論文99-36D-5-11

Refractive Index Modulated Distributed Feedback Laser Diode의 제안과 특성해석

(Proposal and Analysis of Characteristics of a Refractive Index Modulated Distributed Feedback Laser Diode)

金 洪 局 *, 李 泓 錫 **, 金 富 均 *, 李 竝 浩 **

(Hong-Kuk Kim, Hong-Seok Lee, Boo-Gyoun Kim, and Byoungho Lee)

요 약

레이저의 종축방향으로 회절격자층을 형성하는 위쪽 클래딩 층의 가운데 부분의 굴절률을 양 옆부분과 다르게 하여 유효위상천이 효과를 넓은 영역에서 얻는 refractive index modulated (RIM) DFB 레이저를 제안한다. RIM-DFB 레이저는 SHB 효과를 줄이기 위하여 기존에 제안되었던 회절격자의 주기를 변화시켜 넓은 영역에 걸쳐서 유효 위상 천이를 주는 corrugation pitch modulation (CPM) 방법과 레이저의 종축방향으로 결합계수를 달리하여 주는 distributed coupling coefficients (DCC) 방법의 효과를 동시에 얻을 수 있는 실현 가능한 구조이다. 급격한 위상천이가 없기 때문에 광자밀도분포가 균일해져 SHB 효과가 줄어들게 되며 레이저 공진기 가운데 부분의 결합계수가 양 옆 부분의 결합계수보다 커서 분포결합계수의 효과를 주기 때문에 $\lambda/4$ 위상천이 레이저와 CPM-DFB 레이저에 비해 고출력에서 좋은 단일 모드 특성을 보인다. 그리고, 굴절률이 다른 가운데 부분의 길이가 RIM-DFB 레이저의 동작특성에 미치는 영향에 대하여 연구하였다.

Abstract

A refractive index modulated (RIM) DFB laser, in which the refractive index of a center region of the upper cladding layer comprising the grating region is different from that of side regions, is proposed to obtain an effective $\lambda/4$ phase shift in the center region. Since the coupling coefficient of a center region in a RIM-DFB laser is larger than that of side regions, a RIM-DFB laser has the effect of a distributed coupling coefficient. Simulation results show that RIM-DFB lasers have better operation characteristics - more uniform photon density profile, less SHB effect, and better single mode operation at high injection currents - compared to those of $\lambda/4$ phase-shifted DFB lasers and CPM-DFB lasers. In addition, the effect of the length of the center region on the above threshold characteristics of a RIM-DFB laser is investigated.

---

* 正會員, 崇實大學校 電子工學科
(Departmentkt of Electronic Engineering, Soongsil University)
** 正會員, 서울大學校 電氣工學部
(School of Electrical Engineering, Seoul National University)

※ 본 연구는 서울대학교 반도체공동연구소의 교육부 반도체분야 학술연구조성비(과제번호 : ISRC-97-E-3206)에 의해 수행되었습니다.
接受日字:1998年12月29日, 수정완료일:1999年3月24日

Ⅰ. 서 론

Fabry-Perot (F-P) 레이저는 스펙트럼 특성이 좋지 못하기 때문에 distributed feedback (DFB) 레이저가 스펙트럼의 특성을 향상시키는 방법으로 제안되었다[1]. DFB 레이저는 브래그 파장 (Bragg wavelength)에 이웃한 종축 모드 (longitudinal mode) 만이 선택적으로 되먹임 되어 반도체가 가진 넓은 이득 스펙트럼 분포 (gain spectrum) 에도 불구하고 단일 모드 동작이 가능하다. 그러나 균일회절격자 DFB 레이저는 발진 모드 이중성(degeneracy) 때문에 회절격자의 중간에 위상천이를 주어 브래그 파장에서 발진시키는 $\lambda/4$ 위상천이 (quarter wavelength shifted ; QWS) DFB 레이저가 연구되었다[2]. 그러나 이러한 구조는 제작상의 어려움이 크고, 또한 위상천이 부분에서의 광자밀도 분포의 집중에 의한 spatial hole burning (SHB) 문제가 발생하여 고출력에서 단일모드 동작이 어렵다[3]. 따라서 이러한 SHB 효과를 최소화하여 고출력에서 단일모드 동작을 가능하게 하는 레이저 구조들이 여러 가지 제안되고 제작되어 왔다.

SHB 효과를 줄이는 여러 가지 방법들 중 몇 가지 방법들을 살펴보면 다음과 같다. 유효굴절률이 위상천이 영역에서 커지므로 이를 미리 고려하여 위상천이를 $\lambda/4$ 보다 작게 해주는 방법[4], 주입전류를 전체에 일정하게 공급하지 않고 위상천이 부분에서 캐리어 밀도가 작아지는 것을 고려하여 그 부분에 더욱 많은 전류를 주입하는 방법[5], 한 곳에 위상천이를 줌으로서 발생했던 문제를 고려하여 위상천이를 여러 곳에 나누어주는 방법[6], 도파관의 종축방향으로 결합계수를 서로 달리 해주는 분포결합계수 방법 (distributed coupling coefficient ; DCC)[7][8], 도파관의 종축방향으로 중앙 부분의 회절격자의 주기를 변화시키는 corrugation pitch modulated (CPM) DFB 레이저[9][10], 그리고 레이저의 종축방향으로 가운데 부분과 양 옆 부분의 전극의 너비를 달리해주는 stripe width modulated (SWM) DFB 레이저[11][12] 등이 있다.

