

論文2000-37TE-5-3

양자우물 레이저의 캐리어 포획 및 탈출에 따른 광 이득과 광 미분 이득 고찰

(Analysis on the Gain and the Differential Gain due to the
Carrier Capture/Escape Process in a Quantum Well Laser)

方 誠 晩*, 鄭 載 龍**, 徐 桎 河*

(Sung-Man Pang, Jae-Yong Jeong, and Chung-Ha Suh)

요 약

SCH 양자우물 레이저에서 수치적 모델을 이용하여 캐리어의 양자우물 subband 점유에 따른 광 이득, 광 미분 이득과 재결합 전류를 계산하고, 이를 해석적 캐리어 포획 및 탈출 모델과 연계하여 양자우물 주입 전류와 SCH bulk 캐리어의 관계를 도출하였다. 이를 토대로 SCH 영역과 양자우물의 캐리어 비율과 전류 비율을 얻고, 이에 따른 광 이득과 광 미분 이득의 변화를 고찰하였다.

Abstract

In a SCH(separate confinement heterostructure) QW(quantum well) laser, we calculated the optical gain, the differential gain and recombination current in the QW and derived the bulk carrier density in the SCH region as a function of the QW current by using the analytical capture escape model. Based upon above relations, we found the optical gain and the differential gain correspond to the ratios of carrier and current injected into the QW.

I. 서 론

초고속 광통신소자로서 각광 받고 있는 레이저 다이오드의 주요한 동작 관건은 문턱(threshold) 전류를 낮추고 진폭 및 주파수 변조대역을 넓히는 일이다. 레이저 다이오드의 문턱 전류를 낮추고 발생된 광의 손실을 줄이기 위한 연구 결과로 SCH(Separate Confinement Hetero-structure) 구조가 제안되었다^[1].

그림 1과 같이 SCH 양자우물(quantum well) 구조는 덮개층(cladding), SCH, 양자우물 경계에서 이중접

합을 이루고 있다. 덮개층에서 주입된 캐리어는 SCH 영역에서 일부가 재결합되고 양자우물까지 이동한다. 양자우물의 캐리어는 3D 상태밀도를 갖는 비속박(unconfined) 캐리어와 우물내의 부밴드(subband)에 속박(confined)되어 2D 상태밀도를 갖는 캐리어로 구별된다^[1]. 양자우물의 비속박 캐리어는 여러 가지 포획 메커니즘에 의해 부밴드에 속박되고 재결합되는 과정을 통해 광으로 전환된다. 속박된 캐리어의 일부는 다시 탈출 메커니즘에 의하여 비속박 상태로 천이(transition)하고 반대편 SCH 영역에서 일부가 재결합하고 클래딩으로 이동되어 누설전류 성분이 생긴다.

레이저의 소신호 변조 대역은 광 미분 이득(differential gain)에 의해 좌우되므로 이중 이중구조(Double Heterostructure) 레이저와 비교하여 양자우물 레이저가 변조대역이 넓을 것으로 예측되었으나, 소신호 변조 실험결과 단일 양자우물 구조 레이저는 일반 DH레이저와 비교하여 변조대역의 증가가 없었다^[2]. 이후 여러

* 正會員, 弘益大學校 電子工學科

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

** 正會員, 동서울大學 電子科

(Dept. of Electronics, Dong-Seoul College.)

接受日子:2000年10月14日, 수정완료일:2000年11月23日

연구에 의하여 SCH 지역의 캐리어 수송 효과, 양자우물의 속박상태와 비속박상태 사이의 캐리어 포획 및 탈출 메커니즘이 전기적인 캐리어 주입 효율과 광 변조대역에 큰 영향을 미치는 것으로 나타났다^[3,4,5]. 또한 Zhao^[6] 등은 유도방출(stimulated emission)에 기여하지 않는 양자우물의 부밴드 및 SCH 영역 캐리어의 밴드 채움(band filling) 효과가 광 미분 이득 감소의 원인이었음을 보였다.

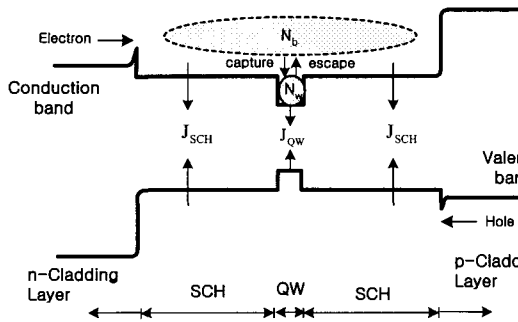


그림 1. SCH 양자우물 레이저 다이오드의 전류흐름 개략도

Fig. 1. Current flow in a SCH QW Laser Diode.

위 모델들의 공통점은 양자우물 외부의 SCH 영역에 존재하는 캐리어가 전기적인 캐리어 주입효율과 광 변조대역에 큰 영향을 미친다는 것이다. 따라서 SCH 양자우물 레이저 다이오드의 문턱전류와 소신호 변조 특성을 고찰하기 위해서는 양자우물 뿐만 아니라, SCH 영역의 캐리어 밀도를 고려하여 전기적인 캐리어 주입 효율과 광 이득 및 미분 이득의 변화를 고찰하는 것이 필요하다. 캐리어 포획과 탈출 메커니즘은 SCH 영역의 3D 상태밀도를 갖는 캐리어와 양자우물의 2D 캐리어 사이의 상태 변화를 설명하는 이론으로 SCH 양자우물 레이저의 최적화 연구에 핵심이다^[7,8].

캐리어 포획 및 탈출을 고려하지 않은 경우에는 양자우물내 캐리어 밀도의 함수로서 광 이득과 자연 방출 스펙트럼을 구하고 이로부터 최대 광 이득(peak gain), 광 미분 이득, 발광성 재결합 전류 등을 수치적으로 계산한다. 이러한 방법은 레이저 다이오드의 물리적 특성을 잘 설명하고 여러 연구에서 사용되어 결과에 대한 신뢰성이 높다. 그러나 SCH 캐리어 밀도와 관계를 설명하지 못하기 때문에 레이저 다이오드의 단자(terminal) 전류의 함수로서 광 이득, 미분 이득 등을 나타내지 못한다^[9,10]. 비율방정식을 통해 포획과 탈출 메커니즘을 포함하는 경우에는 캐리어 포획시간

과 탈출 시간을 파라미터로 사용하여 SCH에서 양자우물에 주입되는 캐리어 밀도와 전류 밀도를 구할 수 있다. 그러나 캐리어 포획과 탈출에 대한 파라미터 값에 대한 물리적인 지식이 부족한 상황이며, 광 이득과 미분 이득에 미치는 영향도 직접 고려하지 못한다^[5]. 한편, 물리적으로 캐리어 포획과 탈출을 고려하는 열방출 모델, Longitudinal Optical (LO) Phonon 간섭 모델, 여러 산란 메커니즘을 고려한 모델 등은 불명확한 파라미터에 의존을 많이 하고 모델에 따라서는 너무 복잡한 계산 수행 과정이 필요하다는 단점이 있다^[11].

