 무반사 코팅 없이 10^{-4} 이하의 낮은 반사도를 유지

하기 위해서는 $1000\mu\text{m}$ 이상의 윈도우 영역이 필요하며, 1% 무반사 코팅을 했을 경우에는 $50\mu\text{m}$ 이상의 윈도우 영역이 필요함을 알 수 있다.

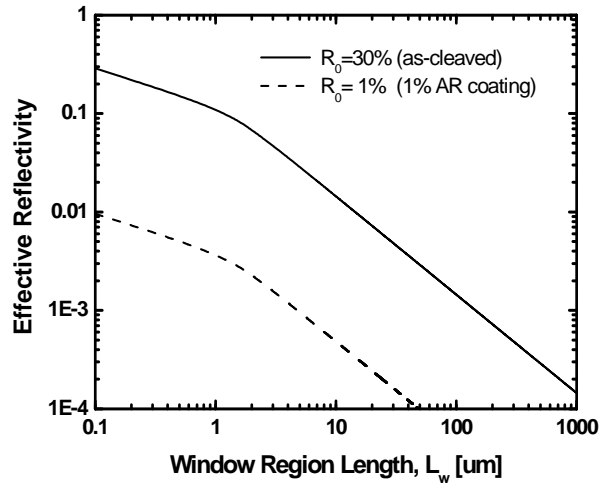


그림 3-9 윈도우 길이 따른 실효반사도 (slab 도파로)

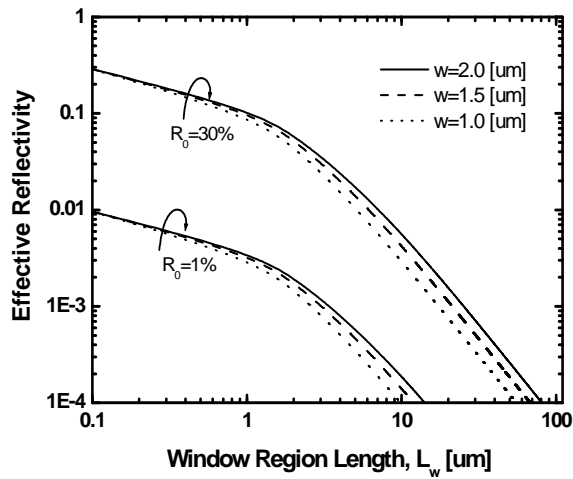


그림 3-10 윈도우 길이 따른 실효반사도 (구형 도파로)

그림 3-10은 직사각형 구조의 경우에 활성층의 두께가 $0.1\mu\text{m}$ 이고 SCH 층의 두께가 $0.07\mu\text{m}$ 일 때 활성층의 폭과 윈도우 영역의 길이에 따른 윈도우 영역의 실효 반사도를 나타내었다.

윈도우 영역에서 실효 반사도는 윈도우 영역의 길이가 증가하고, 활성층의 폭이 감소함에 따라서 실효 반사도가 감소하는 것을 알 수가 있다. 이는 활성층의 폭을 크게 할수록 측방향 spot size가 증가하므로 실효 반사도 역시 증가하는 것을 알 수가 있다.

PBH-SLD의 경우 활성층이 p-n-p-n 전류차단층과 클래드층으로 둘러싸여 있기 때문에 구형 도파로로 해석이 가능하다. 따라서 활성영역과 윈도우영역 사이의 계면에서의 반사도와 비교되는 매우 낮은 반사도 $R_{\text{eff}} < 10^{-4}$ 의 반사도를 얻기 위해서는 무반사 코팅을 하지 않은 경우에는 윈도우 영역의 길이, L_w 가 $100\mu\text{m}$ 정도가 되어야 한다. 이는 slab도파로의 경우보다 훨씬 작은 길이를 요구한다는 것을 알 수 있다. 그리고 윈도우 영역이, $L_w > 100\mu\text{m}$ 인 경우에는 금속전극층에서 반사된 빛에 의하여 FFP(Far Field Pattern)상에 공간 단일 모드를 얻기가 어렵고 윈도우 영역에서의 흡수가 증가하여 SLD의 출력이 낮아진다. 하지만 1% 무반사 코팅을 한 경우에는 $20\mu\text{m}$ 정도 길이의 윈도우 영역이면 충분히 낮은 반사도를 얻을 수 있다. 이것을 실제 제작 시에 고려하여야 할 것으로 생각된다.

3.4 측방향 경사각에 따른 실효 반사도

지금까지 앞의 절에서는 윈도우 영역을 두어 반사도를 줄이는 방법에 대하여 기술을 하였다. 본 절에서는 SLD의 반사도를 줄이기 위한 또 다른 방법에 대하여 기술을 한다.

LD의 계면과 내부의 도파로가 만나는 지점에 측방향으로 각도를 줌으

로써 도파로 내로 다시 반사되어 들어가는 양을 효과적으로 줄일 수 있는 것으로 알려져 있다[45]-[46]. 그리고 활성영역의 도파로에 측방향으로 경사각을 줄 경우에 대한 실효반사도의 계산은 측모드 이론을 이용하여 slab 도파로의 기본 TE 모드에 대해서만 경사각에 따른 반사도 변화를 조사하였다. 이는 경사각에 의한 반사문제는 편광보다는 필드의 분포 형태와 경사진 위상면과 그렇지 않은 위상면의 상대적인 위치가 더 영향을 미치는 것으로 알려져 있기 때문이다.

그림 3-11은 활성층의 도파로 폭이 w 이고 θ 의 경사각을 가지는 SLD의 구조를 나타내고 있다.

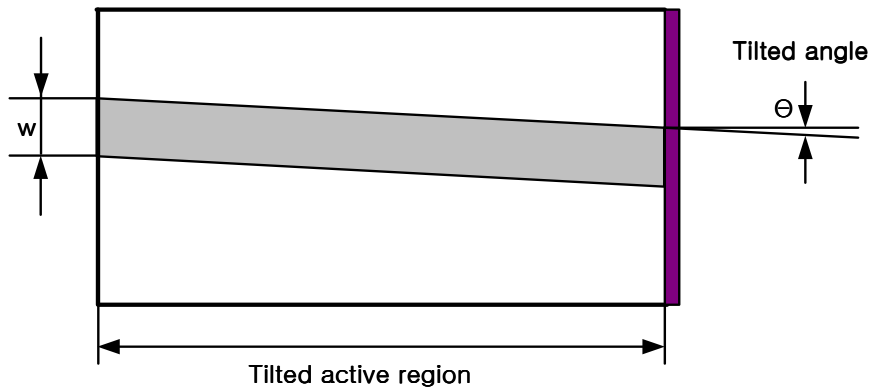


그림 3-11 경사진 도파로 구조를 가지는 SLD

완전한 거울면을 가정할 경우에 다시 되돌아오는 필드의 반사계수를 구하는 문제는 2θ 로 경사진 slab 도파로에서 경사각에 따른 손실 계산문제와 등가가 된다. 하지만 제작하고자 하는 구조에서는 완전한 거울면이 아니기 때문에 유한한 반사도를 가지게 된다. 이처럼 유한한 반사도를 가지게 될 경우에는 경사 손실에 경사각에 따른 Fresnel 반사손실을 곱하여 주어야 한다. 그러나 Fresnel 반사손실은 평면파에 대해서만이 잘 알려져 있다. 여기서는 기본 TE 모드에 대한 Fresnel 반사손실의 계산에서 평면파에 대한 결과 식을 이용하였다. 이는 오차가 그리 크지 않기

때문에 계산의 번거로움을 줄이기 위함이다.

