

論文2002-39SD-3-2

# SCH 양자우물 레이저 다이오드에 대한 L-I-V 특성의 해석적 도출에 관한 연구

(A Study on the analytical derivation of the L-I-V characteristics for a SCH QW Laser Diode)

朴 隆 植 \*, 方 誠 晚 \*\*, 沈 載 勳 \*\*\*, 徐 枉 河 \*\*\*\*

(Ryung-Shik Park, Sung-Man Pang, Jae-Hoon Shim, and Chung-Ha Suh)

## 요 약

본 논문에서는 thermionic emission 모델을 이용하여 SCH 양자우물 레이저 다이오드에 대한 L-I-V 특성을 해석적으로 도출하였다. SCH의 bulk 캐리어와 양자우물 속박 캐리어의 관계를 도출하였고, 주입된 전류를 각 영역에서의 캐리어 재결합을 고려한 전류 연속 방정식을 만족하도록 하였다. 또한, high level injection과 전하 중성 조건하에 ambipolar 확산 방정식을 이용하여 캐리어 분포를 고찰하였다. 위 해석적인 모델을 이용하여 계산한 결과, 클래딩 영역의 전위장벽 변화가 전류 전압 특성 변화의 주요 원인으로 나타났다. 또한 thermionic emission에 의한 주입 전류의 forward flux 증가가 캐리어 주입을 증가시키고, 레이저 다이오드의 직렬 저항을 감소시키는 것을 보였다.

## Abstract

By using the thermionic emission model, the L-I-V(power-current-voltage) characteristics of a SCH(seperate confinement heterostructure) QW(quantum well) laser diode is analytically derived. We derived the relationships between the bulk carrier density of SCH regions and the confined carrier density of QW. The L-I-V characteristics is derived analytically by using current continuity equations. Solving the ambipolar diffusion equation under the condition of high level injection and charge neutrality, the current distribution in the SCH regions is considered. Results showed that the major factor affecting the laser I-V characteristics was the change of potential barrier at the cladding-SCH interface. Also the series resistance of a laser diode was decreased and the carrier injection was increased by increasing the forward flux of injection current from cladding to SCH region.

\* 正會員, 三星電氣 光素子팀

(Samsung Electro-Mechanics)

\*\* 正會員, 엑스엘 光通信

(XL-Photonics Inc.)

\*\*\* 正會員, 弘益大學校 科學技術研究所

(Hongik Univ., Research Institute of Science & Technology)

\*\*\*\* 正會員, 弘益大學校 電子工學科

(Hongik Univ., Dept. of Electronic Eng.)

接受日字:2001年2月1日, 수정완료일:2002年1月19日

## I. 서 론

반도체 레이저 다이오드 동작의 주요한 관건은 낮은 입력 전류로 높은 전력의 광 출력을 얻고, 전류의 소신호 변조대역을 넓히는 일이다<sup>[1]</sup>. 이를 위하여 다양한 레이저 구조가 제안되었으며, SCH(Separate Confinement Heterostructure) 양자우물 레이저 다이오드 역시 전기적인 캐리어 주입 효율을 높이고, 출력 광의 손실을 줄이기 위한 구조이다.

레이저 다이오드에서 전기적인 주입 전류에 대해 고 출력의 광 특성을 얻기 위해서는 전력 변환 효율 (power conversion efficiency)을 높여야 한다. 전력 변환 효율을 증가시키기 위해서는 레이저 다이오드의 동작 전류(threshold current)와 동작 전압(turn on voltage), 직렬 저항(series resistance)을 낮춰야 한다<sup>[2]</sup>. 주입 전류와 광 출력의 관계는 많은 연구를 통하여 밝혀졌다. 그러나 레이저 다이오드의 전류-전압의 관계는 전기적인 미분 방법(electrical derivative technique)을 이용하거나, 실험적인 이상계수(ideality factor)를 도입한 Shockley 모델을 이용하여 설명하는 것이 보통이다<sup>[3,4]</sup>. 이러한 미분특성의 측정결과와 실험적인 전류-전압 특성과 광출력-전류 특성과의 상관관계를 분석하는데 필요한 해석적인 모델이 필요하다. 본 논문에서는 SCH 양자우물 레이저 다이오드의 L-I-V (Light-Current-Voltage) 특성을 통합적으로 설명하는 모델을 제시하고자 한다.

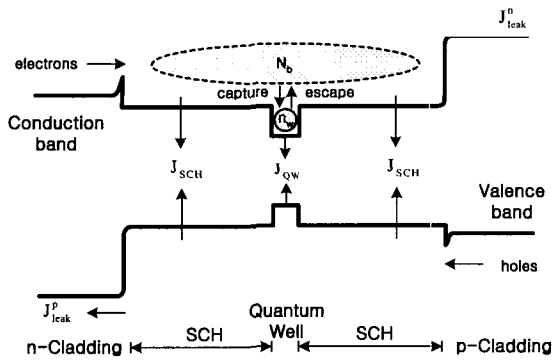


그림 1. SCH 양자우물 레이저 다이오드내의 전류 흐름의 개략도  
Fig. 1. Current flow diagram in SCH QW LD.

그림(1)과 같이 SCH 양자우물 구조는 클래딩, SCH 영역, 양자우물 경계에서 이중접합을 이루고 있다. 클래딩에서 주입된 캐리어는 SCH 영역에서 일부가 재결합되고 양자우물까지 이동한다. 양자우물의 캐리어는 3-D 상태밀도를 갖는 비속박 캐리어와 우물내의 부분대에 속박되어 2-D 상태밀도를 갖는 캐리어로 구별된다<sup>[5]</sup>. 양자우물의 비속박 캐리어는 여러 가지 포획 메카니즘에 의해 부분대에 속박되고 재결합되는 과정을 통해 광으로 전환된다. 속박된 캐리어의 일부는 다시 탈출 메카니즘에 의하여 비속박 상태로 천이(transition)하고 반대편 SCH 영역에서 클래딩으로 이동되어 누설전류 성분이 생긴다.

SCH 양자우물 레이저 다이오드에서 해석적인 L-I-V 모델을 도출하기 위해서는 도핑된 클래딩에서 SCH 영역과 양자우물에 주입되는 전류와 반대편 클래딩으로 누설되는 전류가 매우 중요하다. 클래딩과 SCH 경계에서 thermionic emission 모델을 이용하여 전류와 전위 에너지의 관계를 도출하고, 양자우물 지역의 비속박 캐리어와 속박 캐리어간 천이는 reservoir 모델<sup>[5]</sup>을 이용한다. 이를 위하여 클래딩과 SCH, 양자우물에서 Fermi 준위를 구별하여 사용하고, SCH 지역의 캐리어와 양자우물 지역의 비속박 캐리어가 동일한 것으로 가정하였다. 이때 각 영역에서 캐리어의 재결합을 고려하여 클래딩에서 주입된 캐리어가 전류 연속 방정식을 만족하도록 하였고, 이를 양자우물의 순수 주입 전류와 연계하여 해석적인 L-I-V 특성을 도출한다. 또한, high level injection과 전하 중성 조건하에 ambipolar 확산 방정식을 이용하여 캐리어 분포를 고찰하였다.