본 논문에서는 뒷개층에서 주입된 전류의 함수로서 광 이득, 미분 이득을 고찰하고자 한다. 해석적인 캐리어 포획 및 탈출 모델은 레이저 물질에 근거한 파라미터를 사용하고 비교적 간단하게 계산할 수 있다는 장점이 있으므로, 양자우물 영역의 비속박 캐리어와 SCH 영역의 캐리어가 동일하다는 가정하에 해석적 캐리어 포획 탈출 모델을 이용하여 양자우물 주입전류와 SCH 캐리어 밀도의 관계를 도출하였다.

본 논문의 장점은 기존의 수치적 모델을 이용하여 양자우물의 속박 캐리어 밀도에 의한 광 이득, 미분 이득을 구하여 결과에 대해 신뢰할 수 있고, 이를 해석적 모델과 연계하여 물리적으로 캐리어 포획 탈출 메커니즘을 고려했다는 점이다.

결과적으로 양자우물 주입 캐리어 밀도의 비율과 광 이득 및 미분 이득의 관계를 얻을 수 있어, 단순히 양자우물 주입 캐리어 변화에 대한 광 이득의 변화를 고찰한 연구를 보완하고, 밴드 채움 현상을 설명할 수 있었다. 본 연구를 바탕으로 SCH 양자우물 레이저 다이오드 설계시 최적의 문턱 전류와 소신호 변조의 DC 동작점 예측에 기여할 것으로 기대된다.

본 논문에서 제시한 계산 방법의 개략적 흐름도를 그림 2에 보였다.

II. 양자우물 캐리어 주입에 따른 광 특성

도핑된 뒷개층에서 주입된 캐리어는 상태 밀도가 포물선형인 SCH 영역에서 계단적인 상태밀도를 갖는 양자우물로 주입되어 최대 광 이득이 증가하고, 레이저의 문턱 전류가 낮아진다^[1,2]. 양자우물에 주입된 캐리어는 '부밴드에 속박되어 재결합되는 과정을 통해 광으로 전환되며, 이때 광 스펙트럼은 레이저 동작의 가장 기본적인 특성으로 양자우물 내의 캐리어 밀도,

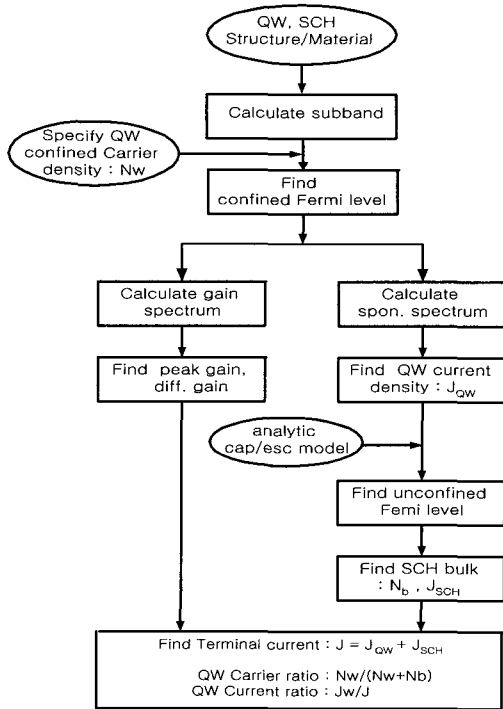


그림 2. 본 논문에서 제시한 계산 모델
Fig. 2. Calculation flow.

전이행렬(transition matrix) 요소, 캐리어 이완(relaxation)효과 등에 의하여 결정된다. 특히 부밴드를 점유하는 캐리어는 출력 광의 파장 및 전력을 결정하는 가장 중요한 요인이다.

양자우물 캐리어 주입에 따른 광 이득과 양자우물 재결합 전류를 계산하기 위해 본 논문에서는 전도대와 가전자대를 모두 포물선 밴드로 가정하였다(그림 3). 양자우물의 가전자대는 heavy hole과 light hole 밴드 간의 섞임(band mixing)효과^[1]로 인하여 포물선 근사가 어려우나, 캐리어 주입에 의한 광 이득 변화에 초점을 맞추고, 계산의 편의를 위하여 밴드 섞임 효과를 무시하였다. 이중 접합면과 평행한 방향의 운동량 ($k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$)이 보존되고, 캐리어 밀도가 일정한 것으로 가정하였다. 또한 SCH 영역과 양자우물에서 전자와 정공의 quasi Fermi 준위는 평탄(flat)한 것으로 가정하였다. 그림에서 에너지 준위는 전자와 정공을 구별하여 각각 양자우물의 전도대와 가전자대 바닥을 기준으로 하였다.

광 이득을 계산하기 위해서는 먼저 양자우물에 주입된 캐리어가 점유할 수 있는 부밴드를 찾아야 한다.

양자우물 장벽의 높이가 무한한 우물 모델을 이용할 경우 부밴드 준위가 부정확하므로 그림 1의 유한 우물 모델을 이용하여 부밴드를 찾는다^[9].

$$\frac{m_{e,h}^b}{m_{e,h}} \sqrt{\frac{2m_{e,h} E_{en,hm}}{\hbar^2}} \tan\left(\frac{d}{2} \sqrt{\frac{2m_{e,h} E_{en,hm}}{\hbar^2}}\right) = \sqrt{\frac{2m_{e,h}^b (\Delta E_{C,V} - E_{en,hm})}{\hbar^2}} \quad (1)$$

$m_{e,h}^b$ 는 3D 상태밀도를 갖는 SCH 영역의 전자 및 정공의 유효질량이고, $m_{e,h}$ 는 2D 상태밀도를 갖는 양자우물영역의 전자와 정공 유효질량, d 는 양자우물의 폭이며, $\Delta E_{C,V}$ 는 전도대 및 가전자대 에너지 불연속치이다. 양자우물내 전자와 정공의 부밴드는 $E_{en,hm}$ 로 표현하였다.

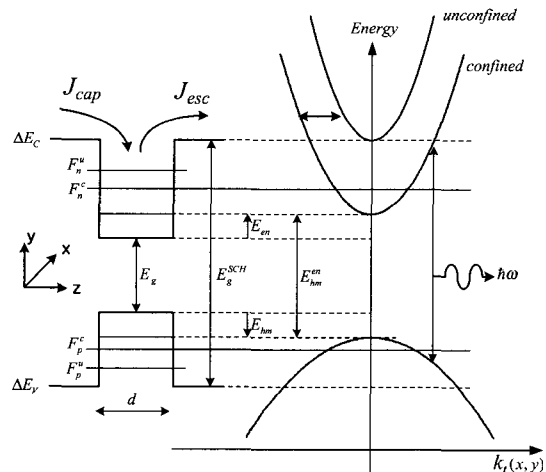


그림 3. 양자우물 레이저의 에너지 밴드
Fig. 3. Energy band for QW laser structure.