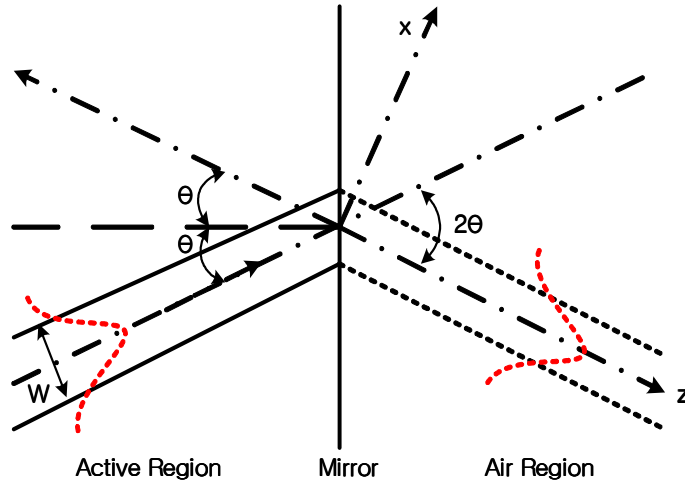


그림 3-12 해석을 위한 측방향으로 경사각을 갖는 slab 도파로

해석을 위한 도파로 구조를 그림 3-14에 나타내었다. 윈도우 영역과의 경계에서 반사되는 필드는 2θ 의 각으로 윈도우 영역으로 도파되는 필드와 등가이다. 그리고 이러한 윈도우 영역으로 도파되는 필드는 활성영역의 도파로에서 도파되는 필드에 의하여 발생한다. 만일 두 필드의 위상이 완전히 일치한다면 투과계수는 1이 될 것이다. 하지만 경사각에 의한 손실은 두 필드의 위상면이 일치하지 않기 때문에 발생한다. 이러한 효과는 윈도우 영역으로 입사되는 필드에 위상과 관련된 요소 $e^{i2\theta\beta x}$ 를 곱해 주어야 설명이 가능한 것으로 알려져 있다[42]. 여기서 β 는 가이드된 TE 모드의 전파상수를 나타낸다. 그리고 x 는 측방향 좌표축을 나타낸다.

진폭에 대한 투과계수는 다음의 식으로 주어진다.

$$c = \frac{\beta}{2\omega\mu_0 P_0} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 e^{2i\theta\beta x} dx \quad (3-20)$$

여기서 E_y 는 축방향의 기본 TE 모드를 나타내며, ω 는 각 주파수, μ_0 는 진공의 투자율 그리고 P_0 는 도파되는 필드에 의하여 운반되는 광파워를 나타낸다. 가우시안 근사에 의하면, slab의 코어 영역과 코어 바깥의 가까운 코어-클래딩 영역에서 기본 TE 모드 필드는 다음과 같이 표현된다.

$$E_y = A e^{-(x/w)^2} \quad (3-21)$$

또한 위의 식 (3-20)을 이용하여 실제 광파워에 대한 반사계수는 다음의 식 (3-22)과 같이 표현이 된다.

$$R_g = R_f(\theta) |c^2| \quad (3-22)$$

따라서 식 (3-20)과 (3-22)에 TE모드 필드의 가우시안 근사(3-21)를 대입하여 표현하면 다음과 같이 간단하게 표현된다.

$$R_g = R_f(\theta) \exp \left[- \left(\frac{2\pi n w \theta}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (3-23)$$

여기서 w 는 모드의 크기이다. $R_f(\theta)$ 는 윈도우 영역과 활성영역의 도파로 계면에서 경사각에 의한 평면파의 Fresnel 반사계수를 나타낸다. $R_f(\theta)$ 는 다음 식 (3-24)과 같이 표현이 된다[44].

$$R_f(\theta) = \frac{(n_{eff} \cos \theta - \sqrt{n^2 - n_{eff}^2 \sin^2 \theta})^2}{(n_{eff} \cos \theta + \sqrt{n^2 - n_{eff}^2 \sin^2 \theta})^2} \quad (3-24)$$

여기서 활성영역의 굴절률은 SLD의 유효굴절률 n_{eff} , 공기의 굴절률은 n 이다. 식 (3-23)을 이용하여 활성층의 폭의 변화에 따른 기본 TE 모

드의 반사도 변화를 그림 3-13에 나타내었다. 활성층의 폭을 작게 할수록 같은 경사각에서 반사도가 낮아지는 것을 알 수 있으며, $1.5\mu\text{m}$ 의 활성층폭에 대하여 10^{-4} 이하의 반사도를 얻기 위해서는 약 7° 의 경사각이 적당함을 알 수 있다.

실제 여러 문헌에 윈도우 영역을 만들지 않고 직접 파이버에 결합을 할 경우에는 소자와 파이버의 결합효율을 고려하여 7° 가 적당한 것으로 알려져 있다.

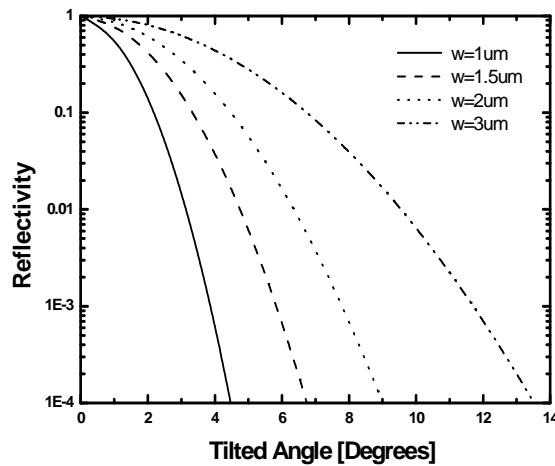


그림 3-14 경사각에 따른 기본 TE 모드 반사도

3.5 결과 및 고찰

SLD의 반사도를 낮추기 위한 구조적인 측면을 살펴보았다. 반사도를 낮추기 위하여 SLD후면에 윈도우 영역을 만들 경우에 활성영역과 윈도우영역 사이의 계면에서의 반사도와 비슷한 매우 낮은 반사도($R_{\text{eff}} \ll 10^{-4}$)를 얻기 위해서는 무반사 코팅을 하지 않은 경우에 윈도우 영역의 길이, L_w 가 $100\mu\text{m}$ 이

상이 되어야 한다. 하지만 1% 무반사 코팅을 한 경우에는 $20\mu\text{m}$ 정도 길이의 윈도우 영역이면 충분히 낮은 10^{-4} 정도의 반사도를 얻을 수 있을 것으로 기대된다.

또한 활성영역의 도파로에 경사각을 만들어 줄 경우에는 10^{-4} 이하의 반사도를 얻기 위해서는 활성층 폭이 $1.5\mu\text{m}$ 인 경우에는 경사각을 약 7° 가 적당할 것으로 생각되며, 활성층 폭이 $2\mu\text{m}$ 인 경우에는 경사각을 약 9° 가 적당한 경사각임을 알 수 있었다.

제 4 장 SLD의 제작 및 전기·광학적 특성

기본적인 SLD의 구조는 LD의 구조와 비슷하므로, 고성능 SLD의 요건을 고려하면, 이득 도파 구조나 weakly index guided 구조보다는 strongly index-guided 구조가 바람직하다.

일반적으로 이득에 의해 구속되는 구조를 가지는 레이저는 kink 또는 측방향 모드 간의 점프에 의한 비선형적인 광-전류 특성을 나타내며, 주입 전류가 증가할수록 낮은 차수의 측모드보다 높은 차수의 측모드가 발진할 확률이 커진다. 이처럼 발진하는 측모드가 달라지게 되면 레이저의 광출력이 감소하게 되며, 이외에도 자체 맥동(self-pulsation)의 발생이나 낮은 동작 온도 등의 문제점을 지니고 있어서 본 연구에서 제작하고자 하는 소자의 기본 구조로서 부적합하다.