II. 해석적인 L-I-V 모델

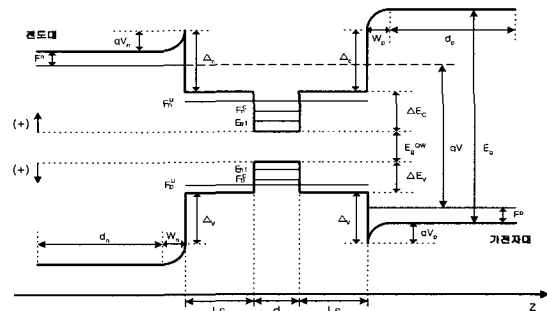


그림 2. SCH 양자우물 레이저 다이오드내의 에너지 밴드 다이어그램  
Fig. 2. Energy band diagram for SCH QW LD.

그림(2)는 레이저 다이오드의 L-I-V 특성을 도출하기 위한 바이어스시의 밴드구조이다. 도핑되지 않은 SCH 영역의 양쪽에 각각 p 와 n 으로 도핑된 클래딩 영역이 있고, SCH 영역 중간에 에너지 갭이 작은 양자우물이 있는 구조이다. 그림에서 양자우물의 길이는  $d$  이고, 양쪽의 SCH 영역의 길이는  $2L_s$  이다.  $E_g$ ,  $E_g^{QW}$  는 각각 클래딩, 양자우물의 밴드 갭이며,  $\Delta_{c,v}$ ,  $\Delta E_{c,v}$  는 각각 클래딩과 SCH, SCH와 양자우물의 이중접합간 전도대와 가전자대의 에너지 불연속치를 나타낸다.  $W_{n,p}$  는 클래딩과 SCH 접합면에서의 공핍층

폭이고,  $d_{n,p}$  는 클래딩의 quasi 중성영역의 폭을 나타낸다. 각 공핍층에서의 전위 장벽은  $qV_n$  과  $qV_p$  이다.  $F^n$  과  $F^p$  는 각각 도핑으로 결정되는 클래딩의 전자와 정공에 대한 Fermi 준위와 전도대, 가전자대 에너지 준위와의 차를 나타낸다.

SCH 영역에서 양자우물에 주입된 캐리어는 부밴드에 속박되어 재결합되는 과정을 통해 광으로 전환된다. SCH 양자우물 구조에서는 3-D 상태밀도를 갖는 SCH 영역의 캐리어와 양자우물의 부밴드  $E_{e1}$ ,  $E_{h1}$  에 속박되어 2-D 상태밀도를 갖는 캐리어를 구별해야 한다. 양자우물의 비속박된(unconfined) 캐리어의 quasi Fermi 준위를  $F_n^u$  과  $F_p^u$  로 나타내고, 양자우물에 속박된(confined) 캐리어의 quasi Fermi 준위를  $F_n^c$  와  $F_p^c$  로 나타낸다.

또한, SCH 지역과 양자우물에서 전자와 정공의 quasi Fermi 준위는 flat 한 것으로 가정하였다<sup>[6]</sup>. 위에서 언급된 에너지 준위는 전자와 정공을 구별하여 각각 양자우물의 전도대와 가전자대 바닥을 기준으로 하였다.

레이저 다이오드의 인가된 전압은 n-클래딩의 Fermi 준위와 p-클래딩의 Fermi 준위의 차로써 구할 수 있고, 전위장벽과 다음의 관계를 갖는다.

$$qV = E_g - F^n + F^p - qV_n - qV_p \quad (1)$$

본 논문에서는 서로 다른 유효질량을 갖는 이중 접합면에서의 전류는 다음과 같은 thermionic emission 모델을 이용하여 구한다<sup>[2]</sup>.

$$J = A \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (2)$$

여기서,  $k$  는 Boltzmann 상수이고,  $T$  는 절대온도이다. 그리고  $W$  는 에너지 장벽에 대한 일함수(work function)로 Fermi level과 에너지 장벽의 차에 해당한다.  $A$ 는 Richardson 상수에 절대 온도를 포함한 값으로 전자와 정공에 대해서 각각  $A_n = qm_e(kT)^2 / 2\pi^2 \hbar^3$ ,  $A_p = qm_h(kT)^2 / 2\pi^2 \hbar^3$ 이다. 전자와 정공의 유효질량,  $m_e$ ,  $m_h$  는 이중접합 물질 중 유효질량이 작은 쪽의 값을 택한다.

그림(2)에서 n-도핑된 클래딩 영역에서 SCH 영역으로의 주입되는 전자와 정공을 forward flux로 보고, 이

때의 전자와 정공에 대한 일함수는 각각  $(qV_n + F^n)$  와  $(qV_p + F^p)$ 이다. 반대로 SCH 영역에서 클래딩으로 이동하는 전자와 정공을 것을 backward flux로 보고, 이때의 전자와 정공에 대한 일함수는 각각  $(\Delta E_C + \Delta_C - F_n^u)$ 와  $(\Delta E_V + \Delta_V - F_p^u)$  이다. 따라서 클래딩에서 SCH 영역으로 전자와 정공의 주입전류는 다음과 같다.

$$J_{inj}^n = A_n \left[ \exp\left(-\frac{qV_n + F^n}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\Delta E_C + \Delta_C - F_n^u}{kT}\right) \right] \quad (3a)$$

$$J_{inj}^p = A_p \left[ \exp\left(-\frac{qV_p + F^p}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\Delta E_V + \Delta_V - F_p^u}{kT}\right) \right] \quad (3b)$$

전자와 정공의 클래딩으로의 누설전류는 이중접합면의 thermionic emission에 의한 전류와 클래딩의 quasi 중성영역에서의 확산에 의한 전류로 설명할 수 있다. 이 두 전류성분이 같다는 조건으로 클래딩의 공핍층과 quasi 중성영역의 경계에서의 전자  $n_w$ 와 정공  $p_w$  농도를 얻을 수 있다. 먼저, p-클래딩에서 전자의 확산에 의한 누설전류는 다음과 같다<sup>[7]</sup>.

$$J_{leak}^n = \frac{qD_n}{L_n} (n_w - n_{p0}) \coth\left(\frac{d_p}{L_n}\right) \quad (4)$$

$n_{p0}$  는 p-클래딩에 평형상태의 전자농도이고,  $D_n$  과  $L_n$  은 전자의 확산계수, 확산길이이다. 전자에 의한 SCH 영역에서 p-도핑된 클래딩으로 thermionic emission에 의한 누설 전류는 다음과 같다.

$$J_{leak}^n = A_n \left[ \exp\left(-\frac{\Delta E_C + \Delta_C - F_n^u}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_{Cp} - F_n^p}{kT}\right) \right] \quad (5)$$

$E_{Cp}$ 와  $F_n^p$  는 각각 p-클래딩의 전도대와 전자에 대한 Fermi 준위이다.