SCH에서 양자우물에 주입되어 부밴드에 속박된 캐리어는 계단적인 상태밀도를 갖으므로 Fermi 함수의 적분이 다음과 같이 표현된다^[9].

$$N_w = \frac{m_e kT}{\pi \hbar^2 d} \sum_n \ln(1 + e^{(F_n^c - E_{en})/kT}) \quad (2)$$

$$P_w = \frac{kT}{\pi \hbar^2 d} \sum_m m_{hm} \ln(1 + e^{(F_p^c - E_{em})/kT}) \quad (3)$$

위 식에서 F_n^c , F_p^c 각각 속박된 전자와 정공의 quasi Fermi 준위이고, k 는 Boltzmann 상수, T 절대온도이다. 또한, 전자와 정공은 진성(intrinsic)인 양자우물에서 전하 중성 조건 ($N_w = P_w$)을 만족한다고 가정한다

다.

그림 3에서 전도대의 n번째 부밴드를 점유한 전자의 에너지는 $E_{en} + \hbar^2 k_t^2 / 2m_e$ 이고, 가전자대의 m번째 부밴드를 점유한 정공의 에너지는 $E_{hm} + \hbar^2 k_t^2 / 2m_{hm}$ 이다. 전도대와 가전자대의 캐리어가 재결합 할 때 운동량 k_t 가 보존될 경우, 광으로 방출되는 에너지 $\hbar \omega$ 는 다음의 에너지 보존법칙을 만족한다.

$$\begin{aligned} \hbar \omega &= E_g + E_{en} + E_{hm} + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_e} + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_{hm}} \\ &= E_{hm} + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_r} = E_{hm}^{en} + E_t \end{aligned} \quad (4)$$

위 식에서 $E_{hm}^{en} = E_g + E_{en} + E_{hm}$ 이며, $1/m_r = 1/m_e + 1/m_{hm}$ 이다.

이때 양자우물의 광 이득 스펙트럼 $g(\hbar \omega)$ 과 자연방출(spontaneous emission) 스펙트럼 $r_{sp}(\hbar \omega)$ 은 다음 식으로 계산할 수 있다^[1,9].

$$g(\hbar \omega) = \left(\frac{q^2}{m_0^2} \frac{\pi \hbar}{n_r c \epsilon_0} \frac{1}{\hbar \omega} \right) \sum_{n,m} |I_{hm}^{en}|^2 |M_{Tl}|^2 \rho_r^{2D} [f_c^e(E_t) - f_v^m(E_t)] \quad (5)$$

$$r_{sp}(\hbar \omega) = \left(\frac{q^2}{m_0^2} \frac{n_r}{\pi \hbar^2 c^3 \epsilon_0} \hbar \omega \right) \sum_{n,m} |I_{hm}^{en}|^2 |M_{bl}|^2 \rho_r^{2D} f_c^e(E_t) [1 - f_v^m(E_t)] \quad (6)$$

q 와 m_0 는 각각 전자의 전하량과 정지질량, c 와 ϵ_0 와 각각 진공에서 빛의 속도와 유전율이며, n_r 은 광 모드(optical mode)의 유효 굴절률이다. $I_{hm}^{en} = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_n^*(z) \phi_m(z) dz$ 는 전도대와 가전자대 파동함수의 밴드간 중복 적분(interband overlap integral)이며, 파동함수의 $\phi(z)$ 의 아래 첨자는 부밴드를 나타낸다.

벌크 반도체의 천이 행렬 요소, $|M_{bl}|^2$ 는 보통 편광에 상관없는 등방성(isotropic)이다. 그러나 광 이득의 경우, 양자우물에서 광 전자장(optical electromagnetic field)의 편광에 따라 천이 행렬 요소의 값이 변화한다. 레이저가 TE 모드(Transverse Electric mode)에서 동작하는 경우에 대하여 천이 행렬 요소는 다음과 같이 전자와 정공의 부밴드에 따라 다른 값을 취하였다^[1].

$$|M_{Tl}|^2 = \begin{cases} \frac{3}{4} \left\{ 1 + \frac{E_{en} + E_{hm}}{\hbar \omega - E_g} \right\} |M_{bl}|^2, & e-hh \\ \frac{1}{4} \left\{ 5 - 3 \frac{E_{en} + E_{hm}}{\hbar \omega - E_g} \right\} |M_{bl}|^2, & e-lh \end{cases} \quad (7)$$

식 (5), 식 (6)에 표현된 상태밀도 함수는

$$\rho_r^{2D} = m_r \frac{H(\hbar \omega - E_{hm}^{en})}{2\pi \hbar^2 d}, \quad H(E) = \begin{cases} 1, & E > 0 \\ 0, & E < 0 \end{cases} \quad (8)$$

이고, 전도대와 가전자대의 Fermi 함수는 식 (4)에 의해 각각 다음과 같이 구한다.

$$f_c^e(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\{[E_{en} + (m_r/m_e)E_t - F_n^e]/kT\}} \quad (9a)$$

$$f_v^m(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\{-[E_{hm} + (m_r/m_{hm})E_t - F_p^c]/kT\}} \quad (9b)$$

식 (5)의 광 이득과 식 (6)의 자연방출 스펙트럼은 계단적인 상태 밀도 함수에 의하여 급격하게 변화한다. 그러나 실제 레이저 다이오드의 광 이득과 자연방출 스펙트럼은 선폭확장(linewidth broadening)효과에 의하여 스펙트럼이 완만하게 변화하고 최대치가 감소하게 된다. 선폭확장 현상은 부밴드를 점유한 캐리어의 이완현상에 의한 것으로, 여러 가지 캐리어 산란(scattering) 메커니즘에 의하여 결정된다^[1,11]. 이러한 광 이득과 자연방출 스펙트럼의 선폭확장 효과를 고려하기 위해 다음과 같이 Gaussian 선형태(lineshape) 함수를 도입한다.

$$g(\hbar \omega) = \int_{E_x}^{E_x^{SCH}} g(\hbar \omega') L_C(\hbar \omega - \hbar \omega') d(\hbar \omega) \quad (10)$$

$$r_{sp}(\hbar \omega) = \int_{E_x}^{E_x^{SCH}} r_{sp}(\hbar \omega') L_C(\hbar \omega - \hbar \omega') d(\hbar \omega) \quad (11)$$

여기서

$$L_C(\hbar \omega - \hbar \omega') = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\hbar/\tau_{in})^2}} \exp\left[-\frac{(\hbar \omega - \hbar \omega')^2}{2(\hbar/\tau_{in})^2}\right]$$

이고, τ_{in} 은 캐리어의 이완 시간이다.