본 논문에서는 이와 달리 회절격자의 주기는 일정하게 유지하고 회절격자의 위쪽 클래딩층 중앙 일정부분의 굴절률을 다른 부분의 굴절률과 달리한 refractive index modulated (RIM) DFB 레이저를 제안한다. RIM-DFB 레이저는 회절격자를 이루는 위쪽 클래딩층의 중간 부분 굴절률을 양 옆부분의 굴절률과 달리하여 원하는 양의 위상천이가 넓은 영역의 중앙부분에서 발생하도록 만든 것이다. 또한 이와같은 구조는 중앙부분의 결합계수가 양 옆 부분의 결합계수와 달라져 DCC 구조가 가지는 잇점도 동시에 가지게 된다. 기존의 QWS-DFB 레이저는 회절격자의 중앙에서 위상이 급변하여 광자밀도가 위상천이 부분에서 매우 큰 값을 갖는데 반해, 이 방법은 도파관의 종축방향으로의 넓은 영역에 걸쳐 위상의 변화가 발생하므로 광자밀도 분포의 불균일 정도가 기존의 QWS-DFB 레이저 보다 작아져서 SHB 효과를 줄일 수 있게된다. 이와 동시에 종축방향으로 결합계수가 달라져 분포결합계수의 효과가 더해지고 이로인해 단일모드 이득차 (single mode gain difference)가 더욱 향상될 수 있다.

제작 공정면에 있어서도 기존의 QWS-DFB 레이저는 좁은 영역에서 회절격자의 위상을 급격히 변화 시켜야 하고 CPM-DFB 레이저는 가운데 영역의 회절격자의 주기를 달리 해주어야 하는 어려움이 있다. 그리고, stripe width modulated (SWM) DFB 레이저는 양 옆 부분과 가운데 부분의 전극의 너비가 다르므로 측면 (lateral) 방향으로의 전계분포가 서로 다르게 되어 원하지 않는 radiation 문제가 발생하고[12], 이것을 해결 하기위해 tapering을 하게 되면 그 부분에서 종축 방향으로의 굴절률이 연속적으로 변하게 되므로 문제가 발생 할 수 있다. 그러나 RIM-DFB 레이저는 균일한 회절격자만을 이용함으로 위와 같은 문제들을 해결할 수 있는 장점이 있다.

본 논문에서 레이저의 특성해석에 사용된 방법은 전달행렬방법 (transfer matrix method ; TMM)으로, 이를 이용하여 QWS-DFB, CPM-DFB, 그리고 RIM-DFB 레이저의 각각의 광자 밀도, 캐리어 밀도, 유효 굴절률, 단일 모드 이득차, 그리고 발진 모드 변화 등의 결과를 서로 비교하여 RIM-DFB 레이저가 다른 두 DFB 레이저 보다 더욱 좋은 특성을 가짐을 보였다. 또한, RIM-DFB 레이저에서 굴절률을 다르게 주는 영역의 길이를 단일 모드 동작 특성이 가장 좋도록 최적화하였다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 2장에서는 본 논문에서 반도체 레이저의 특성을 해석 하는데 사용되어진 방법에 대하여 설명하였다. 3장에서는 새로 제안된 구

조인 RIM-DFB 레이저의 특성과 해석 방법 등을 설명하였고, 4장에서는 RIM-DFB 레이저의 특성 해석 결과들을 살펴보고 그 결과에 대하여 논의하였다. 마지막으로 5장에서 본 논문의 결론을 맺는다.

Ⅱ. 특성해석에 사용한 방법

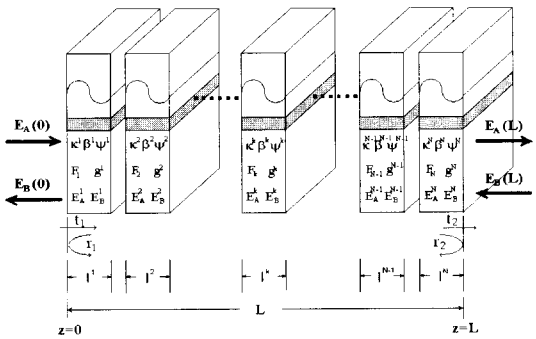

그림 1. 전달행렬 방법을 설명하기 위한 DFB 레이저의 개념도

Fig. 1. Schematic diagram of a DFB laser to explain the transfer matrix method.

반도체 레이저의 특성해석 방법에는 여러 가지가 있다. 그 중에서 가장 많이 사용되는 것이 전달 행렬 방법이다[13-15]. 본 논문에서는 SHB 효과를 고려한 반도체 레이저의 특성을 해석하기 위하여 전달행렬 방법을 이용하였다. 이 방법은 그림 1과 같이 레이저 내부를 여러 개의 짧은 조각으로 나누고, 그 잘라진 작은 각 부분 내에서는 레이저의 특성을 결정하는 여러 파라미터들이 변화하지 않는다고 가정하여 결합 모드 방정식 (coupled mode equation) 의 해를 행렬 형태로 구현한 것이다. 전달행렬 방법을 사용하면 다른 방법에 비해 계산시간이 짧고 굴절률, 이득 분포 등의 종축방향 변화를 고려해 줄 수가 있다.