즉, 이득에 의해 구속되는 구조보다는 이중접합구조로서 수직방향으로의 굴절률의 차에 의해 수직방향으로 빛을 구속시키는 동시에 측방향으로 굴절률 차 Δn_L 을 발생시킴으로써 측방향으로도 빛을 구속시키는 index-guided 구조가 보다 적합하다. 이 중 굴절률에 의해 강하게 구속되는 구조는 활성층이 낮은 굴절률의 여러 층들에 의해 횡방향과 측방향으로 둘러싸여 있어 매립형 이중접합 구조라 불리며, 단일 모드만 전파되도록 설계할 경우 측방향과 횡방향으로 형성되는 굴절률 차이가 커서 방출광의 형태가 변하지 않는다.

이 점을 고려하여 본 연구에서는 특성이 우수하여 고성능 광통신 시스템의 광원으로 사용되고 있는 PBH 구조를 SLD의 기본 구조로 정하고, 1.55 μm 파장대역의 InGaAsP/InP 재료계를 이용하여 SLD를 제작하였다.

LPE에 의하여 성장된 다중양자우물구조의 에피 웨이퍼를 이용하여 wet etching과 meltback 방법을 이용하여 mesa를 형성시켰고, 이어서 전류차단층을 성장시켰다. 다음으로 SiN_x 를 제거한 후, LPE 장비로 재성장을 통해 p-InP 층 및 저항성 접촉을 위하여 p^+ -InGaAs 층을 성장시

켰다. 그 후 폴리싱한 후 전극을 증착하여 소자를 제작하였다.

소자는 $50\mu\text{m}$ 와 $100\mu\text{m}$ 의 윈도우 영역을 가지는 구조, 7° 의 경사진 도파로를 가지는 구조, $50\mu\text{m}$ 의 윈도우영역과 7° 의 경사진 도파로를 가지는 구조에 대하여 각각 제작하였다.

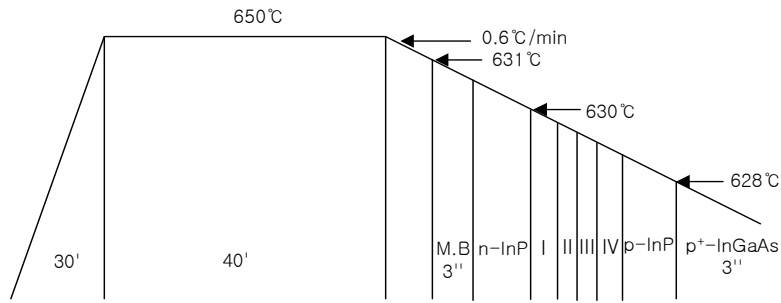
이렇게 제작된 SLD의 입력전류 대 광출력의 CW 구동 특성과 스펙트럼 등을 조사하여 구조에 따른 SLD의 특성을 평가하였다.

4.1 SLD의 제작

SLD의 제작은 자체 제작되어 운용돼 온 수직형 LPE 시스템을 이용하였으며, MQW wafer 성장은 630°C 에서 2상 용액법을 적용하였다 [44]-[46].

2상 용액법은 InP의 양을 포화량보다 훨씬 많이 넣어주게 되며, 냉각 과정 동안 과포화용액 상부에 고체상태의 InP가 상존하고 있으므로 이 InP에서도 성장이 일어나게 하여 초기 과포화도가 줄어들기 때문에 초기 성장률을 상당히 억제할 수 있는 방법으로 InGaAsP 성장의 경우 주로 2상 용액법이 사용된다.

먼저 에칭된 In과 GaAs, InAs, InP를 흑연 보트에 삽입하고 성장 용액의 불순물 제거 및 열평형을 위해 포화온도보다 20°C 더 높은 온도에서 3시간 source baking을 하였다. 이어서 n^+ -InP 기판과 GaAs cover crystal을 cleaning 및 etching 과정을 거친 후 흑연 보트에 삽입하였다. 성장을 시작하기에 앞서 성장용액을 균일하게 녹이면서 가능한 한 기판의 열 손상을 최대한 줄이기 위해 성장온도보다 20°C 더 높은 650°C 에서 40분 간 baking을 하였으며 이 경우, cover crystal을 기판 위에 들지라도 기판의 표면이 다소의 열손상을 입을 수 있으므로 이를 제거하기 위해 성장 직전에 3초 동안 meltback을 하였다.



M.B → n-InP → I → II →

III - II - III - II - III - II - III - II - III - II - III

→ II → IV → p-InP → p⁺-InGaAs

I, IV: InGaAsP(1.0 μ m), II: InGaAsP(1.24 μ m), III: InGaAsP(1.55 μ m)

그림 4-1 SCH-MQW 결정 성장을 위한 온도프로그램

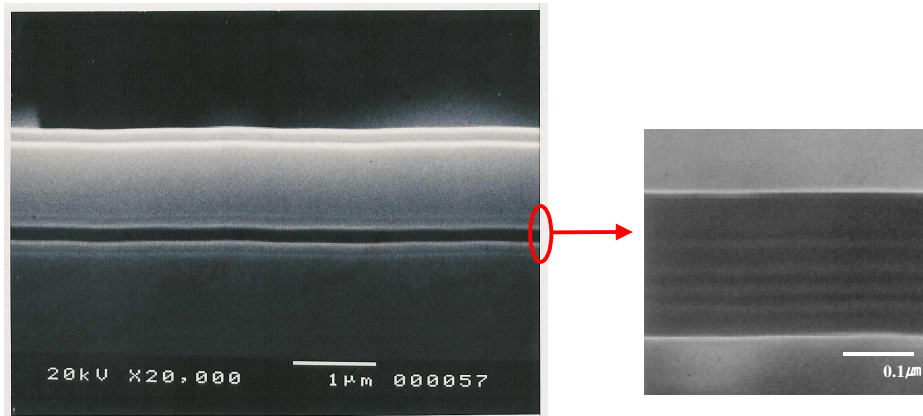


그림 4-2 성장된 MQW SEM 단면 사진

그림 4-1는 1.55 μ m InGaAsP/1.24 μ m InGaAsP SCH-MQW 웨이퍼 성장을 위한 온도프로그램 및 성장 순서를 나타낸다.

냉각 속도 0.6°C/min으로 1.24 μ m InGaAsP, 1.0 μ m InGaAsP SCH층을 각각 3초간 성장시킨 후 7-well과 6-barrier로 이뤄진 활성층을 630°C에서 과정 II, III을 1초씩 반복함으로써 성장시켰다. 마지막의 저항 접촉층(ohmic

contact layer)인 p^+ -InGaAs 층은 3초간 성장시켰다. n형 dopant로는 Te/In alloy를 사용했으며, p형 dopant로는 Zn/In alloy를 사용하였다.

그림 4-2은 그림 4-1와 같은 과정으로 성장된 InGaAsP/InP MQW의 SEM 단면 사진을 보여주고 있다. 왼쪽에 보이는 것처럼 MQW 활성층의 두께는 약 $0.1\mu\text{m}$ 정도이며 우물층과 장벽층을 구분하기 어렵지만, 이것을 오른쪽에 보이는 것처럼 5배 확대하여 살펴보면 우물층과 장벽층을 쉽게 구분 할 수가 있다.