최대 광 이득과 광 미분 이득은 레이저 광 출력에 직접적인 영향을 미친다. 최대 광 이득 g_p 는 식 (7)과 식 (9)에서 알 수 있듯이 캐리어의 운동 에너지 E_t 가 0 일 때 캐리어 재결합, 즉 $\hbar \omega = E_{hm}^{en}$ 일 때 얻어진다. 광 미분 이득(dg_p/dN_w)은 캐리어 밀도의 변화에 대한 최대 광 이득 변화로서 수치적으로 계산한다.

위의 수치적 모델과 비교를 위해, 양자우물의 첫 번째 부밴드만을 고려할 경우에 캐리어 밀도는

$$N_w = \frac{m_e kT}{\pi \hbar^2 d} \ln(1 + e^{(F_s^+ - E_n)/kT}) = N_C \ln(1 + e^{(F_s^+ - E_n)/kT}) \quad (12)$$

$$P_w = \frac{m_{hh} kT}{\pi \hbar^2 d} \ln(1 + e^{(F_s^- - E_n)/kT}) = N_V \ln(1 + e^{(F_s^- - E_n)/kT}) \quad (13)$$

이 되고, 최대 광 이득($g(\hbar\omega = E_{nl}^e)$)은 다음과 같이 구해진다.

$$g_p = g_0 [f_c^A|_{E_i=0} - f_v^A|_{E_i=0}] \quad (14)$$

$$= g_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{N_w}{N_C}\right) - \exp\left(-\frac{N_w}{N_V}\right) \right]$$

이고,

$$g_0 = \left(\frac{q^2}{m_0^2} \frac{n_r}{\pi \hbar^2 c^3 \epsilon_0} \hbar \omega \right) |M_T|^2 \rho_r^{2D}$$

따라서 광 미분 이득을 식 (15)의 해석적인 표현으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{dg_p}{dN_w} = g_0 \left[\frac{1}{N_C} \exp\left(-\frac{N_w}{N_C}\right) + \frac{1}{N_V} \exp\left(-\frac{N_w}{N_V}\right) \right] \quad (15)$$

양자우물 주입 전류에 대한 최대 광 이득의 관계를 찾기 위해서는 발광성 재결합에 의한 전류 밀도를 고려해야 한다. 양자우물에서 유도방출(stimulated emission)을 제외한 발광성 천이에 의한 전류 밀도는 다음과 같다.

$$J_{rad} = q d R_{sp} \quad (16a)$$

$$R_{sp} = \int_{E_x}^{E_x^{SCH}} r_{sp}(\hbar\omega) d(\hbar\omega) \quad (16b)$$

R_{sp} 는 전도대에서 가전자대로 천이하는 총 자연 방출비(total spontaneous emission rate)로 식 (10)의 자연방출 스펙트럼을 모든 에너지 구간에 대하여 적분하여 얻어진다. 그러나 본 논문에서는 SCH의 에너지 갭(E_g^{SCH})이상의 에너지에서 천이는 벌크 캐리어 천이에 의한 값으로 취급하여 적분 구간을 제한하였다.

양자우물에 주입된 캐리어는 발광성 재결합 이외에도 SCH와 양자우물간 이종 접합 경계에서 발생하는 경계면 재결합과 Auger 재결합에 의하여 소모된다. 이러한 비발광성 재결합에 의한 전류 성분을 고려하면 양자우물의 전류밀도는 다음과 같다.

$$J_{QW} = J_{rad} + J_{Aug} + J_{sur} \approx J_{rad} + J_{Aug} \quad (17)$$

J_{sur} 는 경계면 재결합에 의한 것으로 무시할 만한 것으로 가정하고, J_{Aug} 는 양자우물에서 Auger 상수 C 를 도입하여 $J_{Aug} = q d C N_w^3$ 를 사용하였다^[10].

3. SCH bulk 캐리어와 전류 밀도

SCH 구조에서 양자우물 주입 전류 J_{QW} 는 비율 방정식에서 포획 시간과 탈출 시간으로 표현되며 레이저의 문턱 전류와 광 변조 특성을 결정하는 매우 중요한 파라미터이다^[7,8]. 그러나 레이저 다이오드의 단자에서 주입되는 전류를 계산하기 위해서는 J_{QW} 이외에도 SCH 영역에서 재결합되는 캐리어에 의한 전류성분을 고려해야한다. 본 논문에서는 계산의 편의성과 캐리어 포획과 탈출을 물리적 근거에서 도출한 다음의 해석적 모델^[11]을 사용하여 양자우물 주입 전류 J_{QW} 와 SCH 벌크(bulk) 캐리어 밀도 N_b 관계식을 도출한다.

$$J_{cap} = J_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^u}{kT}\right) \quad (18a)$$

$$J_{esc} = J_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^c}{kT}\right) \quad (18b)$$

$$J_0 = q \omega_{tr} n \frac{m_e^c}{\pi \hbar^2} \frac{1}{4} \left(\frac{2m_e^u kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$$

위 식의 ω_{tr} 은 천이 비율 상수(transition rate constant)로 비속박 상태와 속박 상태간의 천이 비율을 나타내는 값이며, 실제 실험 값과의 맞춤(fitting) 파라미터의 역할을 한다. n 은 전도대의 부밴드 수를 나타내고, m_e^c 와 m_e^u 는 각각 속박 상태 전자의 유효 질량과 비속박 상태 전자의 유효질량을 나타낸다.

식 (18a)는 양자우물에 포획되는 캐리어에 의한 전류를 나타내고, 식 (18b)는 비속박 상태로 탈출하는 전류를 나타낸다. 따라서 양자우물 주입 전류는

$$J_{QW} = J_{cap} - J_{esc} = J_0 \left[\exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^u}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\Delta E_C - F_n^c}{kT}\right) \right] \quad (19)$$

가 된다.

J_0 계산시 양자우물의 비속박 전자가 SCH 영역의 캐리어와 동일하다 가정하여 $m_c = m_e$, $m_u = m_e^b$ 로 놓았다. 그리고, 양자우물의 전류 식 (17)과 식 (19)가 동일한 것으로 고려하여 비속박 전자의 Fermi 준위를 식 (20)과 같이 양자우물 주입 전류의 함수로 도출한

다.

$$F_n^u - \Delta E_C = kT \ln \left[\exp \left(-\frac{\Delta E_C - F_n^c}{kT} \right) + \frac{J_{QW}}{J_0} \right] \quad (20)$$

식 (20)을 통해 양자 우물 주입 전류가 적은 상황 ($J_{QW}/J_0 \approx 0$)에서는 Fermi 준위의 분리가 이루어지지 않으나 J_{QW} 증가에 따라 F_n^c 와 F_n^u 가 분리됨을 예측할 수 있다.