본 논문에서는 DFB 레이저의 종축 방향 광세기 분포를 구하기 위하여 결합모드 방정식을 사용하였다. 또한 문턱전류 이상에서는 유도방출이 발생하여 캐리어와 광자가 비율 방정식 (rate equation)을 통하여 연관된다. 문턱전류 이상에서는 레이저의 종축 방향으로 광자와 캐리어 밀도의 축방향 분포가 일정하지 않으므로 레이저를 종축 방향으로 작은 조각으로 나누어 각각의 조각을 행렬에 대응시킨 전달행렬 방법을 모델링에 사용하였다. 전달행렬을 유도한 결합모드 방정식은 다음과 같다[16].

$$\begin{aligned} dA(z)/dz &+ (i\delta(z)-\alpha(z))\,A(z) \\ &= -i(\kappa_i+i\kappa_g e^{i\theta})\,e^{-i\psi_f}\,B(z) \\ dB(z)/dz &- (i\delta(z)-\alpha(z))\,B(z) \\ &= i(\kappa_i+i\kappa_g e^{-i\theta})\,e^{i\psi_f}\,A(z) \end{aligned} \tag{1}$$

여기서 $\alpha(z)$는 net field gain 계수, κ_i는 index 결합 계수, κ_g는 gain 결합 계수, ψ_f는 입력 단면에서의 회절격자의 위상이다. $\delta=\beta-\beta_0=\beta-m\pi/\Lambda$는 브래그 주파수와 발진 주파수의 차이 (frequency detuning)이고, $A(z)$, $B(z)$는 각 각 $+z$,$-z$ 방향으로 진행하는 복소진폭이다. 그리고, θ는 index 회절격자와 gain 회절격자 사이의 위상차이다. 본 논문에서는 순수 index 결합의 경우만을 고려하였기 때문에 gain 결합 계수 κ_g는 0 이다.

식(1)의 결합모드 방정식을 풀어서 복소 전계인 $E_A(z)$, $E_B(z)$와 $E_A(z_a)$, $E_B(z_a)$의 관계를 구하면 다음과 같은 전달 행렬로 표현된다[16].

$$E_A(z) = A(z)e^{-i\beta_0 z},\quad E_B(z) = B(z)e^{i\beta_0 z} \tag{2}$$

$$\begin{bmatrix} E_A(z) \\ E_B(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{11}(z-z_a) & F_{12}(z-z_a) \\ F_{21}(z-z_a) & F_{22}(z-z_a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_A(z_a) \\ E_B(z_a) \end{bmatrix} \tag{3}$$

여기서 z_a는 레이저 내부의 임의의 위치를 나타내며 ($0<z_a<L$), 행렬의 각성분은 다음식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} F_{11}(z-z_a) &= \{\cosh[S(z-z_a)] - i\delta'\sinh[S(z-z_a)]/S\}e^{-i\beta_0(z-z_a)} \\ F_{12}(z-z_a) &= \{-i\kappa'\sinh[S(z-z_a)]e^{-i\psi_f}/S\}e^{-i\beta_0(z+z_a)} \\ F_{21}(z-z_a) &= \{ i\kappa'\sinh[S(z-z_a)]e^{i\psi_f}/S\}e^{i\beta_0(z+z_a)} \\ F_{22}(z-z_a) &= \{\cosh[S(z-z_a)] + i\delta'\sinh[S(z-z_a)]/S\}e^{i\beta_0(z-z_a)} \end{aligned} \tag{4}$$

여기서, $S^2=\kappa'^2-\delta'^2$, $\kappa'=\kappa_i+i\kappa_g$, $\delta'=\delta+ig$ 이고, 입력단면의 회절격자 위상인 ψ_f를 조절하면, 각 부분에서 위상천이를 줄 수 있다.

양쪽 단면의 반사를 고려하여 행렬을 다시 쓰면 다

음과 같다.

$$\begin{bmatrix} E_A(z) \\ E_B(z) \end{bmatrix} = R_2 \prod_{k=1}^{N} F_k(l^k) R_1 \begin{bmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{R11} & F_{R12} \\ F_{R21} & F_{R22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{bmatrix}$$

$$R_1 = \begin{bmatrix} 1/t_1 & r_1/t_1 \\ r_1/t_1 & 1/t_1 \end{bmatrix}, \quad R_2 = \begin{bmatrix} 1/t_2 & -r_2/t_2 \\ -r_2/t_2 & 1/t_2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

여기서, N은 레이저를 종축방향으로 나눈 조각수 이며, r_1과 r_2는 각 단면에서의 반사계수이고, t_1과 t_2는 각 단면에서의 투과계수이다.