SCH와 클래딩의 이중접합면에서 불평형 상태의 전자농도,  $n_L$ 는  $n_w$ 와 다음과 같은 관계가 있으므로,

$$n_L = N_C^p \exp\left(-\frac{E_{Cp} - F_n^p}{kT}\right) = n_w \exp\left(\frac{qV_p}{kT}\right) \quad (6)$$

식 (5)를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$J_{leak}^n = A_n \left[ \exp\left(-\frac{\Delta E_C + \Delta_C - F_n^u}{kT}\right) - \frac{n_w}{N_C^p} \exp\left(-\frac{qV_p}{kT}\right) \right] \quad (7)$$

따라서 식(4)와 (7)을 연립하여  $n_w$  값을 구하여, 식(7)에 대입하면 SCH에서 p-클래딩으로의 전자에 의한 누설전류를 정리할 수 있다. 같은 방법으로 정공에 의한 n-클래딩으로의 누설전류를 표현하면 다음과 같다.

$$J_{leak}^n = A_n \frac{\exp\left(-\frac{\Delta E_C + \Delta_C - F_n^u}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_g - qV_p + F_p^o}{kT}\right)}{1 + \eta_n \exp\left(\frac{qV_p}{kT}\right)} \quad (8a)$$

$$J_{leak}^p = A_p \frac{\exp\left(-\frac{\Delta E_V + \Delta_V - F_p^u}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_g - qV_n - F_n^o}{kT}\right)}{1 + \eta_p \exp\left(\frac{qV_n}{kT}\right)} \quad (8b)$$

여기서,  $\eta_n = \frac{A_n L_n}{q D_n N_C^p} \tanh\left(\frac{d_p}{L_n}\right)$ ,  $\eta_p = \frac{A_p L_p}{q D_p N_V^o} \tanh\left(\frac{d_n}{L_p}\right)$ 이다.

한편, 식(3)의 주입전류와 식(8)의 누설전류는 각 영역에서의 캐리어 재결합을 고려한 다음의 전류 연속 방정식을 만족해야 한다.

$$J_{inj}^n - J_{leak}^n = J_{SCH} + J_{QW} \quad (9a)$$

$$J_{inj}^p - J_{leak}^p = J_{SCH} + J_{QW} \quad (9b)$$

$J_{SCH}$  는 SCH 영역에서 bulk 캐리어 재결합에 의한 전류로 다음과 같이 계산된다.

$$J_{SCH} = 2qL_s(A_b n_b + B_b n_b^2 + C_b n_b^3) \quad (10)$$

계수  $A_b, B_b, C_b$  는 각각 SCH 영역에서 nonradiative, radiative, Auger 재결합 계수이다.  $n_b$  는 SCH 영역의 3D 상태밀도를 갖는 bulk 캐리어 밀도로 공간적인 평균값의 의미를 갖고, 양자우물의 비속박 캐리어를 포함한다.

$J_{QW}$  은 양자우물 주입전류로 threshold 이전과 이후에 따라 식(11)과 같다.

$$J_{QW} = \begin{cases} qd(A n_w + B n_w^2 + C n_w^3) & , J_{QW} \leq J_{th} \\ J_{th} + qd v_g g_{th} N_{ph} & , J_{QW} > J_{th} \end{cases} \quad (11)$$

계수  $A, B, C$  는 각각 양자우물에서 nonradiative, radiative, Auger 재결합 계수이며, 여기서 캐리어의 반

도체 결정내에 구조적인 결함 혹은 표면에서 non-radiative 재결합,  $A_w$  에 의한 영향은  $B_w, C_w$  보다 작으므로 무시하는 것으로 가정한다.  $J_{th}$  과  $g_{th}$  는 각각 threshold 에서의 전류와 광 이득이다.  $v_g$  는 광자의 군속도(group velocity)이고,  $N_{ph}$  는 광자밀도로 출력 광전력( $P_{out}$ )과 다음의 관계를 갖는다<sup>[8]</sup>.

$$P_{out} = \hbar \omega N_{ph} V_p v_g a_m \quad (12)$$

$\hbar \omega$  는 광자 에너지,  $V_p$  는 공동의 체적이고,  $a_m$  은 거울 손실을 나타낸다.

$J_{QW}$  를 파라미터로 하여 식(11)으로부터 양자우물에 속박된 캐리어의 밀도,  $n_w$  를 구할 수 있으며,  $n_w$  는 양자우물의 첫 번째 부밴드만 고려한 경우에  $F_n^c, F_p^c$  와 다음의 관계가 있다<sup>[7]</sup>.

$$n_w = \frac{m_e kT}{\pi \hbar^2 d} \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{F_n^c - E_{el}}{kT}\right) \right] \quad (13a)$$

$$p_w = \frac{m_h kT}{\pi \hbar^2 d} \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{F_p^c - E_{hl}}{kT}\right) \right] \quad (13b)$$

$m_e, m_h$  는 양자우물의 전자와 정공의 유효질량이며, 전자와 정공은 전하 중성조건( $n_w = p_w$ )을 만족하는 것으로 가정한다.

또한, 양자우물의 주입 전류는 다음의 관계를 만족한다.

$$J_{QW} = J_{cap} - J_{esc} \quad (14)$$

$J_{cap}$  은 양자우물에 포획되는 캐리어에 의한 전류를 나타내고,  $J_{esc}$  는 비속박 상태로 탈출하는 캐리어에 의한 전류이다. 앞서 언급한 것과 같이 SCH 지역의 캐리어와 양자우물의 비속박된 캐리어가 동일한 것으로 가정하여, thermionic emission 모델로  $J_{cap}$  과  $J_{esc}$  를 나타내면 다음과 같다<sup>[9]</sup>.

$$J_{cap} = A_n \exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^u}{kT}\right) \quad (15a)$$

$$J_{esc} = A_n \exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^c}{kT}\right) \quad (15b)$$

$$J_{QW} = A_n \left[ \exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^u}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^c}{kT}\right) \right] \quad (15c)$$

식(11)과 식(15c)의 양자우물 주입 전류( $J_{QW}$ )는 같아야 하므로, 두 식을 연립하여 비속박된 전자와 정공의 quasi Fermi 준위를 구할 수 있다.

$$F_n^u - \Delta E_C = kT \ln \left[ \exp \left( - \frac{\Delta E_C - F_n^c}{kT} \right) + \frac{J_{QW}}{A_n} \right] \quad (16a)$$

$$F_p^u - \Delta E_V = kT \ln \left[ \exp \left( - \frac{\Delta E_V - F_p^c}{kT} \right) + \frac{J_{QW}}{A_p} \right] \quad (16b)$$

식(16)에 의하여 SCH 영역의 캐리어 밀도  $n_b$  와  $p_b$  는 Boltzmann 통계를 이용하여 다음과 같이 구한다.

$$n_b = 2 \left( \frac{m_e^b kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{\Delta E_C - F_n^u}{kT} \right) \quad (17a)$$

$$p_b = 2 \left( \frac{m_h^b kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{\Delta E_V - F_p^u}{kT} \right) \quad (17b)$$

위 식에서  $m_e^b, m_h^b$  는 각각 SCH 영역의 전자와 정공의 유효질량이다.