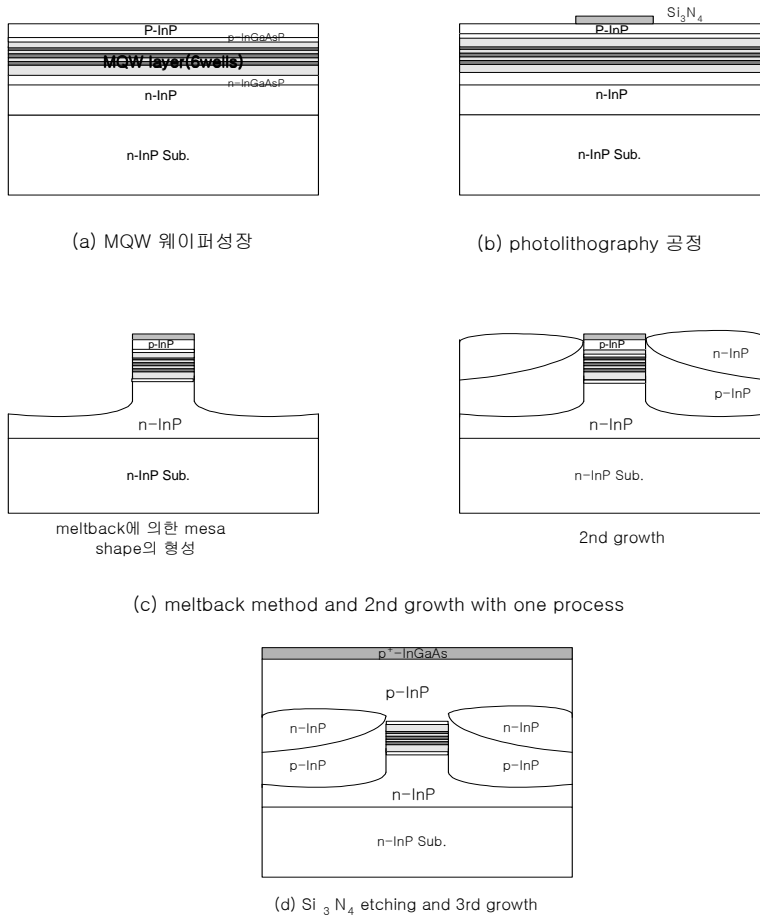
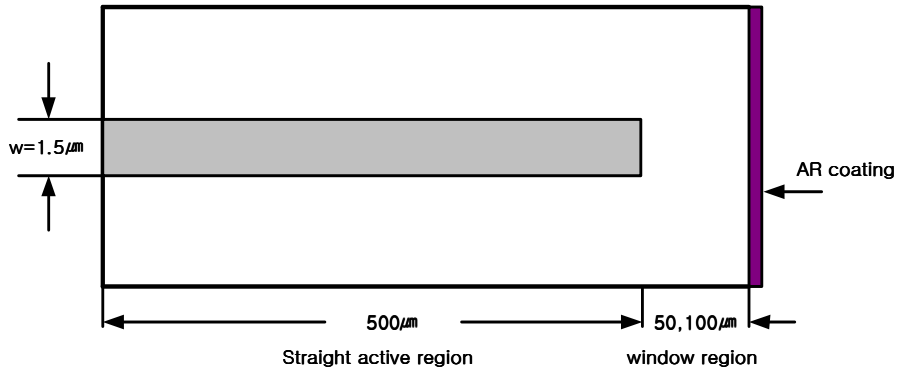


그림 4-3 SLD 제작 과정

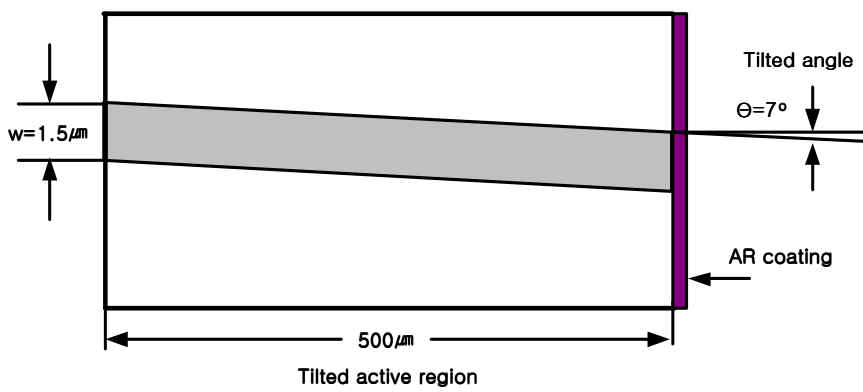
그림 4-3는 SLD의 제작과정을 도식화 한 것이다. $1.0\mu\text{m}$, $1.24\mu\text{m}$ 파장의 SCH 층은 각각 400\AA , MQW층은 그림 4-4(a)에서 약 $0.1\mu\text{m}$ 가 성장되었으며, 그림 4-4(b)와 같이 마스크 패턴을 형성하여 SiN_x stripe을 형성시킨 에피 웨이퍼를 제작하였다. 제작된 에피 웨이퍼에 mesa를 형성하기 위해 그림 4-4(c)와 같이 wet etching과 meltback을 하였다. LPE 장비를 이용하여 630°C 의 성장 용액을 기준으로 $1.55\mu\text{m}$ InGaAsP 용액의 80 % 포화용액으로 630°C 에서 약 10초간 meltback을 행함으로써 mesa를 형성함은 물론 wet etching시 발생하는 웨이퍼의 손상과 고온에 노출되어 발생하는 열손상을 제거하는 이점도 가지고 있다.

Meltback을 한 후 이어서 그림 4-4(d)와 같이 전류 차단층과 윈도우 영역을 성장시켰다. 성장시 cooling rate는 $1.0^\circ\text{C}/\text{min}$ 이고, 전류 차단층인 p-InP 층과 n-InP 층의 불순물은 각각 Zn/In, Te/In alloy를 사용하였으며 도핑 농도는 각각 $1\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ 과 $2\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ 으로 하였다. 재성장을 통해 제작된 웨이퍼에 남아있는 SiN_x 를 제거한 후 2차 재성장을 통해 p-InP 층과 $\text{p}^+\text{-InGaAs}$ 층을 성장시켰다. p측 전극으로는 Ti(3000\AA)/Pt(200\AA)/Au(4000\AA)을 n측 전극으로는 Cr(500\AA)/Au(5000\AA)을 E-Beam 증착기를 사용하여 증착하였으며 400°C 에서 약 30초간 열처리 하였다.

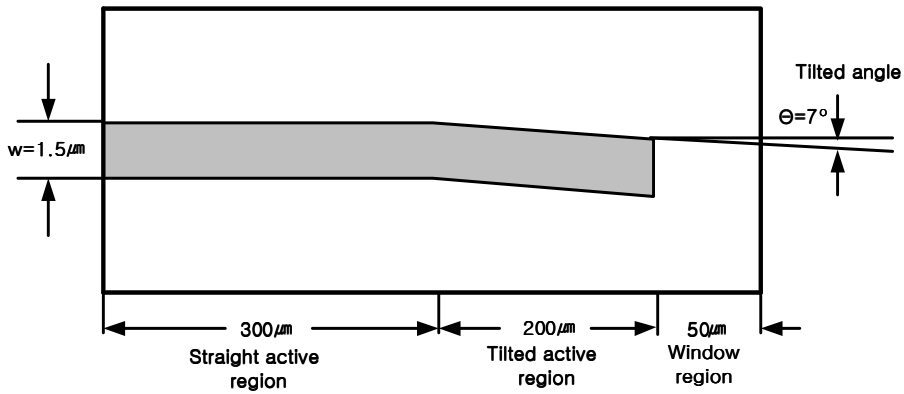
이렇게 하여 실제 제작된 SLD의 구조와 SEM 단면 사진을 그림 4-5와 4-6에 나타내었다.