DFB 레이저의 해석에서 발진 조건은 입력이 없는 경우에 출력이 발생하는 것으로서 다음과 같은 발진 조건 식을 얻고 이 식을 풀어서 발진모드를 구한다.

$$F_{R22} = 0 \quad (6)$$

문턱전류 이상에서의 해석에서 광자와 캐리어 사이의 관계를 결정하는 비율방정식은 정상상태에서 다음 식으로 주어진다.

$$N(z) = \tau_N J/ed - \tau_N v_g g(z) P(z) \quad (7)$$

여기서, J는 주입전류밀도, e는 전자의 전하량, d는 활성층의 두께, τ_N은 캐리어 lifetime, v_g는 군속도 (group velocity) 이고, $g(z)$는 material gain이다. 그리고, $N(z)$와 $P(z)$는 각각 캐리어 밀도와 광자 밀도를 나타낸다. 식(7)에서 사용한 τ_N은 캐리어 lifetime으로 식(8)의 우변과 같이 캐리어와 비선형관계가 있는 것을 좌변과 같은 간단한 선형관계로 단순화하여 사용한 것이다.

$$\frac{N_{th}}{\tau_N} = AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3 \quad (8)$$

여기서 A, B, C 는 각각 linear recombination coefficient, bimolecular recombination coefficient, Auger recombination coefficient이고, N_{th} 는 문턱 캐리어밀도 이다.

소자의 파라미터들이 결정되면 전달행렬이 결정되고 이 행렬을 이용하여 발진조건을 만족시키는 해를 구하여 발진모드를 찾는다. 모드이득은 축방향으로 다른 값들을 가지므로 단일모드 이득차를 구하기 위하여 평균값을 취한다. 구한 평균 모드이득들 중 가장 작은 이득(α_{th})을 요구하는 모드가 발진 모드(α_{th0})인 주모드(main mode)가 되고, 그 다음으로 작은 것이 부모드(α_{th1})가 된다. 이 둘의 차이가 바로 단일모드 이득차, $\Delta\alpha_{th}L$, 이다.

$$\Delta\alpha_{th}L = (\alpha_{th1} - \alpha_{th0})L \quad (9)$$

레이저 다이오드의 문턱전류 이상에서의 계산을 위해서 먼저 문턱전류에서 계산을 한다. 이를 위해서 소자 파라미터들을 - 소자의 축방향 길이 L, 브래그 파장 λ_B, 회절격자의 주기 Λ, 각 단면의 반사율 r_1과 r_2, 각 단면의 회절 격자의 위상 ϕ_f와 ϕ_r, 위상 천이 값 Ω, 그리고 결합계수 xL 등 - 입력하고 식(6)을 풀어서 모드쌍을 구한다. 구한 모드들 중에서 이득이 가장 작은 것이 주모드이므로 이를 전달행렬에 대입하여 문턱전류에서의 광세기 분포를 구한다.

Self consistent한 해를 구하기 위해서, 반복계산시 이득의 변화율과 발진 주파수 차이의 변화율을 검사하여, 미리 정해놓은 한계값보다 그 값이 작아지면 더 이상 반복으로 인한 모드의 변화가 없다고 결정하며, 이 때 양 단면의 경계조건도 동시에 검사한다. 이 두 가지 조건을 모두 만족하게 되면 반복을 끝내고 해를 결정한다.

Ⅲ. 새로 제안한 구조 - Refractive index modulated DFB 레이저

본 논문에서 새로 제안한 RIM-DFB 레이저는 그림 2와 같은 구조를 갖는다.

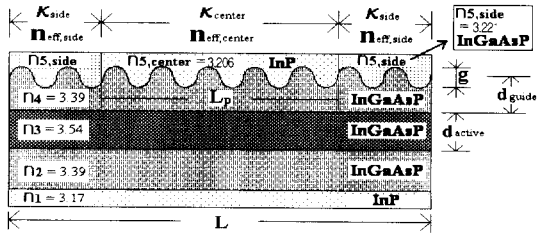

그림 2. Refractive index modulated-DFB 레이저의 개념도.

Fig. 2. Schematic diagram of a refractive index modulated DFB laser.

회절격자를 이루는 위쪽 클래딩층의 중앙부분의 굴절률이 양 옆 부분의 굴절률과 달라짐으로써 발생하는

도파관 내에서 field의 종축방향으로의 진행중 위상변화 Ω는 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{2\pi n_{eff,side}}{\lambda_0}(L-L_p)+\frac{2\pi n_{eff,center}}{\lambda_0}L_p = \frac{2\pi n_{eff,side}}{\lambda_0}L+\Omega \quad (10)$$

여기서 L과 L_p는 각각 도파관 전체 길이와 양 옆 부분과 다른 굴절률을 가지는 중간 부분의 길이이며, $n_{eff,side}$과 $n_{eff,center}$는 양 옆 부분과 가운데 부분의 유효굴절률이다. 각각의 유효 굴절률은 확장된 새로운 층 방법과 transfer matrix 방법을 사용하여 계산하였다[17]. 클래딩층 굴절률의 변화에 따른 결합계수 변화는 그림 3에 보였다[18]. QWS-DFB 레이저와 같은 효과를 주기 위하여 식 (10)에 $\Omega=-\frac{\pi}{2}$ 를 대입하면, 굴절률의 변화와 중간부분의 길이의 관계는 식 (11)로 주어진다.

$$L_p=\frac{\lambda_0}{4(n_{eff,side}-n_{eff,center})} \quad (11)$$

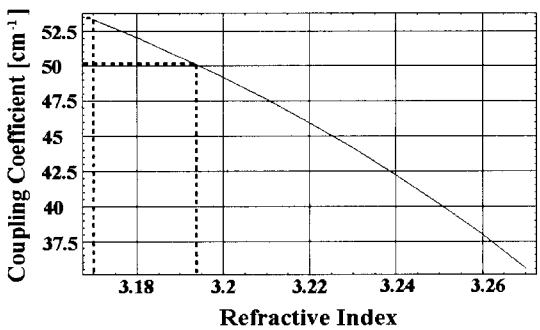

그림 3. 위쪽 클래딩층의 굴절률(n_5)의 변화에 따른 결합계수

Fig. 3. Coupling coefficient as a function of a refractive index of upper cladding layer (n_5).