한편, 식(3)와 (8)을 식(9)에 대입하여  $qV_n$ 과  $qV_p$ 에 대해 각각 정리하면 다음과 같다.

$$X_n X_p + X_n \eta_n - X_p \left[ 2q_n \exp \left( - \frac{\Delta E_C + \Delta_C}{kT} \right) + Q_n \right] - \eta_n \left[ q_n \exp \left( - \frac{\Delta E_C + \Delta_C}{kT} \right) + Q_n \right] + \beta_p = 0 \quad (18a)$$

$$X_n X_p + X_p \eta_p - X_n \left[ 2q_p \exp \left( - \frac{\Delta E_V + \Delta_V}{kT} \right) + Q_p \right] - \eta_p \left[ q_p \exp \left( - \frac{\Delta E_V + \Delta_V}{kT} \right) + Q_p \right] + \beta_n = 0 \quad (18b)$$

여기서,

$$X_n = \exp \left( - \frac{qV_n}{kT} \right), \quad X_p = \exp \left( - \frac{qV_p}{kT} \right)$$

$$q_n = \exp \left( \frac{F_n^u}{kT} \right) \exp \left( \frac{F_n^c}{kT} \right),$$

$$q_p = \exp \left( \frac{F_p^u}{kT} \right) \exp \left( \frac{F_p^c}{kT} \right)$$

$$Q_n = \frac{J_{SCH} + J_{QW}}{A_n} \exp \left( \frac{F_n^u}{kT} \right),$$

$$Q_p = \frac{J_{SCH} + J_{QW}}{A_p} \exp \left( \frac{F_p^u}{kT} \right)$$

$$\beta_p = \frac{N_V^p}{p_0} \exp \left( - \frac{E_g - F_n^u}{kT} \right),$$

$$\beta_n = \frac{N_C^n}{n_0} \exp \left( - \frac{E_g - F_p^u}{kT} \right)$$

$p_0, n_0$  는 각각 p-클래딩과 n-클래딩의 평형상태 정공농도와 전자농도이다.

식(18a)과 (18b)를 연립하여  $qV_n$  과  $qV_p$  를 구할 수 있다.

### III. SCH 영역의 캐리어 분포

SCH 영역의 캐리어 수송효과가 레이저의 정적 및 동적 특성에 중요한 영향을 미친다<sup>[1]</sup>. 레이저 다이오드에 순방향 바이어스를 가하면 전자는 n-도핑된 클래딩 영역으로부터, 정공은 p-도핑된 클래딩 영역으로부터 각각 SCH 영역을 지나 양자우물에 주입된다. 이러한 SCH 영역에서의 캐리어 이동은 확산, 표동, 및 재결합 등에 의해 묘사되는 전류 연속 방정식을 이용하여 설명할 수 있다. 정상상태의 연속방정식을 high level injection 하에 전하 중성 조건을 이용하면, 다음의 ambipolar 확산 방정식을 얻을 수 있다<sup>[2]</sup>.

$$\frac{\partial^2 n_b(z)}{\partial z^2} - \frac{R}{D_a} = 0 \quad (19)$$

여기서,  $D_a = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}$ ,  $R = \frac{n_b(z)}{\tau_a}$  이다.

$D_a$  는 ambipolar 확산 계수이고,  $R$ 는 SCH 영역에서의 캐리어 재결합율이다. 또한  $\tau_a$  는 ambipolar 수명으로 식(17)의 SCH 영역에서의 공간적인 평균 캐리어 밀도  $n_b$  를 이용하여  $\tau_a = 1/(A_b + B_b n_b + C_b n_b^2)$  로 구한다<sup>[10]</sup>.

식(19)를 ambipolar 확산 길이,  $L_a = \sqrt{D_a \tau_a}$  를 도입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 n_b(z)}{\partial z^2} - \frac{n_b(z)}{L_a^2} = 0 \quad (20)$$

식(20)의 해는 n-클래딩쪽 SCH 구간과 p-클래딩쪽 SCH 구간에 대해 각각 다음과 같다.

$$n_b(z) = C_1 \exp \left( \frac{z}{L_a} \right) + C_2 \exp \left( - \frac{z}{L_a} \right) \quad (21a)$$

$$n_b(z) = C_3 \exp \left( \frac{z}{L_a} \right) + C_4 \exp \left( - \frac{z}{L_a} \right) \quad (21b)$$

계수  $C_1, C_2, C_3, C_4$  를 구하기 위한 위의 두 구간에서 전류에 의한 경계조건은 다음과 같다.

$$-qD_a \frac{\partial n_b(z)}{\partial z} \Big|_{\text{n클래딩/SCH}} = J_{inj}^n \quad (22a)$$

$$-qD_a \frac{\partial n_b(z)}{\partial z} \Big|_{\text{SCH/(양자우물)left}} = J_{cap}^* \equiv J_{inj}^n - \frac{J_{SCH}}{2} \quad (22b)$$

$$\begin{aligned} -qD_a \frac{\partial n_b(z)}{\partial z} \Big|_{\text{SCH/(양자우물)right}} &= J_{esc}^* \equiv J_{cap}^* - J_{QW} \\ &= \frac{J_{SCH}}{2} + J_{leak}^n \end{aligned} \quad (22c)$$

$$-qD_a \frac{\partial n_b(z)}{\partial z} \Big|_{\text{p클래딩/SCH}} = J_{leak}^n \quad (22d)$$

n-클래딩과 SCH 경계에서는 도핑된 클래딩에서 주입되는 전류를 경계조건으로 사용하고, p-클래딩과 SCH 경계에서는 클래딩으로 누설되는 전류를 경계조건으로 사용하였다. 식(14)과 (15)의  $J_{cap}^*, J_{esc}^*$  는 공간적으로 양자우물내에서의 비속박 캐리어와 속박 캐리어간 천이에 의한 전류이므로 SCH 영역과 양자우물간의 경계조건으로는 부적절하다. 따라서 SCH 영역과 양자우물간의 경계조건은 SCH 영역에서 bulk 캐리어 재결합을 고려한 전류( $J_{cap}^*, J_{esc}^*$ )를 사용한다.