SCH 영역과 양자우물의 벌크 캐리어는 식 (20)에서 구한 F_n^u , F_n^c 를 이용하여 다음과 같이 구한다.

$$N_b = N_{c,b} \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{F_n^u - \Delta E_C}{kT} \right) \approx N_{c,b} \exp \left(-\frac{\Delta E_C - F_n^u}{kT} \right) \quad (21)$$

$$P_b = N_{v,b} \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{F_n^c - \Delta E_V}{kT} \right) \approx N_{v,b} \exp \left(-\frac{\Delta E_V - F_n^c}{kT} \right) \quad (22)$$

$$N_{c,b} \equiv 2 \left(\frac{m_e^b kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}, \quad N_{v,b} \equiv 2 \left(\frac{m_h^b kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$$

위 식에서 $F_{1/2}$ 는 1/2 order Fermi-Dirac 적분^[10]이며, 캐리어 밀도가 식 (21), 식 (22)의 Boltzmann 근사를 만족하는 조건은 F_n^u , F_n^c 가 양자우물내에 깊숙히 위치하여 SCH 영역에 대해 비축퇴(non degenerate)인 경우이다.

식 (21)의 Boltzmann 근사를 이용하면 식 (20)의 관계로부터 양자우물 주입 전류와 SCH 영역의 벌크 캐리어 밀도의 관계를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$N_b = N_{c,b} \left[\exp \left(-\frac{\Delta E_C - F_n^c}{kT} \right) + \frac{J_{QW}}{J_0} \right] \quad (23)$$

SCH 영역의 벌크 캐리어 재결합에 의한 전류는 다음과 같이 계산된다.

$$J_{SCH} = J_{rad,b} + J_{Aug,b} = qL_S (B_b N_b^2 + C_b N_b^3) \quad (24)$$

여기서 L_S 는 SCH 영역의 길이 이고, B_b 와 C_b 는 각각 SCH에서의 발광성 재결합 계수와 Auger 재결합 계수이다. 따라서, 레이저 다이오드에 주입되는 전체 전류는

$$J = J_{QW} + J_{SCH} + J_{leak} \approx J_{QW} + J_{SCH} \quad (25)$$

이며, J_{leak} 는 반대편 덮개층 지역으로의 누설되는 전류로 매우 작아 무시하였다^[12].

양자우물의 속박 캐리어 밀도 N_w 을 파라미터로 하여 식 (20-25)의 SCH 벌크 캐리어 밀도(N_b)와 전류 밀도(J_{SCH})를 구한다. 이를 이용하여 레이저 다이오드 전류 주입에 따른 양자우물 캐리어 주입 비율 ($=N_w/(N_w + N_b)$)과 전류 주입 비율 ($=J_{QW}/J$)을 계산하고 이에 따른 광 이득과 광 미분이득의 변화를 고찰한다.

IV. 계산 및 결과

본 논문에서 고찰한 레이저 다이오드는 SCH 영역은 GaAs이고, 양자우물 영역은 In0.2Ga0.8As이다. 모든 계산은 300K에서 수행하였고, 레이저 다이오드의 구조와 물질에 관련된 파라미터는 표 1과 같다.

식 (1)에 의해 계산한 양자우물 부밴드 에너지는 표 2에 나타냈다.

표 1. 양자우물 레이저 파라미터

Table 1. QW laser structure parameter.

Parameter	Symbol	Value
양자우물 길이	d	80 [Å]
SCH 길이	L_S	0.25 [μm]
굴절률	n_r	4.2
양자우물 에너지 갭	E_g	1.1192 [eV]
전도대 불연속치	ΔE_C	0.2005 [eV]
가전자대 불연속치	ΔE_V	0.1003 [eV]
SCH 전자 유효질량	m_e^b/m_0	0.71
SCH 정공 유효질량 (SCH heavy-hole)	m_{hh}^b/m_0	0.50
SCH 정공 유효질량 (SCH light-hole)	m_{lh}^b/m_0	0.087
양자우물 전자 유효질량	m_e/m_0	0.0592
양자우물 정공 유효질량 (QW heavy-hole)	m_{hh}/m_0	0.48
양자우물 정공 유효질량 (QW light-hole)	m_{lh}/m_0	0.0748
Bulk momentum matrix element (QW)	$ M_b ^2/m_0$	3.22 [eV]
양자우물 부밴드 이완시간 (Intraband relaxation time)	τ_{in}	0.1 [ps]
양자우물 Auger 재결합 계수	C	0.6×10^{-29} [cm^6/s]
SCH Auger 재결합 계수	C_b	1.3×10^{-29} [cm^6/s]
SCH 발광성 재결합 계수	B_b	1.4×10^{-10} [cm^6/s]

표 2. 양자우물의 부밴드(subband) 에너지 계산결과

Table 2. calculated QW subband energy.

subband	E_{e2}	E_{e1}	$E_{n1}(hh)$	$E_{n2}(lh)$	$E_{n3}(hh)$	$E_{n4}(hh)$	$E_{n5}(lh)$
[meV]	175.8	43.9	8.1	29.5	32.4	72.8	118.6

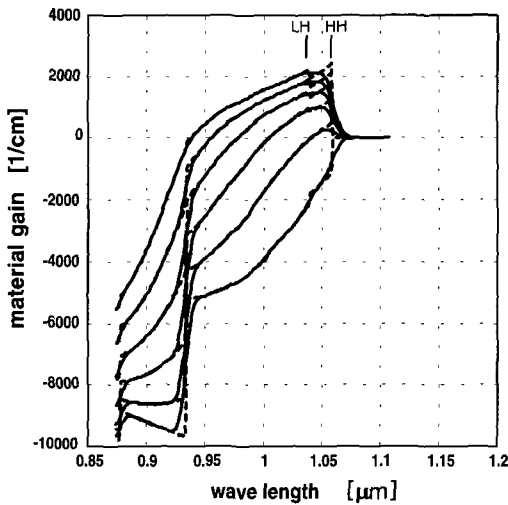


그림 4. 양자우물 광 이득 스펙트럼
Fig. 4. QW gain spectrum.

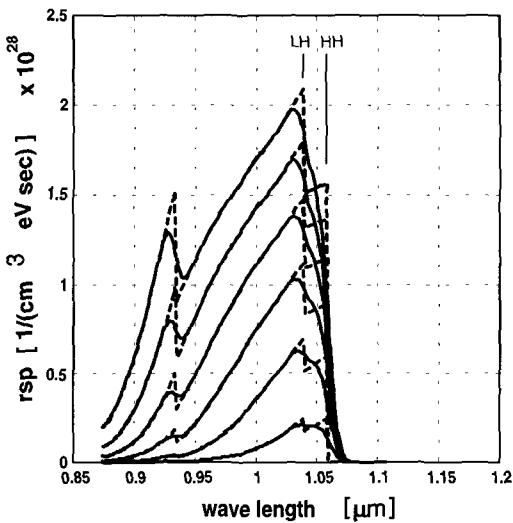


그림 5. 양자우물 자연 방출 스펙트럼
Fig. 5. QW spontaneous emission spectrum.