(a) 원도우 구조

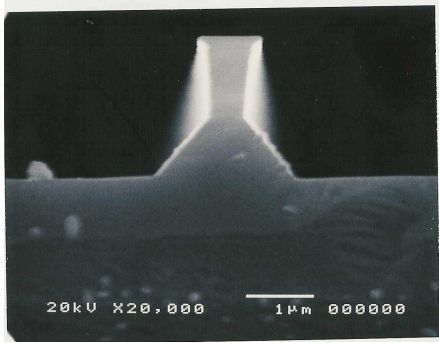


(b) 경사진 도파로 구조

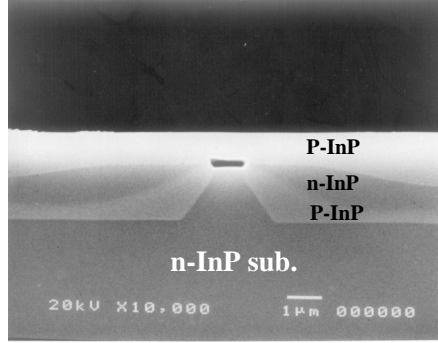


(c) 제안된 구조

그림 4-4 제작된 소자의 구조

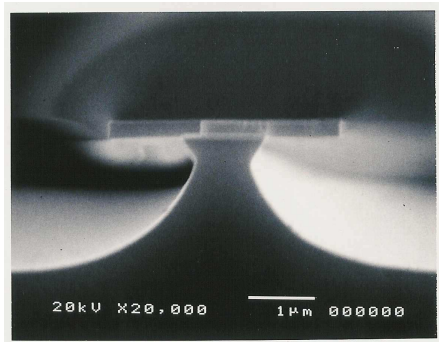


(1) 2step wet etching에 의한 Mesa형성

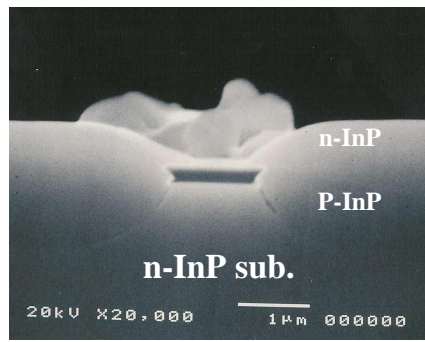


(2) 3rd growth

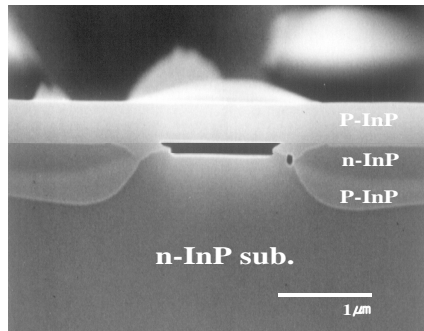
그림 4-5 윈도우 구조를 가지는 SLD의 SEM 단면사진



(1) 1step wet etching에 의한 Mesa형성



(2) 2nd growth



(3) 3rd growth

그림 4-6 경사진 구조의 SLD의 SEM 단면 사진

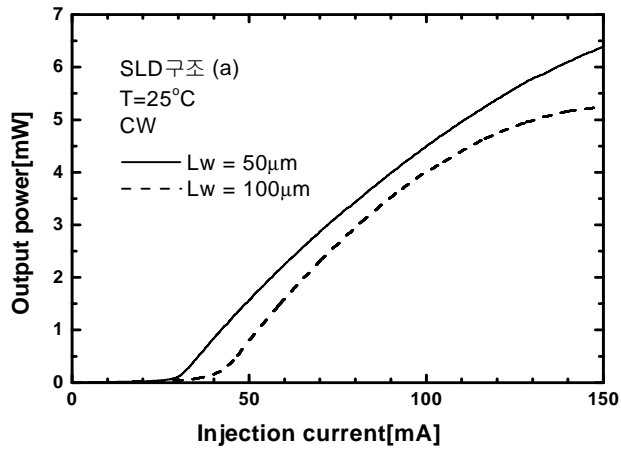
그림 4-4의 (a)의 윈도우 구조에서 활성영역의 길이는 $500\mu\text{m}$ 이며 윈도우길이는 50, $100\mu\text{m}$ 로 하였고, 출력 단면에 AR-coating을 하였다. 그리고 그림 4-5(b)의 경사진 도파로 구조에서는 활성영역의 길이는 $500\mu\text{m}$ 이며 도파로는 공진기 측방향에 대해 7° 의 경사각을 가지며, 출력 단면에 AR-coating을 하였다. 그림 4-5(c)의 제안된 구조에서 직선 활성영역의 길이는 $300\mu\text{m}$, 경사진 활성영역은 $200\mu\text{m}$ 로 하였으며 윈도우길이는 $50\mu\text{m}$, 7° 의 경사각을 가지도록 제작하였다.

4.2 제작된 SLD의 특성 측정

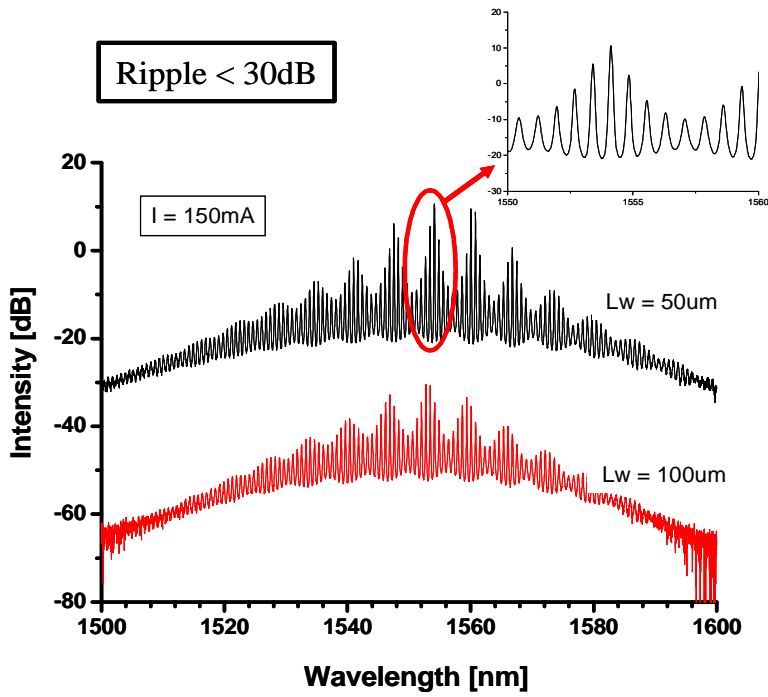
SLD동작에 있어 가장 중요한 특성은 스펙트럼 특성이다. 단면반사율을 10^{-4} 이하로 낮추었을 때 스펙트럼 ripple의 값은 1dB이하의 값을 가진다. 본 연구는 3종류의 SLD를 제작하였고, 이들 구조에 대한 I-L특성과 스펙트럼 특성을 측정하였다.

그림 4-7(a)은 윈도우 구조를 가지는 SLD의 전류 대 광출력 특성으로서, 윈도우 길이가 $50\mu\text{m}$, $100\mu\text{m}$ 일 때를 각각 나타내었다.