위의 각 경계조건을 사용하여 구한 계수  $C_1, C_2, C_3, C_4$  는 각각 다음과 같다.

$$C_1 = \frac{\frac{L_a}{qD_a} \left[ J_{inj}^n \exp\left(\frac{d/2}{L_a}\right) - J_{cap}^* \exp\left(\frac{L_s}{L_a}\right) \right]}{2 \sinh\left(\frac{L_s - d/2}{L_a}\right)}$$

$$C_2 = \frac{\frac{L_a}{qD_a} \left[ J_{inj}^n \exp\left(-\frac{d/2}{L_a}\right) - J_{cap}^* \exp\left(-\frac{L_s}{L_a}\right) \right]}{2 \sinh\left(\frac{L_s - d/2}{L_a}\right)}$$

$$C_3 = \frac{\frac{L_a}{qD_a} \left[ J_{esc}^* \exp\left(-\frac{L_s}{L_a}\right) - J_{leak}^n \exp\left(-\frac{L_s/2}{L_a}\right) \right]}{2 \sinh\left(\frac{L_s - d/2}{L_a}\right)}$$

$$C_4 = \frac{\frac{L_a}{qD_a} \left[ J_{esc}^* \exp\left(\frac{L_s}{L_a}\right) - J_{leak}^n \exp\left(\frac{L_s/2}{L_a}\right) \right]}{2 \sinh\left(\frac{L_s - d/2}{L_a}\right)}$$

계수  $C_1, C_2, C_3, C_4$  로 식(22)을 이용하여 SCH 영역의 전류분포를 구할 수 있다.

#### IV. 계산 및 결과

본 논문에서 고찰한 레이저 다이오드는 클래딩 지역

은 Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As, SCH 영역은 GaAs, 양자우물은 In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As 물질을 사용한 SCH 단일 양자우물 구조이다. 레이저 다이오드의 구조와 물질에 관련된 파라미터를 표(1)에 정리하였다.

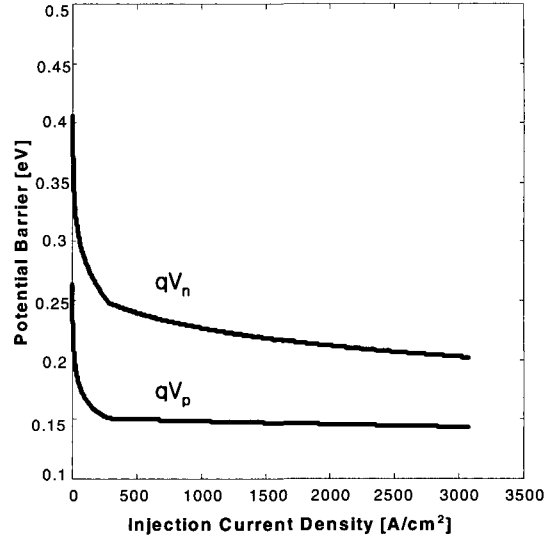


그림 3. 주입전류에 따른 전위장벽 변화

Fig. 3. Changes of the potential barrier versus injection current density.

그림(3)은 레이저 다이오드의 전류 주입에 따른 전위장벽의 변화를 나타낸다. 전위장벽의 변화는 레이저 다이오드의 인가 전압뿐만 아니라 SCH 영역의 캐리어 주입량을 결정하는 요소로 전류-전압 특성과 광출력을 결정하는 값이다.

전류가 주입되기 시작하면 전위장벽의 크기가 급격히 감소하다가 threshold( $J_{th} \approx 150$  [A/cm<sup>2</sup>]) 이후에는 완만하게 감소한다. n-클래딩의 전위장벽  $qV_n$  이 p-클래딩의  $qV_p$  보다 크게 나타난다.

그림(4)와 그림(5)는 주입 전류와 누설 전류의 forward flux와 backward flux 성분을 각각 나타낸 것이다. 그림(4)의 도핑된 클래딩에서 SCH로 주입되는 전자와 정공의 forward flux 전류 성분은 각각  $qV_n$  과  $qV_p$  에 의해 결정되고, backward flux 전류 성분은 각각  $F_n^*, F_p^*$  에 의해 결정된다. 전위장벽 차이 ( $qV_p < qV_n$ )와 전자와 정공의 유효질량 차이 ( $A_n < A_p$ )에 의해 전자에 비하여 정공에 의한 forward flux와 backward flux 전류가 크게 나타난다. 따라서, 그림(5)의 누설 전류의 경우의 forward flux 성분은 전자가 정

표 1. SCH 양자우물 레이저 다이오드 파라미터 (T=300K)  
Table 1. Device parameters for SCH QW LD.

Parameter	Description	Value
$d$	양자우물 길이	80 [ Å ]
$L_s$	SCH 길이	0.125 [ $\mu\text{m}$ ]
$E_g^{QW}$	양자우물의 에너지 갭	1.1192 [ eV ]
$E_g$	클래딩의 에너지 갭	1.7212 [ eV ]
$A_{area}$	레이저 다이오드 단면적	500 [ $\mu\text{m}^2$ ]
$m_e/m_0$	양자우물의 전자 유효질량	0.0592
$m_b/m_0$	양자우물의 정공 유효질량	0.48
$m_e^b/m_0$	SCH 영역의 전자 유효질량	0.071
$m_h^b/m_0$	SCH 영역의 정공 유효질량	0.5
$n_{th}$	threshold 전자 농도	$3.0 \times 10^{18}$ [ $1/\text{cm}^3$ ]
$N_D$	n-클래딩의 도너 농도	$1 \times 10^{18}$ [ $1/\text{cm}^3$ ]
$N_A$	p-클래딩의 억셉터 농도	$1 \times 10^{18}$ [ $1/\text{cm}^3$ ]
$B$	양자우물의 radiative 재결합 계수	$0.93 \times 10^{-10}$ [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ]
$C$	양자우물의 Auger 재결합 계수	$6 \times 10^{-30}$ [ $\text{cm}^6/\text{s}$ ]
$A_b$	SCH의 nonradiative 재결합 계수	$1 \times 10^8$ [ $1/\text{s}$ ]
$B_b$	SCH의 radiative 재결합 계수	$1.4 \times 10^{-10}$ [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ]
$C_b$	SCH의 Auger 재결합 계수	$13 \times 10^{-30}$ [ $\text{cm}^6/\text{s}$ ]
$D_n, D_p$	SCH의 전자, 정공의 확산계수	238.28, 10.36 [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ]
$D_n, D_p$	클래딩의 전자, 정공의 확산계수	102.72, 4.73 [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ]
$\alpha_i$	내부손실	5 [ $1/\text{cm}$ ]
$\alpha_m$	거울손실	45.6 [ $1/\text{cm}$ ]
$\Gamma$	optical confinement factor	0.032
$n_r$	굴절율	4.2

공보다 크게 나타나며, backward flux 는 forward flux 에 비해 무시할 만큼 작게 나타난다.