레이저의 위쪽 클래딩 층의 중간 부분의 굴절률을 양 옆 부분보다 작게 하면 중간 부분의 유효 굴절률은 양 옆 부분보다 작아지고, 결합계수는 커진다. 달라진 유효굴절률로 인하여 CPM-DFB 레이저와 SWM-DFB 레이저와 같이 중간부분에 L_p의 길이를 가지는 유효 위상변화가 생겨 급격한 위상천이로 인한 광자밀도의 집중에서 발생하는 SHB 효과가 감소하게 되어 고출력에서도 상대적으로 큰 단일모드 이득차를 유지하게 된다. 또한, 양 옆부분에 비하여 큰 중간부분의 결합계수에 의해 DCC 효과가 발생하여 단일모드 이득차가 더욱 커지게 된다. 그러나, 유효굴절률이 달라졌음에도 불구하고 가운데 부분과 양 옆부분의 구속계수의 차이는 매우 작음을 알 수 있었다.

RIM-DFB 레이저의 문턱전류 이상에서의 해석을 위해 위의 식에서 구한 굴절률, 결합계수, 그리고 중간부분의 길이 등을 가지도록 전달행렬의 파라미터들을 결정해주고 계산을 한다. 계산 결과로 얻어지는 광자밀도, 이득차, 유효 굴절률, 그리고 모드 변화 등을 기존의 CPM-DFB 레이저와 QWS-DFB 레이저의 경우와 비교하였다. 굴절률이 바뀌는 부분에서 굴절률의 변화에 의한 반사를 고려해주기 위하여 굴절률이 바뀌는 부분의 반사 행렬을 계산에 포함 시킨다. 반사 행렬은 식 (12)와 (13)으로 주어진다. 각각의 반사 행렬을 식 (14)에서 처럼 굴절률을 달리 해석하는 행렬 [F_1], [F_2], [F_3]사이에 포함시켜 레이저의 특성을 해석하게 된다 (그림 4).

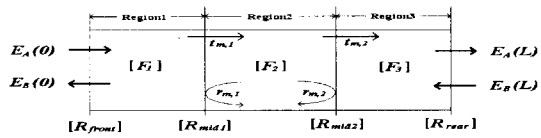

그림 4. 굴절률이 다른 면 사이의 반사행렬을 포함한 RIM-DFB 레이저의 개념도

Fig. 4. Schematic diagram of a RIM-DFB laser including reflection matrices at the interface between two regions with different refractive indexes.

$$R_{mid1}=\frac{1}{t_{m,1}}\begin{bmatrix}1 & r_{m,1}\\ r_{m,1} & 1\end{bmatrix} \quad (12)$$

여기서, $r_{m,1}=\frac{n_{eff,center}-n_{eff,side}}{n_{eff,center}+n_{eff,side}}$,

$$t_{m,1}=\frac{2n_{eff,side}}{n_{eff,center}+n_{eff,side}}.$$

$$R_{mid2}=\frac{1}{t_{m,2}}\begin{bmatrix}1 & -r_{m,2}\\ -r_{m,2} & 1\end{bmatrix} \quad (13)$$

여기서, $r_{m,2}=\frac{n_{eff,center}-n_{eff,side}}{n_{eff,center}+n_{eff,side}}$,

$$t_{m,2}=\frac{2n_{eff,center}}{n_{eff,center}+n_{eff,side}}.$$

$$\begin{bmatrix} E_A(L) \\ E_B(L) \end{bmatrix} = [R_{rear}][F_3][R_{mid2}][F_2][R_{mid1}][F_1][R_{front}]\begin{bmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{bmatrix} \quad (14)$$

Ⅳ. 결과 및 토의

그림 2에서 보인 RIM-DFB 레이저구조에서 $\lambda/4$ 유효 위상천이를 얻기 위하여 양 옆의 굴절률 ($n_{5,side}$)을 3.221로, 가운데 부분의 굴절률 ($n_{5,center}$)은 3.206으로 하였다. 도파관의 길이는 400 μm로 가정 하였다. 회절격자의 깊이 (g) 는 0.035 μm, 도파로층의 깊이 (d_{guide}) 는 0.14 μm이고 활성층의 두께 (d_{active}) 는 0.07 μm이다. 단면 반사에 의한 효과를 없애기 위해 양쪽 단면은 무반사를 가정하였다. 계산에 사용된 다른 변수는 표 1에 보였다[16].

표 1. DFB 레이저 특성 해석에 사용된 매개변수

Table 1. Parameters used for analysis of the characteristics of DFB lasers.