그림에서 알 수 있듯이 주입전류 150mA에서 윈도우 길이가 $50\mu\text{m}$ 와 $100\mu\text{m}$ 일 때 각각 6.4mW, 5.2mW의 높은 출력값을 얻었다. 그러나, 그림 4-7(b)에 나타난 것과 같이 스펙트럼 특성을 조사함으로써, 윈도우 구조를 가지는 제작된 소자에서 레이징 현상을 볼 수 있다. 따라서, 윈도우 구조를 가지면서 1%의 AR 코팅으로는 레이징을 억제하기가 어려움을 확인하였다. 따라서, 윈도우 구조를 가지는 SLD에서 보다 낮은 AR 코팅이 필요할 것이라 생각된다.

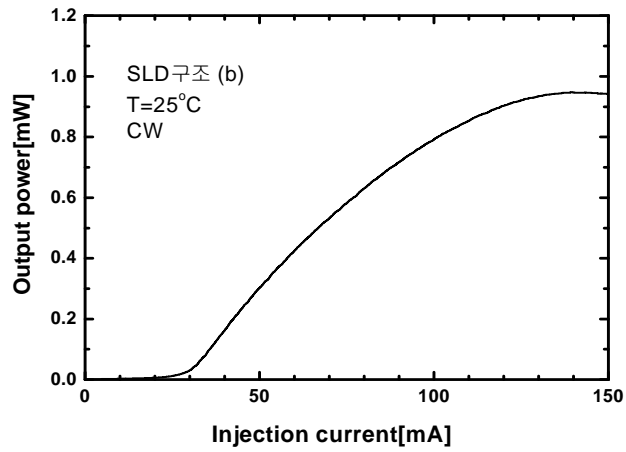


(a) 전류 대 광출력 특성

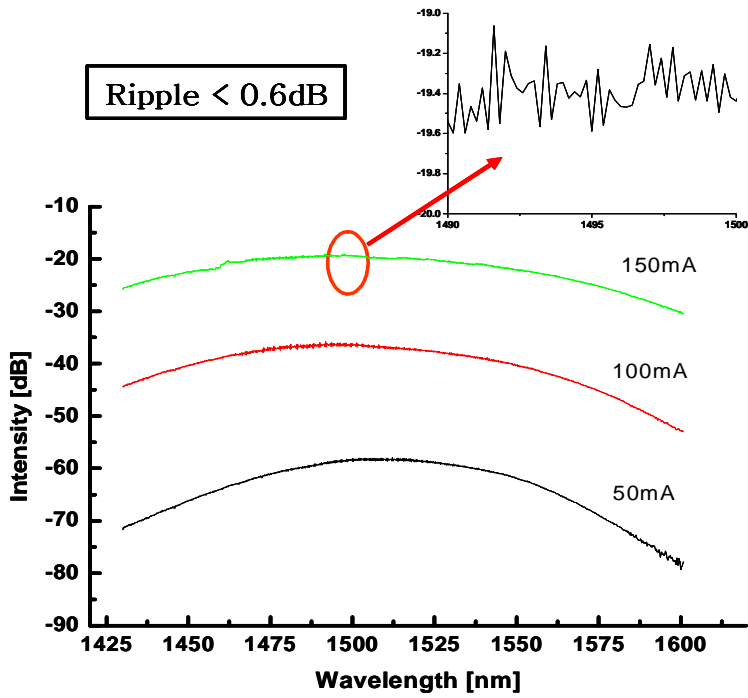


(b) 주입전류, 150mA에 따른 스펙트럼 특성

그림 4-7 윈도우 길이에 따른 특성

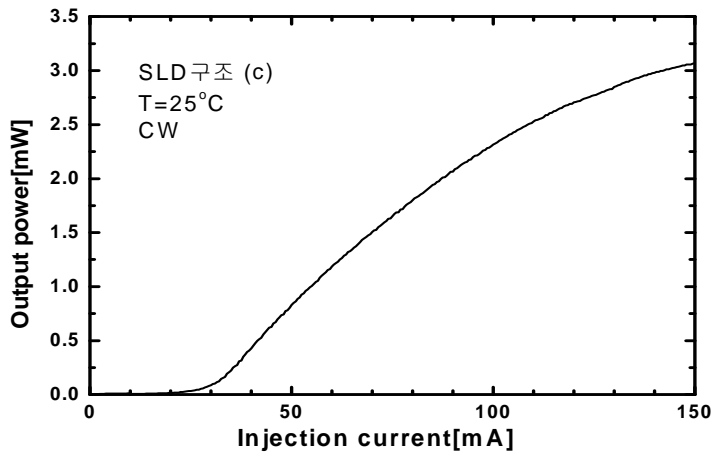


(a) 전류에 대한 광출력 특성

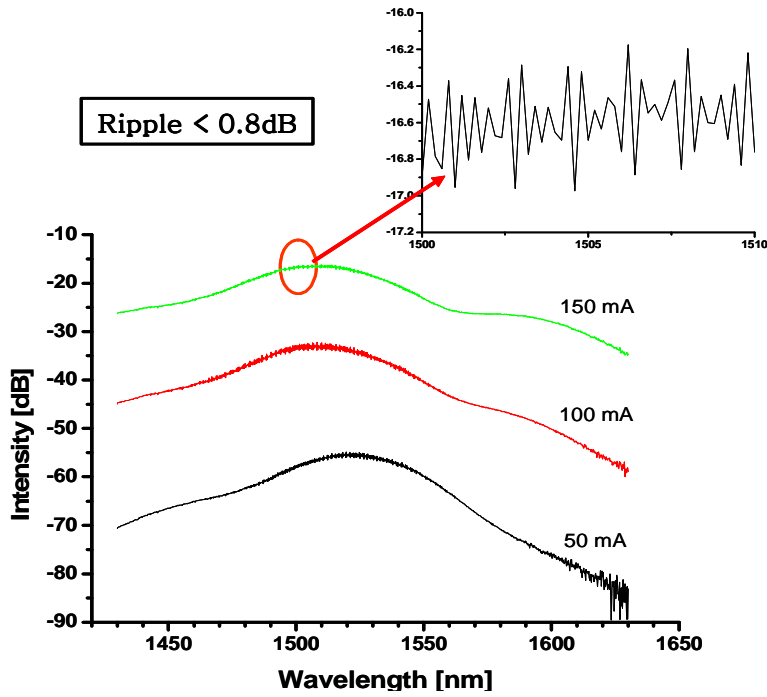


(b) 전류에 대한 스펙트럼 특성

그림 4-8 경사구조를 가지는 SLD의 전류 대 스펙트럼 특성



(a) 전류에 대한 광출력 특성



(b) 전류에 대한 스펙트럼 특성

그림 4-9 제안된 구조의 특성

그림 4-8(a)는 경사진 도파로를 가지는 구조의 제작된 SLD의 전류 대 광출력 특성을 나타내고 있다. 주입 전류 150mA에서 약 0.94mW의 광출력을 가진다.

그림 4-8(b)는 경사진 도파로를 가지는 SLD에서 주입 전류에 따른 스펙트럼을 측정한 것으로서, 레이징 현상을 나타나지 않았다. 그리고, 스펙트럼은 0.6dB 이하의 ripple을 가짐을 확인하였다.

그림 4-9(a)는 본 연구에서 제안한 직선 도파와 경사 도파를 가지면서 윈도우 영역이 존재하는 SLD의 전류 대 광출력 특성으로서 150mA에서 약 3mW의 출력을 가졌다. 그리고, 그림 4-9(b)은 전류에 따른 스펙트럼 특성으로서 레이징 현상은 나타나지 않았다. 그리고, 경사진 도파로 보다는 약간 큰 ripple 값을 가졌지만, 적은 값을 가짐을 확인하였다.

따라서, 본 연구에서 제안한 도파로 구조를 가짐으로써 레이징 현상이 나타나지 않으며, 큰 출력을 가지는 SLD를 제작하였다.