한편, 클래딩에서 SCH 영역으로 주입되는 전체 전류량은 forward flux와 backward flux의 차에 해당되고, 정공에 의한 전류 주입량이  $2000 [ A/\text{cm}^2 ]$  일 때, 전자의 전류 주입량은  $2000.1 [ A/\text{cm}^2 ]$ 으로 전 동작영역에서 아주 근소한 차이를 보인다.

threshold 이후 forward flux 전류는 계속 증가하지만, backward flux 전류는 고정된다. 이것은 threshold

이후에는 SCH 영역의 캐리어 밀도가 일정하게 유지되어 backward flux 성분이 고정되는 반면, 광자 생성에 의하여 소모되는 캐리어를 보충하기 위해 forward flux 는 계속해서 증가하기 때문이다.

그림(6)은 전류 주입에 따른 SCH 영역의 캐리어 밀도  $n_b$  와 양자우물 속박 캐리어 밀도  $n_w$  를 나타내고, 그림(7)은 양자우물 주입 전류와 SCH 영역에서 캐리어 재결합에 의한 전류, 그리고 전자의 SCH영역에서 클래딩으로의 누설전류를 각각 나타낸 것이다.

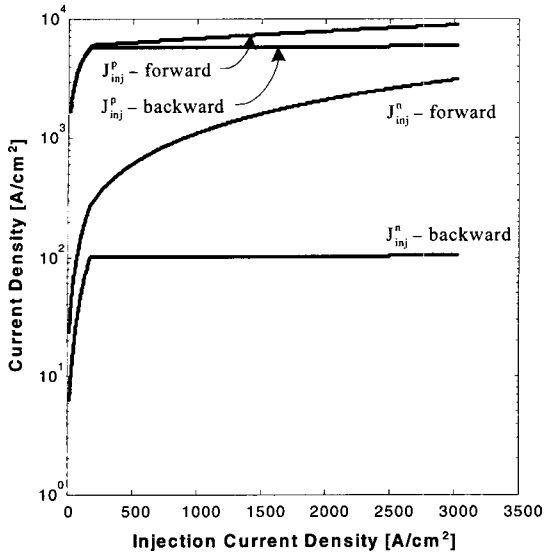


그림 4. 주입전류에 따른 전자와 정공 주입전류의 순방전류밀도와 역방전류밀도  
 Fig. 4. Forward and backward current densities of injection current densities versus injection current density.

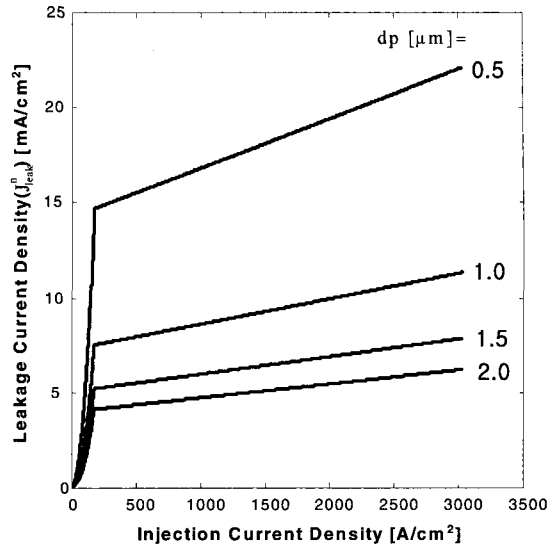


그림 6. 클래딩의 준중성영역 길이 변화에 따른 누설전류  
 Fig. 6. Leakage current density with quasi neutral thickness of cladding layer as a parameter.

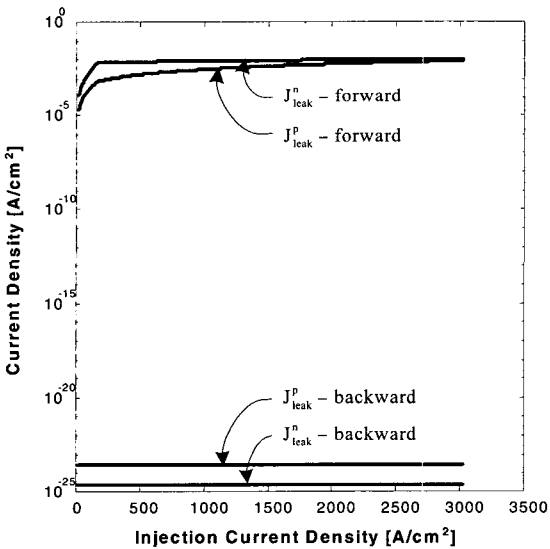


그림 5. 주입전류에 따른 전자와 정공 누설전류의 순방전류밀도와 역방전류밀도  
 Fig. 5. Forward and backward current densities of leakage current densities versus injection current density.

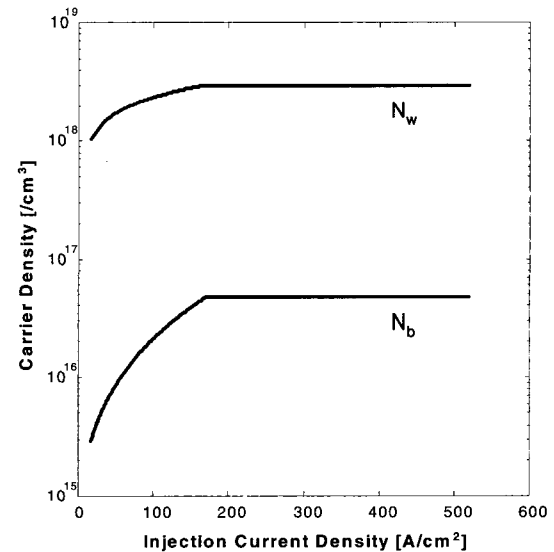


그림 7. 주입전류에 따른 양자우물과 SCH영역의 캐리어 밀도  
 Fig. 7. Carrier density for QW and SCH regions versus injection current density.

주입 전류 증가에 따라 캐리어 밀도가 증가하지만 threshold 이후에는 주입된 캐리어 농도가 거의 일정하게 유지되어 bias가 증가하더라도 Fermi 준위가 고정된다. 결과적으로  $J_{SCH}$  는 threshold 이후에 일정하게

되고,  $J_{QW}$  과  $J_{leak}^n$  는 계속 증가하게 된다.

그림(8)에서는 전체 주입전류에 대한 SCH 영역에서 p-클래딩으로 유출되는 전자에 의한 누설전류를 나타낸다. p-클래딩의 quasi 중성영역의 폭이 각각 0.5, 1.0,



1.5, 2.0 [μm]일 때의 누설전류를 나타내었다. 누설전류는 전위장벽의 감소와, quasi 중성영역의 폭이 작아짐에 따라 증가한다.