Parameters	Value
Bragg wavelength	$\lambda_B = 1.55\ \mu m$
active layer width	$W = 1\ \mu m$
active layer thickness	$d = 0.07\ \mu m$
confinement factor	$\Gamma = 0.08$
differential gain	$dg/dN = 7.6 \times 10^{-16}\ cm^{-1}$
transparency carrier density	$N_{tr} = 10^{18}\ cm^{-3}$
coupling between carriers and index	$dn/dN = -36 \times 10^{-21}\ cm^3$
linewidth enhancement factor	$\alpha_H = 3.8$
internal loss	$\alpha_{int} = 15\ cm^{-1}$
linear recombination coefficient	$A = 10^8\ s^{-1}$
bimolecular recombination coefficient	$B = 8 \times 10^{-11}\ cm^3 s^{-1}$
Auger recombination coefficient	$C = 10 \times 10^{-29}\ cm^6 s^{-1}$

RIM-DFB 레이저의 굴절률을 달리한 영역의 길이는 중요한 파라미터중의 하나이다. 굴절률을 달리한 영역의 길이가 달라지면 굴절률을 달리하는 영역에서의 유효위상천이는 $-\pi/2$ 이지만 그 영역의 길이에 따라서 $-\pi/2$ 의 유효위상천이를 얻기위한 물질의 굴절률이 달라진다. 또한 브래그 파장의 변화로 인한 constructive 간섭효과가 달라져 레이저의 동작특성이 달라진다. 그러므로 RIM-DFB 레이저의 동작특성을 최대화하기 위해서는 굴절률을 달리한 영역의 길이를 최적화 할 필요가 있다.

표 2. 각각의 Lp/L 값에서의 파라미터값들

Table 2. Parameters for various values of Lp/L.

L_p/L	$(\kappa L)_{total}$	$n_{5,side}$	$n_{5,center}$	$n_{eff,side}$
0.1	3.058	3.221	3.17	3.294
0.2	3.058	3.221	3.198	3.294
0.3	3.058	3.221	3.206	3.294
0.4	3.058	3.221	3.210	3.294
0.5	3.058	3.221	3.212	3.294
0.6	3.058	3.221	3.214	3.294
0.7	3.058	3.221	3.215	3.294
0.8	3.058	3.221	3.216	3.294

L_p/L	$n_{eff,center}$	$\kappa_{side}\ [m^{-1}]$	$\kappa_{center}\ [m^{-1}]$
0.1	3.2840	7500.612	8948.544
0.2	3.2888	7500.612	8223.232
0.3	3.2904	7500.612	7981.902
0.4	3.2913	7500.612	7861.408
0.5	3.2917	7500.612	7789.148
0.6	3.2921	7500.612	7740.998
0.7	3.2923	7500.612	7706.623
0.8	3.2925	7500.612	7680.865

굴절률을 달리한 중앙 영역의 길이 (L_p)의 최적화를 위해 그 굴절률을 달리한 영역의 길이를 바꾸어 가면서 계산 하였다. RIM-DFB 레이저의 길이 (L)는

400 μm로 고정 시키고, L_p/L의 값을 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 그리고 0.8의 총 8가지 경우에 대하여 계산 하였다. 각각의 경우에 $n_{5,side}$ 는 3.221으로 고정되어있고 $n_{5,center}$ 값을 $-\pi/2$ 만큼의 위상 천이가 발생되도록 변경시켰다. 이때의 회절격자의 깊이 (g) 는 0.035 μm, 도파로층의 깊이 (d_{guide})는 0.14 μm 이고 활성층의 두께 (d_{active})는 0.07 μm이다. 각각의 경우에 계산된 다른 파라미터들은 표 2에 보였다.

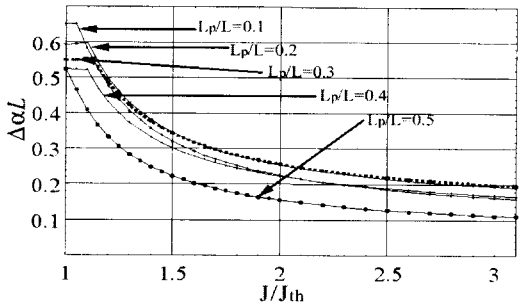

그림 5. 굴절률을 달리한 영역의 길이를 변화시켰을 때 주입전류에 따른 단일모드 이득차

Fig. 5. Single mode gain difference as a function of injection current density for various length of different refractive index region.

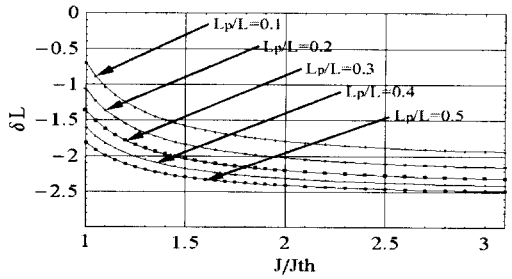

그림 6. 굴절률을 달리한 영역의 길이를 변화시켰을 때 주입전류에 따른 발진 주파수의 변화

Fig. 6. Normalized frequency detuning as a function of injection current density for various length of different refractive index region.

단일모드 이득차는 반도체 레이저에 있어서 단일 모드 동작을 가늠할 수 있는 기준이 된다. 이미 여러 논문에서 이러한 이득차가 단일모드 동작의 척도로 사용되었다[19] [20]. 굴절률을 달리한 영역의 길이를 변화시켰을 때 주입전류에 따른 단일모드 이득차의 변화는 그림 5에서 살펴볼 수 있다. 그림에서 알 수 있는 바와같이 L_p/L이 0.4이하에서는 주입전류가 증가하면서 어느 정도 일정한 단일모드 이득차를 유지하다가 감소하는 것을 볼 수 있다. 그 중에서 L_p/L이 0.3일때의 단일모드 이득차가 다른것들에 비해 크면서 주입전류의 증가에 따른 단일 모드 이득차의 감소가 작음을 볼 수 있다.