제 5 장 결 론

본 논문에서는 SLD에 있어서 주 관건인 레이징 현상을 억제하고 출력을 높이기 위한 새로운 도파 구조를 제안하여 제작하였다. SLD의 레이징 현상을 억제하기 위해 윈도우 영역을 사용하여 반사도를 낮추었으며, 활성영역을 직선과 경사진 도파로를 조합하여 사용함으로써 높은 출력을 가짐과 동시에 반사도를 더욱 더 낮출 수 있었다.

윈도우 영역과 경사진 도파로 구조에 대한 실효 반사도의 이론해석을 바탕으로 무반사 코팅이 없이 윈도우 영역과 경사진 도파로 구조를 가지는 새로운 구조를 제안하여 제작하였다. 또한 일반적으로 많이 이용되는 무반사 코팅을 한 윈도우 영역을 사용한 SLD와 경사진 도파로를 가지는 SLD를 각각 제작하여 그 특성을 측정하여 제안된 구조의 SLD와 비교하였다. 윈도우 영역을 사용한 구조에서는 6.4mW의 비교적 높은 출력을 얻을 수 있었지만, 레이징이 발생하여 LD로 동작하였고 경사진 도파로 구조에서는 레이징은 억제되어 SLD로 동작하였지만 0.94mW의 낮은 출력을 보였다. 제안된 구조에서는 레이징이 억제되어 SLD로 동작하면서 경사진 도파로 구조보다 높은 출력특성을 가지는 것을 확인할 수 있었다.

제안된 SLD의 전체 길이는 $550\mu\text{m}$ 이며 $300\mu\text{m}$ 와 $200\mu\text{m}$ 의 직선 및 7° 경사진 도파로와 $50\mu\text{m}$ 의 윈도우 영역으로 구성되어 있으며 LPE장비에 의해 제작되었다. 제안된 SLD의 전기·광학적 특성은 주입 전류 대 광출력 특성 조사를 통해 CW 25°C , 150mA에서 약 3mW의 출력을 얻었고, 스펙트럼 특성을 통해 레이징을 억제시키는 10^{-4} 이하의 매우 낮은 반사도를 만족시키는 1dB보다 낮은 0.8dB 이하의 ripple을 얻었다. 이는 고성능 검출용 광원이나 단일 직접화를 위한 광증폭기로서의 역할을 하는 SLD로 충분히 적용이 가능하리라 생각된다.

본 연구를 통해서 아직 수요가 많지 않지만, 통신용 광원, 자동차 선박

이나 항공기의 자동항법용 자이로스코프의 광원과 같은 고성능 검출을 위한 광원, 단일집적화를 위한 광증폭기로서 적용 가능한 SLD에 대한 연구가 지속되어야 할 것이며, 실효 반사도를 줄이며 고출력 특성을 얻을 수 있는 다양한 방법의 연구도 계속되어야 할 것이다.

참고문헌

- [1] W. k. Burns, C. L. Chen, and R. P. Moeller, "Fiber-optic gyroscopes with broad-band sources," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-1, pp.98-105, Mar. 1983.
- [2] K. Bohm, P. Marem, K. Petermann, E. Weidel, and R. Ulrich, "Low drift fire gyro using a superluminescent diode," *Electron. Lett.*, vol. 17, pp. 352~353, May 14, 1981.
- [3] H. Hatakeyama, K. Naniwae, K. Kudo, N. Suzuki, S. Sudo, S. Ae, Y. Muroya, K. Yashiki, K. Satoh, T. Morimoto, K. Mori, and T. Saaski, "Wavelength-Selectable Microarray Light Sources for S-, C-, and L-Band WDM Systems," *IEEE Photonics Technology Lett.*, Vol. 15, NO. 7, JULY, 2003.
- [4] Takeshi Yamatoya, "Multi-Wavelength Light Sources Using Spectrum Slicing Techniue," ISOC 2000, D-7, 2000.
- [5] I. P. Kaminow, G. Eisenstein, and L. W. Stulz, "Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-19, 493, 1983.
- [6] N. S. K. Kwong, K. Y. Lay, N. Bar-Chaim, I. Ury, and K. J. Lee, "High power, high efficiency window buried heterostructure GaAlAs superluminescent diode with an integrated absorber," *Appl. Phys. Lett.*, 51, 1879, 1987.
- [7] T. P. Lee, C. A. Burrus, and B. I. Miller, "A stripe-geometry double-heterostructure amplified-spontaneous-emission (superluminescent) diode," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, 820, 1973.

- [8] Norman S. K. Kwong and Nadav Bar-Chaim "High-power 1.3 μm superluminescent diode," *Appl. Phys. Lett.* 54 (4), 23 January 1989.
- [9] B. Mersali, G. Gelly, A. Accard, L. Lafrayette, P. Doussiere, M. Lambert, and B. Fernier, "1.55 μm high-gain polarization-insensitive semiconductor travelling wave amplifier with low driving current," *IEEE Electron. Lett.*, vol.26, no.2, pp. 124-125, 1990.
- [10] K. Gen-ei, A. Tanioka, H. Suhara, and K. chinen, "High coupled power 1.3 μm edge-emitting diode with a rear window and an integrated absorber," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, No. 13, pp. 1380-1140, 1988.
- [11] 황상구, 오수환, 김정호, 김운섭, 김동욱, 홍창희, "Meltback을 이용한 mesh shape의 형성과 평면 매립형 반도체 레이저의 제작," *한국광학회지*, Vol. 10, No. 6, pp. 518-522, 1999.
- [12] 조호성, 박경현, 이중기, 장동훈, 김정수, 박성기, 박철형, 김홍만, 편광의 "응력완화 1.3 μm GaInAsP/InP Uncooled-LD의 다중양자우물층과 SCH층 구조에 따른 동작특성," *대한전자공학회지*, 제 33권, A편 7호, pp.185~197, 1996.
- [13] Govind P. Agrawl, Nilloy K. Dutta, "Semiconductor lasers," CH. 5, pp. 180~212.
- [14] U. Koren, B. I. Miller, Y. K. Su, T. L. Koch, and J. E. Bowers, "Low Internal Loss Separate-Confinement-Heterostructure-InGaAs/InGaAsP- Quantum-Well-Lasers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, pp. 1744~1746, 1987.
- [15] 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-Compensated Multiple Quantum Well Planar Buried Heterostructure Laser

- Diodes with Low Leakage Current," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 35, no. 3, pp. 1751~1757, 1996.
- [16] R. W. Glew, B. Garrett, and P. D. Greene, "Very Low Threshold Current Density SCH-MQW Laser Diodes Emitting at 1.55 μm ," *IEEE Electron. Lett.*, Vol. 25, pp. 1103~1104, 1989.
- [17] Gerard A. Alphoses, Dean B. Gilvert, M. G. Harvey, and Michael Ettenverg, "High-Power Superluminescent Diodes", *IEEE. J. Quantum Electron.*, Vol 24, No.2, Dec 1988.
- [18] M. Rosenzweig, M. Mohrle, H. Duser, and H. Venghaus," Threshold- Current Analysis of InGaAs/InGaAsP Multiquantum Well Separate- Confinement Lasers," *IEEE. J. Quantum Electron.*, Vol. 27, No. 6, pp.1804~1811, 1991.
- [19] H. Nagai, Y. Noguchi, and S. Sudo "High-power, high-efficiency 1.3 μm superluminescent diode with a buried bent absorbing guide structure", *Appl. Phys. Lett* 54(18), May 1989.
- [20] I. Mito, M. Kitamura, K. Kobayashi, S. Murata, K. Seki, Y. Odagiri, H. Nishimoto, M. Yamaguchi, and K. Kobayashi, "InGaAsP Double-Channel-Planar-Buried Heterostructure Laser Diode(DC-PBH LD) with Effective Current Confinement," *J. Lightwave Tech.* Vol. LT-1, No. 1, pp. 195~202, March. 1983.
- [21] 홍창희, 이중기, 조호성, 박경현, 박찬용, 이용탁, "누설전류가 작은 1.3 μm GaInAsP/InP 평면매립형 레이저 다이오드," *전자통신학회지*, 제 13권 4호, pp. 2~8, 1992.
- [22] 이중기, 장동훈, 조호성, 이승원, 박경현, 김정수, 김홍만, 박형무, 홍창희 "2.5Gbps 광통신용 1.55 μm InGaAsP/InP PBH DFB LD 제작

및 특성,” 대한전자공학지, 제 31권 9호 pp. 139~145, 1994.