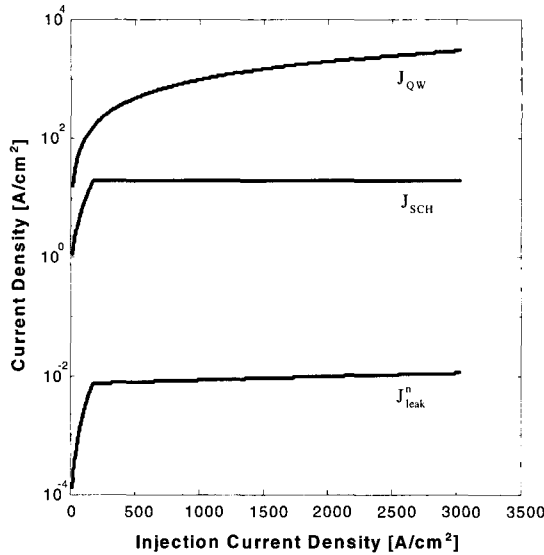


그림 8. 주입전류에 따른 양자우물 전류, SCH 전류, 누설전류

Fig. 8. QW, SCH and leakage current density versus injection current density.

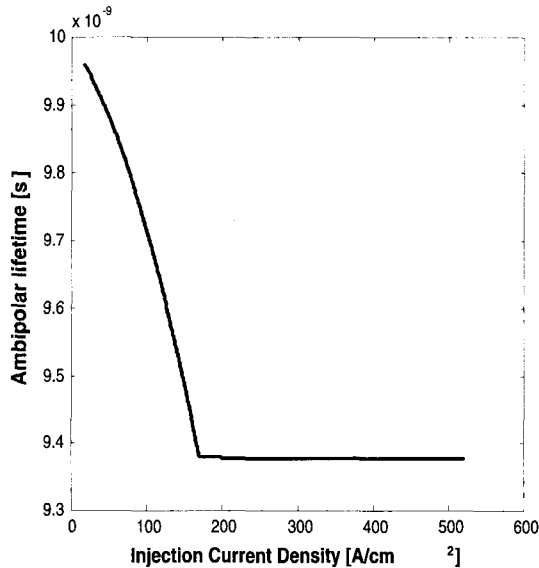


그림 9. 주입전류에 따른 ambipolar 수명

Fig. 9. Ambipolar lifetime versus injection current density.

Ref.<sup>[11]</sup>에서 SCH 영역의 캐리어 밀도와 상관없이 ambipolar 수명을 1~10[ns]로 상수 값을 사용하였으나,

그림(9)의 결과는 SCH 영역의 캐리어 밀도 증가에 따라 ambipolar 수명이 감소하다가 threshold 이후에는 약 9.4[ns]로 나타났다.

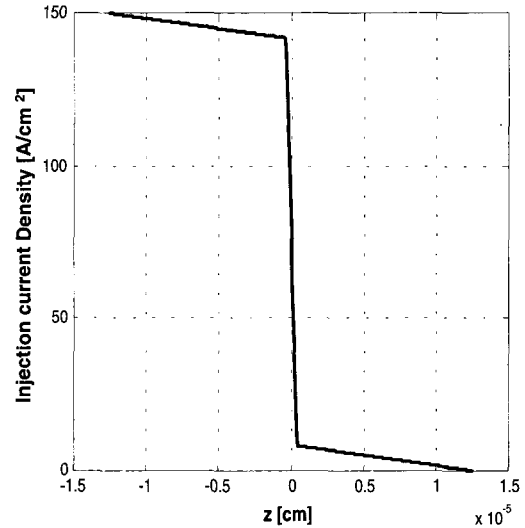


그림 10.  $J_n^{inj} = 150[A/cm^2]$  일 때 SCH영역의 전류밀도 분포

Fig. 10. Current density distribution of SCH regions at  $J_n^{inj} = 150 [A/cm^2]$ .

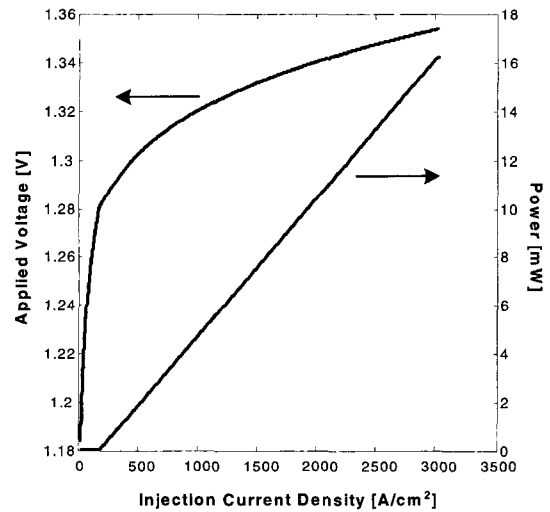


그림 11. L-I-V 특성곡선

Fig. 11. L-I-V characteristics curves.

그림(10)은 전체 주입 전류가 threshold 전류(≈ 150[A/cm²] 일 때의 SCH 영역의 전자에 의한 전류분포를 나타낸다. 양자우물 좌우의 직선 기울기는 클래딩에서 주입된 캐리어의 SCH 영역에서 재결합에 의해서

결정된다. 대체로 직선 기울기가 완만하므로 주입된 캐리어 중 일부만이 SCH 영역에서 재결합되고 양자우물에 주입된다.

그림(11)은 레이저 다이오드의 L-I-V 특성 곡선이다. 전압은 주입 전류 증가에 따라 threshold 이전에는 급격히 증가하다가, 레이징이 일어나는 threshold 이후에는 포화되어 나타난다. terminal 전압의 포화특성은 다음과 같이 설명할 수 있다.

식(1)의 terminal 전압은 다시 식(23)과 같이 표현된다<sup>[6]</sup>.

$$V = V_j + R_S I_{inj} \quad (23)$$

$$R_S I_{inj} = V - V_j = (E_g/q - F^n/q + F^p/q - V_n - V_p) - (E_g^{qw}/q + F_n^w/q + F_p^w/q) \quad (24)$$

위 식에서  $V_j$ 는 SCH 영역에 접합 전압(junction voltage)이고,  $R_S$ 는 직렬저항(series resistance)이다. 그리고 주입 전류  $I_{inj}$ 는 전류 밀도와 레이저 다이오드의 단면적  $A_{area}$ 의 곱이다.

식(24)에서 threshold 이후의 전압 특성은 quasi Fermi 준위 고정에 따라 접합 전압이 고정되므로, 직렬저항에 의한 옴성 전압(ohmic voltage drop)으로 고려한다. 옴성 전압은 클래딩의 전위장벽 변화[그림(3)]에 의한 것이며, threshold 이후의 직렬저항은 다음과 같이 구한다.

$$R_S = \frac{1}{A_{area}} \frac{d(V - V_j)}{dJ_{inj}} = -\frac{1}{A_{area}} \frac{d(V_n + V_p)}{dJ_{inj}} \quad (25)$$

$$= -\frac{1}{A_{area}} \left( \frac{dV_n}{dJ_{inj}^n} + \frac{dV_p}{dJ_{inj}^p} \right)$$

식(25)에 식(2)를 대입하면 풀면 직렬저항은 다음과 같이 주입 전류의 forward flux에 의해 결정된다.

$$R_S = \frac{V_T}{A_{area}} \left( \frac{1}{J_{inj,for}^n} + \frac{1}{J_{inj,for}^p} \right) \quad (26)$$

여기서  $V_T = q/kT$ 이다.