L_p/L을 변화시킬 때의 발진 주파수의 변화를 그림 6에 도시하였다. 굴절률이 다른 영역의 길이가 길어질수록 발진 주파수가 브래그 주파수에서 멀어진다. L_p/L이 0인 경우는 QWS-DFB 레이저와 같은 경우이며 L_p/L이 1인 경우는 균일회절격자 DFB 레이저와 같아진다. 따라서, L_p/L이 0에서 1로 바뀜에 따라 QWS-DFB 레이저의 특성에서 균일회절격자 DFB 레이저의 특성으로 변화한다. 이는 그림 5와 6에서 확인할 수 있다.

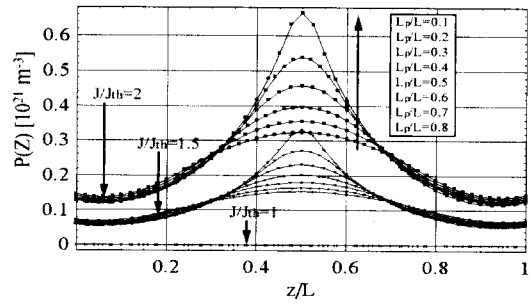

그림 7. 각각의 Lp/L에서의 광자밀도 분포 (J/Jth=1, 1.5, 2)

Fig. 7. Photon density profiles for various Lp/L values (J/Jth=1, 1.5, 2).

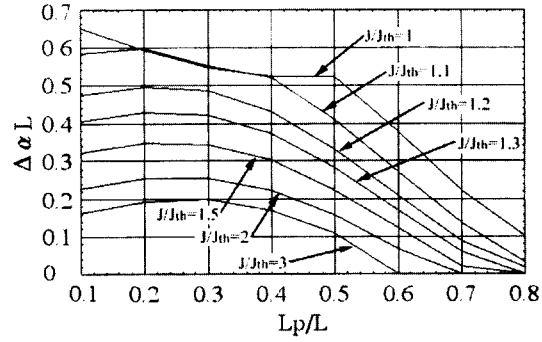

그림 8. 여러 가지 J/Jth 값에서 굴절률을 달리한 영역의 변화에 따른 단일모드 이득차 (L=400um)

Fig. 8. Single mode gain difference as a function of L_p/L for various injection current densities (J/Jth) (L=400um).

L_p/L을 변화시킬 때의 광자밀도는 그림 7에 도시하였다. 광자밀도는 L_p/L이 0.1에서 0.8로 증가할수록

더욱 평평한 모양을 갖고 있음을 볼 수 있다. 그 이유는 앞에서 언급한 바와 같이 L_p/L이 커질수록 특성이 QWS-DFB 레이저에서 균일 회절격자를 가지는 DFB 레이저로 바뀌기 때문이다. 따라서 광자밀도의 입장에서 볼때는 L_p/L이 0.8인 경우가 SHB 효과가 가장 적은 경우라 할 수 있다.

L_p/L의 변화와 단일모드 이득차의 관계를 여러가지 J/J_{th} 값에서 그린 그림이 그림 8이다. 그림에서 볼 수 있듯이 L_p/L이 0.2에서 0.4사이에서는 J/J_{th}이 증가할수록 단일모드 이득차가 감소하는 양이 작은 것을 볼 수 있다.

그러나 L_p/L이 0.2보다 작은 곳에서는 J/J_{th}가 증가하면서 단일모드 이득차는 빨리 감소하고 L_p/L가 0.4보다 큰 곳에서도 J/J_{th}가 증가하면서 단일모드 이득차가 빨리 감소하는 것을 볼 수 있다. 따라서, RIM-DFB 레이저에서 안정된 단일모드 발진을 얻기 위한 L_p/L의 값은 0.2~0.4라고 할 수 있다.

위에서 계산한 결과 RIM-DFB 레이저의 경우 L_p/L이 0.3인 경우가 주입전류의 변화에 따른 단일모드 이득차의 특성이 가장 좋은 경우임을 알 수 있었다.

이 경우의 RIM-DFB 레이저에서 가운데 부분과 양 옆부분의 유효 굴절률의 계산된 값은 각각 $n_{eff,center}$ = 3.290, $n_{eff,side}$ = 3.294이고 결합계수의 계산된 값은 각각 κ_{center} = 79.82 cm^{-1}, κ_{side} = 75.01 cm^{-1}이다. RIM-DFB 레이저의 정규화된 결합계수는 $|\kappa|L$=3.06이다. 그리고, CPM-DFB 레이저의 경우에도 L_p/L이 0.3인 경우가 단일 모드 이득차가 가장 좋은 경우인 것을 확인하였다.