그림 4와 그림 5는 양자우물의 캐리어 밀도가 $N_w = P_w = 1 \sim 6 \times 10^{18} [cm^{-3}]$ 때 광 이득과 자연방출 스펙트럼이다. 그림에서 점선은 선평확장 효과를 고려하지 않은 경우로 상태밀도 함수의 계단적인 변화에 따라 스펙트럼이 급격하게 변화한다. 실선은 선평확장

효과를 고려한 경우로 최대 광 이득은 $E_{e1}^{n1} (= 1.1712 eV)$ $E_{e1}^{n2} (= 1.1926 eV)$ 사이의 파장 ($= hc / \hbar \omega$)에서 나타난다. 자연 방출 스펙트럼의 경우 최대 자연 방출은 전도대의 첫 번째 부밴드와 가전자대의 light hole 밴드 천이(E_{n1}^{n2})에서 나타난다.

캐리어 주입이 투과(transparency) 밀도($\approx 1.7 \times 10^{18} [cm^{-3}]$) 이상으로 증가함에 따라 최대 광 이득은 E_{n1}^{n1} 근방에서 상태밀도 함수에 의해 크게 증가한다. 그러나 캐리어 주입이 계속해서 증가하면 최대 광 이득은 그림 6과 같이 포화되는데, 이것은 상태밀도 함수의 평평한 성질에 의한 것으로 그림 7과 같이 광 미분 이득이 상수가 아니고, 캐리어 주입에 의존성이 크게 나타난다. 참고문헌^[11]의 80[Å] In_{0.2}Ga_{0.8}As 양자우물 경우와 비교하여, 첫 번째 부밴드만을 고려한 경우는 광 이득이 거의 같은 결과로 나타났으며, 선평확장이 고려된 경우는 광 이득과 광 미분 이득은 감소된 결과를 보였다.

한편, 그림에서 부밴드를 고려한 모델에 따라 캐리어 투과 밀도와 최대 광 이득이 다르게 나타난다. 이것은 캐리어의 Fermi 준위가 첫 번째 부밴드보다 낮은 경우에도 실제로 두 번째 부밴드를 점유하는 캐리어가 있음을 나타내고, 캐리어의 이완현상에 의해 첫 번째 부밴드만을 고려한 모델의 경우보다 실제 광 이득은 적게 나타난다.

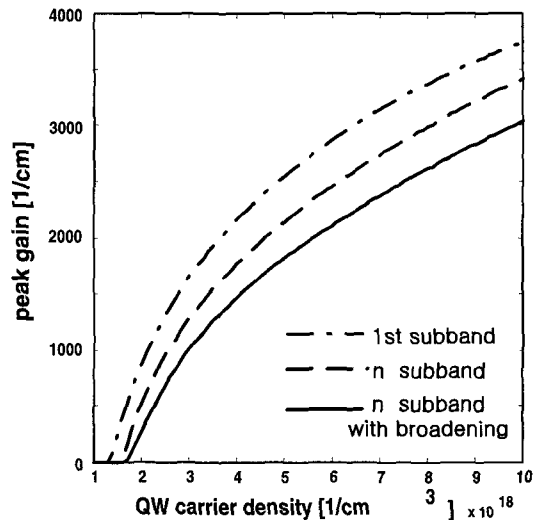


그림 6. 양자우물 캐리어 주입에 따른 최대 광 이득 변화
Fig. 6. Peak gain versus QW carrier density.

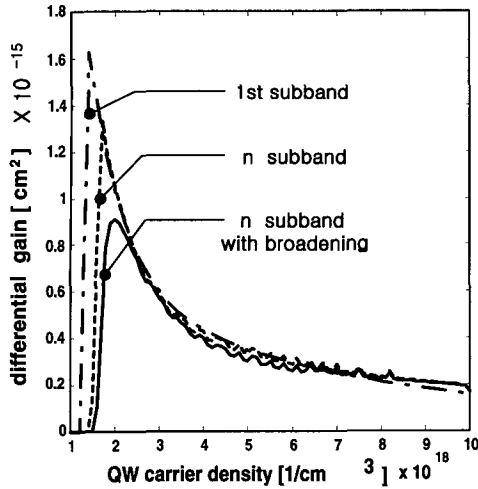


그림 7. 양자우물 캐리어 주입에 따른 광 미분 이득 변화
Fig. 7. Differential gain versus QW carrier density.

그림 8은 양자우물의 주입 캐리어에 대한 전류 밀도의 변화를 보여준다. J_{rad1} 은 식 (16)에 의해 계산된 발광성 전류 밀도이고, J_{rad2} 는 실험적 근사식 ($=BN_w^2$, $B = 0.7 \times 10^{-10}$ [cm³/s]) 을 이용한 것이다. Auger 재결합에 의한 전류(J_{Aug})는 캐리어의 투과 밀도 이상에서 발생하고, 발광성 전류 성분에 비하여 값이 적게 나타난다. 그러나 캐리어 주입이 증가함에 따라 J_{Aug} 는 점차 증가하여 문턱 전류에 영향을 미치게 된다.

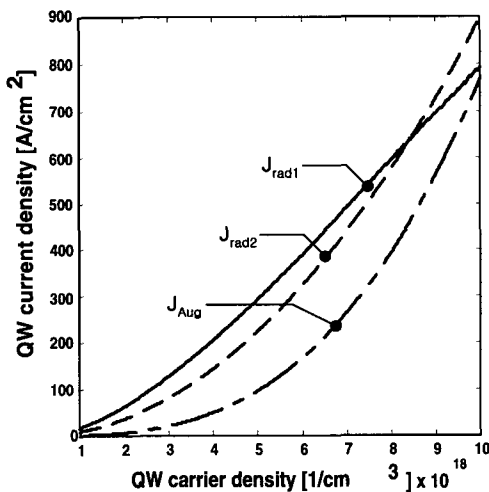


그림 8. 양자우물의 캐리어 주입에 따른 전류 성분 변화
Fig. 8. QW current density versus QW carrier density.

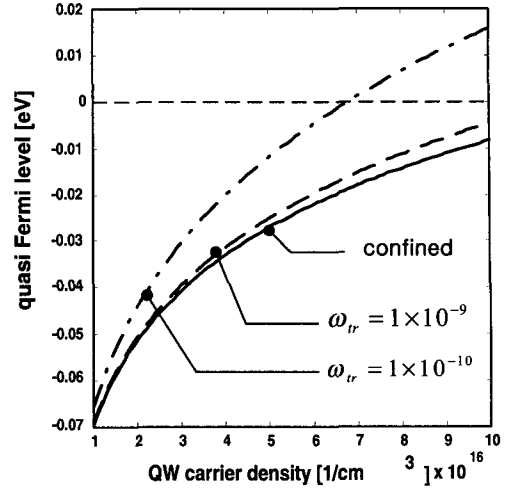


그림 9. 저준위 캐리어 주입에 따른 quasi Fermi 준위 변화
Fig. 9. Position of quasi Fermi level versus QW carrier density at low level injection.