그림(4)를 통하여 threshold 근방 직렬저항 값은 단면적이  $150 [\mu\text{m}] \times 1500 [\mu\text{m}]$ 인 경우 대략  $0.026 / (225 \times 10^{-5}) \times (1/500 + 1/8000) \approx 0.025 [\Omega]$ 이고, 그림(11)에서 동작전압은 약  $1.28[\text{V}]$ 가 된다. Ref.<sup>[12]</sup>에서 제작된 레이저 다이오드의 경우 내부손실, 주입전류, 직렬저항 및 동작전압은 각각  $0.075 [\text{cm}^{-1}]$ ,  $160 [\text{A}/\text{cm}^2]$ ,  $0.0859$

$[\Omega]$  그리고  $1.635[\text{V}]$ 로, 본 논문에서 사용한 물질 파라미터와 구조의 차이를 고려하면 근사한 값을 알 수 있다. 식(26)과 그림(4)를 통해 주입 전류의 forward flux를 증가시킴으로써 직렬 저항을 낮추고 전류 주입 효율을 높일 수 있다는 것을 알 수 있다.

## V. 결 론

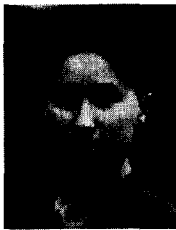
SCH 양자우물 레이저 다이오드의 해석적인 L-I-V 특성을 도출하였고, SCH 영역의 전류 분포를 고찰하였다. 전위장벽 차이에 의해 전자에 비하여 정공에 의한 forward flux 전류 성분이 크게 나타나지만, 전자와 정공의 전체 주입량은 아주 근소한 차이로 같음을 보였다. 또한 threshold 이후에는 SCH 영역의 캐리어 밀도가 일정하게 유지되어 backward flux 성분이 고정되는 반면, 광자 생성에 의하여 소모되는 캐리어를 보충하기 위해 forward flux 전류 성분은 계속해서 증가하였다. 반대로 누설전류는 전위장벽의 감소에 따라 증가하고, quasi 중성영역의 폭이 커짐에 따라 감소하였다. 레이저 다이오드의 threshold 이후 직렬 저항과 주입 전류의 forward flux 성분의 관계를 도출하여 전압 포화 현상을 고찰하였다. 결과적으로 주입 전류의 forward flux를 증가시켜 직렬저항과 동작전압을 낮추고 캐리어 주입을 증가시킴을 보였다.

## 참 고 문 헌

- [1] R. Nagarajan, J. E. Bowers, "High speed lasers," in *Semiconductor Lasers I-Fundamentals*, E. Kapon, ed. Academic press, 1999, chap. 3.
- [2] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, Inc., 1981.
- [3] P. K. Lau, T. Makino, "Current-voltage characteristics of long wavelength quantum-well laser diodes," *J. Appl. Phys.*, Vol. 83, No. 3, pp. 1183~1186, 1998.
- [4] P. K. Lau, T. Makino, "Effects of p-doping and nonradiative processes on the current-voltage characteristics of long wavelength quantum-well laser diodes," *J. Appl. Phys.*, Vol. 84, No. 8, pp. 4087~4090, 1998.

- 8, pp. 4087~4090, 1998.
- [5] W. Sharfin, J. Schlafer, W. C. Rideout, B. Elman, E. Koteles, R. B. Lauer, J. LaCourse, F. R. Crawford, "A novel mechanism for nonlinear gain in quantum well lasers," *Conference on Lasers and Electro-optics*, CLEO '91, Talk CTuK2, Baltimore, 1991.
- [6] A. A. Grinberg, M. A. Alam, S. K. Sputz, "Modeling of the Photoluminescence in Multi-quantum-well Heterostructure Laser Wafers," *IEEE J. Quantum Electronics*, Vol. 35, No. 1, pp. 84~92, 1999.
- [7] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [8] L. A. Coldren, S. W. Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits," *John Wiley & Sons, Inc.*, 1995.
- [9] K. Frojdh, S. Marcinkevicius, "Interwell carrier transport in InGaAsP multiple quantum well laser structures," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 69, No. 24, pp. 3695~3697, 1996.
- [10] G. W. Taylor, P. R. Claisse, "Transport Solutions for the SCH Quantum-Well Laser Diode," *IEEE J. Quantum Electronics*, Vol. 31, No. 12, pp. 2133~2135, 1995.
- [11] W. Freude, "Comments and corrections-transport solutions for the SCH quantum-well laser diode: comment," *IEEE J. Quantum Electronics*, Vol. 32, No. 12, pp.2173, 1996.
- [12] J. Wang, B. Smith, X. Xie, X. Wang, G. T. Burnham, "High-efficiency diode lasers at high output power," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, No. 11, pp 1525~1526, 1999.

저 자 소 개



朴 隆 植(正會員)

1971년 6월2일생. 1999년 2월 : 홍익대학교 전자전기제어공학과 공학사. 2001년 2월 : 홍익대학교 전자공학과 공학석사. 2001년 2월~현재 : 삼성전기 광소자팀. <주관심분야 : 광소자 및 광pick-up>

沈 載 勳(正會員)

1968년 2월 7일생. 1991년 2월 : 홍익대학교 전자공학과 공학사. 1993년 2월 : 홍익대학교 전자공학과 공학석사. 1998년 2월 : 홍익대학교 전자공학과 공학박사. 1998년 3월~2000년 2월 옥돌인더스 연구개발부 과장. 2000년 3월~현재 홍익대학교 과학기술연구소 전임연구원. <주관심분야 : 유기물 반도체 트랜지스터>



方 誠 暎(正會員)

1997년 2월 : 홍익대학교 전기전자공학과 공학사. 1999년 2월 : 홍익대학교 전자공학과 공학석사. 2000년 3월 : 홍익대학교 전자공학과 박사과정 입학. 2001년 12월~현재 엑스엘 광통신. <주관심분야 : 광통신>

徐 槿 河(正會員)

1946년 8월 5일생. 1970년 2월 : 서울대학교 전자공학과 공학사. 1975년 2월 : 홍익대학교 전기공학과 공학석사. 1981년 2월 : 서울대학교 전자공학과 공학박사. 1979년~1980년 : 미국 University of Minnesota 객원연구원. 1984년~1985년 미국 Univeristy of Pennsylvania, Post-Doctor. 1974년~현재 : 홍익대학교 전자공학과 교수. <주관심분야 : 반도체물성 및 공정, 화합물 반도체소자, 집적회로>