- [23] 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-Compensated Multiple Quantum Well Planar Buried Heterostructure Laser Diodes with Low Leakage Current," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 35, no. 3, pp. 1751~1757, 1996.
- [24] K. Utaka, Y. Suematu, K. Kobayashi and H. Kawanishi, "GaInAsP/InP Integrated Twin-Guide Lasers with First-order Distributed Bragg Reflectors at $1.3\mu\text{m}$ Wavelength," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 19, pp. L137~L140, 1980.
- [25] J. K. Bulter, "Theory of Transverse Cavity Mode Selection in Homojunction and Heterojunction Semiconductor Laser," *J. Appl. Phys.*, Vol. 42, pp. 4447~4457, 1971.
- [26] K. Utaka, Y. Suematu, K. Kobayashi and H. Kawanishi, "GaInAsP/InP Integrated Twin-Guide Lasers with First-order Distributed Bragg Reflectors at $1.3\mu\text{m}$ Wavelength," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 19, pp. L137~L140, 1980.
- [27] B. W. Hakki, " Mode Gain and Junction Current in GaAs under Lasing Conditions," *J. Appl. Phys.*, Vol. 45, No. 1, pp. 288~294, January, 1974.
- [28] K. Mizuishi, M. Hirao, S. Tsuji, et al., "Accelerated Aging Characteristics of InGaAsP/InP Buried Heterostructure Lasers Emitting at $1.3\mu\text{m}$," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 19, pp. 429~437, 1980.
- [29] 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," IEEE Electron. Lett., Vol. 31, No. 11, pp. 882~883, 1995.
- [30] K. Kishino, Y. Suematsu and Y. Itaya, "Mesa substrate buried heterostructure GaInAsP/InP lasers," IEEE Electron. Lett., vol. 15, pp. 134~136, 1979.
- [31] T. Murotani, E. Oomura, H. Higuchi, H. Namizaki and W. Susaki, "InGaAsP /InP Buried Crescent Laser Emitting at $1.3\mu\text{m}$ with Very Low Threshold Current," Electron. Lett., Vol. 16, pp. 556~558, 1980.
- [32] T. Murotani, E. Oomura, H. Higuchi, H. Namizaki and W. Susaki, "Low threshold InGaAsP/InP Buried Crescent Laser with Double Current Confinement Structure," IEEE J. Quantum Electron., Vol. 17, pp. 646~650, 1981.
- [33] K. Hayata, M. Koshihara, and M. Suzuki, "Lateral Mode Analysis of Buried Heterostructure Diode Lasers by the Finite-Element-Method," IEEE J. Quantum Electron., QE-22, No. 6, pp. 781~786, 1986.
- [34] T. Tsukada, "GaAs-GaAlAs Buried-Heterostructure Injection Lasers," J. Appl. Phys., Vol. 45, pp. 4899~4906, 1974.
- [35] J. J. Hsieh and C. C. Shen, "Room-Temperature CW Operation of Buried Stripe Double Heterostructure GaInAsP/InP Diode Lasers," Appl. Phys. Lett., Vol. 30, pp. 429~431, 1977.
- [36] K. Mizuishi, M. Hirao, S. Tsuji, et al., "Accelerated Aging

- Characteristics of InGaAsP/InP Buried Heterostructure Lasers Emitting at $1.3\mu\text{m}$," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 19, pp. 429~437, 1980.
- [37] 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.
- [38] K. Kishino, Y. Suematsu and Y. Itaya, "Mesa substrate buried heterostructure GaInAsP/InP lasers," *Electron. Lett.*, vol. 15, pp. 134~136, 1979.
- [39] N. K. Dutta, D. P. Wilt, P. Besomi, W. C. Dautremont-Smith, P. D. Wright and R. J. Nelson, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 44, pp. 483~, 1984.
- [40] T. Murotani, E. Oomura, H. Higuchi, H. Namizaki and W. Susaki, "InGaAsP /InP Buried Crescent Laser Emitting at $1.3\mu\text{m}$ with Very Low Threshold Current," *Electron. Lett.*, Vol. 16, pp. 556~558, 1980.
- [41] T. Murotani, E. Oomura, H. Higuchi, H. Namizaki and W. Susaki, "Low threshold InGaAsP/InP Buried Crescent Laser with Double Current Confinement Structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 17, pp. 646~650, 1981.
- [42] K. Hayata, M. Koshiba, and M. Suzuki, "Lateral Mode Analysis of Buried Heterostructure Diode Lasers by the Finite-Element -Method," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22, No. 6, pp. 781~786, 1986.

- [43] X. Zeng, C. Liang, and Y. An, "Far-field Radiation of Planar Gaussian Source and Composition with Solutions Based on The Parabolic Approximation," *Applied Optics*, Vol. 36, No. 10, pp. 2042~2047, April, 1997.
- [44] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai and Y. Matsushima, "Effect of Mirror Facets on Lasing Characters of Distributed Feedback InGaAsP/InP Laser Diodes at 1.5 μ m Range," *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-20, pp. 236~245, 1984.
- [45] D. R. Scifres, W. Streifer, and R. D. Burnham, "GaAs/GaAsAl Diode Lasers with Angled Pumping Stripes," *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-14, pp. 223~227, 1987.
- [46] J. Salzman, R. Lang, S. Margalit, and A. Yariv, "Tilted Mirror Semiconductor Laser," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 47, pp. 9~11, 1985.
- [47] C. A. Hill and D. R. Hall, "Waveguide Laser Resonator with a Tilted Mirror," *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-22, pp. 1078~1087, 1986.
- [48] L. N. Kurbatov, S. S. Shakhidzhanov, L. V. Bystrova, V. V. Krupukhin, and S. I. Kolonenkova, "Investigation of Superluminescence Emitted by a Gallium Arsenide," *Sov. Phys. Semicon.*, Vol. 4, pp.1739~1744, 1971.
- [49] D. Marcuse, "Light Transmission Optics," Bell Laboratories Series, New York: Van Nostrand Reinholds, pp. 22, 1972.
- [50] A. Accard, J. Benoit and R. Vergnaud, "LPE Growth of InP thin layer from super-cooled solution by two-phase technique," *J. Crystal Growth.*, Vol. 54, pp. 235~238, 1982.

- [51] R. F. Dazarinov, W. A. Nordland, W. R. Wanger and H. Temkin, "Near equilibrium LPE growth of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP ," *J. Crystal Growth*, Vol. 60, pp. 235~238, 1982.
- [52] I. Ladany and F. Z. Hawrylo, "Comparison of single and two-phase LPE growth methods for $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ lasers and LEDs," *J. Crystal Growth*, Vol. 54, pp. 69~75, 1981.