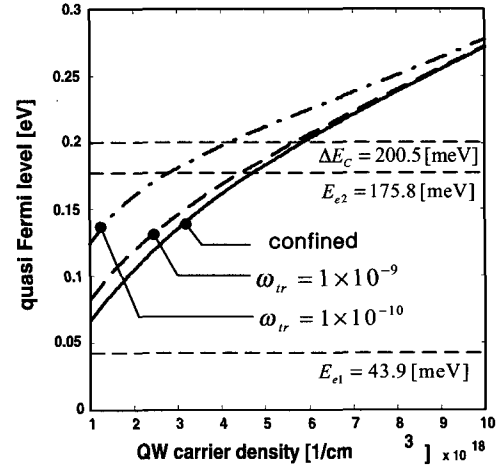


그림 10. 고준위 캐리어 주입에 따른 quasi Fermi 준위 변화
Fig. 10. Position of quasi Fermi level versus QW carrier density at high level injection.

본 논문에서 사용한 모델에 의한 그림 6, 7, 8의 결과는 대체적으로 참고문헌^[10]의 결과와 유사하게 나타났다.

그림 9와 그림 10은 식 (23)에 의한 양자우물 속박 캐리어와 비속박 캐리어의 Fermi 준위의 관계 나타낸다. 캐리어 주입이 적은 상황에서는 Fermi 준위의 분리가 이루어지지 않으나 캐리어 주입이 증가함에 따라 F_n^c 와 F_n^v 가 분리되어 나타난다. 또한 비속박 상태에서 속박 상태로 천이 비율, ω_{tr} 이 적을수록 Fermi 준

위의 분리가 커지게 된다. 계속해서 캐리어 주입이 증가하여 Fermi 준위가 양자우물의 전위장벽(ΔE_C) 보다 높아지면 F_n^c 과 F_n^v 의 값의 차가 감소하게 된다. 그림 8을 통하여 각 부밴드 점유에 따른 캐리어 밀도의 변화를 예측할 수 있다.

그림 11은 총 주입 전류(J) 증가에 따른 양자우물의 속박 캐리어와 SCH 캐리어의 밀도 변화 나타낸다. 이때 SCH 캐리어의 밀도, N_b 는 $\omega_{tr} = 3.5 \times 10^{-7}$ [$eV \cdot cm^3/s$] 일 때의 값이다. 그림에서 Boltzmann 근사를 이용할 수 있는 범위는 J 가 약 $500 [A/cm^2]$ 이내 이며, 지속적인 J 의 증가는 양자우물의 속박 캐리어의 증가보다는 SCH 캐리어의 증가를 가져온다.

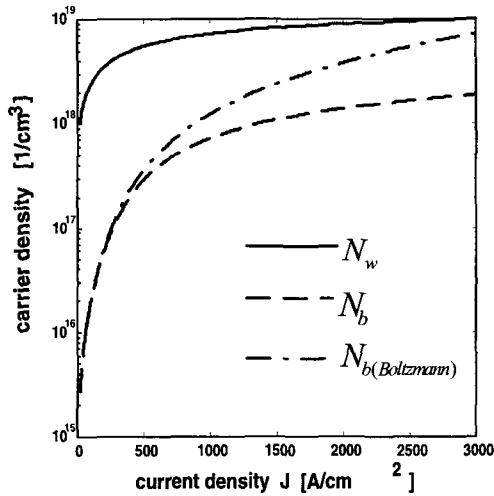


그림 11. 전류 주입에 따른 캐리어 밀도 변화
Fig. 11. Carrier density versus total injection current density.

그림 12는 양자우물의 주입 비율과 광 이득의 관계를 보여준다. 캐리어 주입 비율($= N_w / (N_w + N_b)$) 과 전류 주입 비율($= I_{QW} / I$)을 구별하였으며, N_b 는 Fermi-Dirac 적분을 사용하여 구했다. J 의 증가에 따라 그림 7과 비교하여 광 이득의 포화가 심각하게 나타나는데 이것은 그림 11에서와 같이 SCH 영역의 캐리어 증가에 의한 것이다.

캐리어 포화와 탈출 메커니즘의 고려 없이 밴드 채움 현상을 고려한 모델^[2]은 SCH 영역의 길이가 $0.2 [\mu m]$ 일 때, 레이저 다이오드에 주입되는 캐리어 밀도가 $(1 \sim 10) \times 10^{18} [cm^{-3}]$ 증가함에 따라 양자우물 주입비율은 $1 \sim 0.6$ 로 나타난다. 본 논문의 경우 전류

주입 변화에 따라 양자우물 캐리어 주입비를 고찰하여 직접적인 비교는 어려우나, 동일한 경향으로 변화하여 본 논문에서 제시한 방법에 의해 밴드 채움 현상을 포괄할 수 있음을 보인 것이다. 캐리어 밀도와 전류 밀도는 식 (17), 식 (24)의 비선형적인 관계에 의하여 전류 주입이 상대적으로 낮게 나타난다.

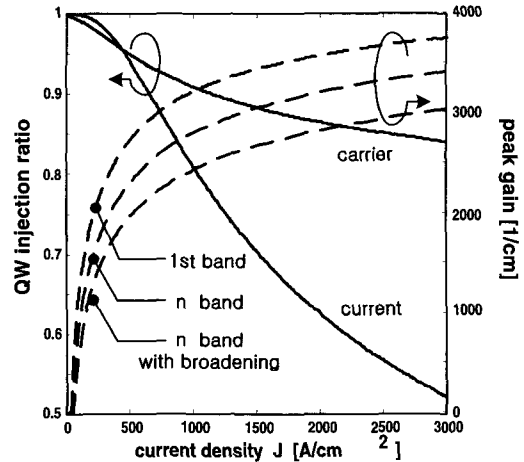


그림 12. 전류 주입에 따른 양자우물 주입 비율과 최대 광 이득의 변화
Fig. 12. Relationship between peak gain and QW carrier injection ratio

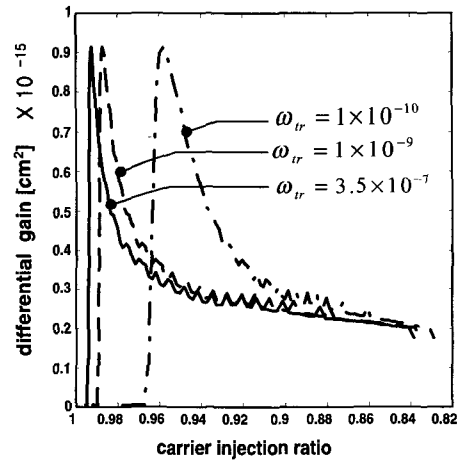


그림 13. 양자우물 캐리어 주입비 변화에 따른 광 미분 이득 변화
Fig. 13. Differential gain versus QW carrier injection ratio.

광 이득의 포화에 따라 광 미분 이득은 그림 13과 같이 감소한다. 미분 이득은 캐리어 주입 비율에 따라 매우 급격하게 감소하며, 주입 비율이 약

0.94 이후에서 광 미분이득은 $2\sim 3\times 10^{-16}[\text{cm}^2]$ 가 된다. 따라서 높은 미분 이득을 이용하기 위해서는 레이저의 DC 동작점을 낮추고 양자우물에 대한 캐리어 주입 비율을 높게 유지해야 한다. 한편 $\omega_p = 1\times 10^{-10}[\text{eV}\cdot\text{cm}^3/\text{s}]$ 인 경우는 비속박 상태에서 속박 상태로 천이 비율이 작아 양자우물 주입 비율이 낮게 나타나고, 레이저의 캐리어의 투과 밀도가 증가하게 된다. 그러나 상대적으로 낮은 주입 비율에서 미분 이득은 크게 나타났다.

V. 결론

본 논문에서는 기존의 수치적 모델을 이용하여 양자우물의 속박 캐리어 밀도에 의한 광 이득, 미분이득을 구하고, 이를 식 (20)을 통해 해석적 캐리어 포획 탈출 모델과 연계하여 양자우물의 캐리어 주입 비율과 전류 주입 비율, 광 이득, 미분 이득을 고찰하였다.

레이저 다이오드의 전류가 캐리어의 투과 밀도 이상으로 계속 주입될 경우에는 SCH에서 양자우물로 캐리어와 전류 주입이 감소하고, 캐리어 주입에 비하여 전류 주입 비율이 상대적으로 낮게 나타났다. 주입 전류 증가는 SCH 영역의 벌크 캐리어 증가에 기여하여 광 이득의 포화가 심각하게 나타남을 알 수 있었다. 이러한 결과는 캐리어 포획과 탈출 메커니즘의 고려 없이 밴드 채움 현상을 고려한 모델과 동일한 결과로 본 논문에서 제시한 방법에 의해 밴드 채움 현상을 포괄할 수 있음을 보인 것이다. 다른 연구^[13]에서는 이러한 밴드채움 효과를 줄여 전기적인 캐리어 주입효율과 광 변조 특성을 개선하기 위한 TI(Tunneling Injection) 양자우물 구조 레이저의 연구도 진행중이다.

캐리어의 양자우물 주입 비율에 따른 광 미분 이득의 변화를 고찰한 결과에서는 비속박 상태에서 속박 상태로 캐리어 천이율을 낮출 경우 미분 이득이 증가하여 변조 대역을 넓힐 수 있으나, 캐리어의 투과 밀도 전류가 증가하는 것으로 나타났다.

본 논문의 연구 결과는 양자우물 주입 캐리어 변화에 대한 광 이득의 변화를 고찰한 연구를 보완하고, SCH 양자우물 레이저 다이오드 설계시 최적의 문턱 전류와 소신호 변조의 DC 동작점 예측에 기여할 것으로 기대된다.

참고 문헌

- [1] P. S. Zory Jr., ed. Quantum Well Lasers, Academic press, 1993.
- [2] E. Kapon, ed. Semiconductor Lasers I - Fundamentals, Academic press, 1999.
- [3] R. Nagarajan, M. Ishikawa, T. Fukushima, R. S. Geels, and J. E. Bowers, "High speed quantum well lasers and carrier transport effects," IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp. 1990-2008, 1992.
- [4] S. C. Kan, D. Vassilovski, T. C. Wu, and K. Y. Lau, "Quantum capture and escape in quantum well lasers-Implications on direct modulation bandwidth limitations," IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 4, pp. 428-431, 1992.
- [5] H. Hirayama, J. Yoshida, Y. Miyake, and M. Asada, "Carrier capture time and its effect on the efficiency of quantum well lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol 30, pp. 54-61, 1994.
- [6] B. Zhao, T. R. Chen, Y. Yamada, Y. H. Zhuang, N. Kuze, and A. Yariv, "Evidence for state filling effect on high speed modulation dynamics of quantum well lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 61, pp. 1907-1909, 1992.
- [7] D. McDonald and R. F. O'Dowd, "Comparison of two- and three-level rate equations in the modeling of quantum-well lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 31, pp. 1927-1935, 1995.
- [8] C. Y. Tsai, F. P. Shih, T. L. Sung, T. Y. Wu, C. H. Chen, and C. Y. Tsai, "A small signal analysis of the modulation response of high speed quantum well lasers: Effects of spectral hole burning, carrier heating, and carrier diffusion-capture-escape," IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, pp. 2084-2096, 1997.
- [9] S. L. Chuang, Physics of Optoelectronic

- Devices, John Wiley & Sons, Inc. 1995.
- [10] L. A. Coldren, S. W. Corzine, Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, John Wiley & Sons, Inc., 1995, chap. 4.
- [11] B. Romero, J. Arias, I. Esquivias, M. Cada, "Simple model for calculating the ratio of the carrier capture and escape times in quantum-well lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 76, no. 12, pp. 1504-1506, 2000.
- [12] A. A. Grinberg, "Thermionic tunneling-diffusion model of the laser current-voltage and power characteristics", J. Appl. Phys., vol. 75, no. 12, pp. 7669-7679, 1994.
- [13] M. Kucharczyk, M. S. Wartak, P. Weetman, and P. K. Lau "Theoretical modeling of multiple quantum well lasers with tunneling injection and tunneling transport between quantum wells," Appl. Phys., vol. 86, no. 6, pp. 3218-3228, 1999.

 저 자 소 개

方 誠 晚(正會員)

1997년 2월: 홍익대학교 전기전자제어공학과 공학사.

1999년 2월: 홍익대학교 대학원 전자공학과 공학석사.

2000년 3월~현재: 홍익대학교 대학원 전자공학과 박사과정. 주관심분야: 반도체 레이저 다이오드

徐 梃 河(正會員)

第 36 卷 D編 第 4 號 1999年 4月號 參照 弘益大學校
電子工學科 教授

鄭 載 龍(正會員)

1976년 2월: 한양대학교 공과대학 전자공학과(공학사).

1978년 2월: 한양대학교 대학원 전자공학과(공학석사).

1990년 9월: 미국 NJIT(New Jersey Institute of Technology), 대학원 전기 및 컴퓨터공학과(MSEE).

1995년 3월~현재: 홍익대학교 대학원 전자공학과(박사과정 수료). 전공: 소자 및 재료 1978년 9월~현재: 동서울대학 전자과 교수. 주관심분야: 아날로그 전자회로설계, 반도체 레이저 다이오드