따라서, L_p/L이 0.3인 RIM-DFB 레이저와 CPM-DFB 레이저, 그리고 기존의 QWS-DFB 레이저를 같은 조건 아래에서 해석하였다. 비교를 위한 CPM-DFB 레이저는 위쪽 클래딩 층을 RIM-DFB 레이저의 중앙 부분과 같은 물질을 가정 하였고 유효 위상천이 영역의 회절격자 주기를 달리하여 $-\pi/2$ 의 위상천이효과를 주었다. RIM-DFB 레이저의 정규화된 결합계수는 3.06이고, QWS-DFB 레이저와 CPM-DFB 레이저의 경우는 각각 3.19이다.

RIM-DFB 레이저의 광자밀도 분포를 보면 CPM-DFB 레이저와는 거의 비슷하지만 QWS-DFB 레이저보다 균일해진 것을 알 수 있다 (그림 9). 그리고, 이러한 현상은 주입전류의 값이 커지면 커질수록 QWS-DFB 레이저에 비하여 더욱 좋은 효과가 나타난다. 이러한 결과로서 RIM-DFB 레이저가 기존의 QWS-DFB 레이저의 문제점이었던 SHB 효과를 감소시킬 수 있음을 알 수 있다. 또한, 이러한 현상은 고출력의 발진에서 더욱 좋은 효과를 보임을 알 수 있다.

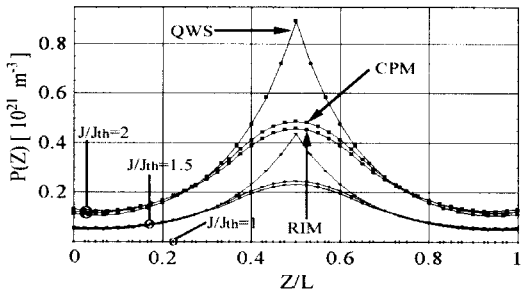

그림 9. L_p/L이 0.3인 경우 여러 가지 DFB 레이저의 광자밀도 분포도

Fig. 9. Photon density profile for various DFB lasers with L_p/L=0.3.

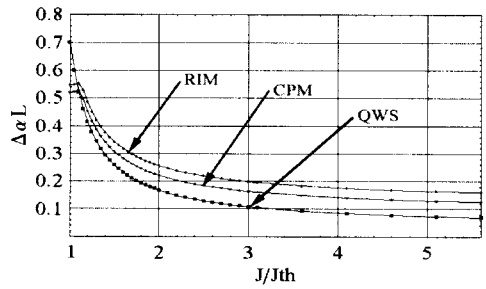

그림 10. 주입전류에 따른 단일모드 이득차의 변화

Fig. 10. Single mode gain difference as a function of injection current density.

주입전류의 증가에 따른 이득차의 변화를 살펴보면 QWS-DFB 레이저는 주입전류가 증가할수록 이득차가 급격히 감소하는 것을 볼 수 있는 것에 반해 RIM-DFB 레이저와 CPM-DFB 레이저는 감소의 정도가 적고 $J/J_{th}\geq 1.1$인 부분에서는 QWS-DFB 레이저 보다 이득차가 더 커짐을 볼 수 있다 (그림 10). 이는 RIM-DFB 레이저와 CPM-DFB 레이저가 높은 전류 값에서도 단일 모드 동작을 할 수 있음을 나타내는 것이다. RIM-DFB 레이저와 CPM-DFB 레이저 두 가지만을 비교해봤을 때 RIM-DFB 레이저가 CPM-DFB 레이저보다 더 큰 이득차를 가짐을 볼 수 있는데, 이는 RIM-DFB 레이저인 경우

CPM-DFB 레이저와 비교하여 결합계수의 크기가 가운데 부분에서 크기 때문에 발생하는 DCC 현상 때문이라 생각된다[7].

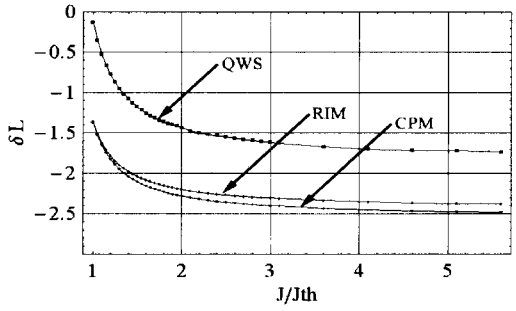

그림 11. 주입전류에 따른 발진 주파수의 변화
Fig. 11. Normalized frequency detuning as a function of injection current density.

주입전류의 증가에 따른 발진 주파수의 변화를 그림 11에 도시하였다. CPM-DFB 레이저와 RIM-DFB 레이저는 QWS-DFB 레이저에 비해 발진 주파수에서 약간 벗어나서 발진을 한다. 그러나 주입 전류의 증가에 따른 발진 주파수의 변화의 정도를 살펴보면 QWS-DFB 레이저는 주입전류가 증가하면서 발진 주파수의 변화가 크게 일어나는 것에 반해 CPM-DFB 레이저와 RIM-DFB 레이저는 주입전류가 증가하면서 발진 주파수가 변화하는 정도가 QWS-DFB 레이저에 비해 작은 것을 알 수 있다. 또한, RIM-DFB 레이저가 CPM-DFB 레이저 보다 발진 주파수의 변화가 더 작은 것을 알 수 있다. 이것으로서 RIM-DFB 레이저와 CPM-DFB 레이저가 기존의 QWS-DFB 레이저에 비하여 SHB 효과가 줄어든 것을 알 수 있다.

V. 결 론

본 논문에서는 SHB 효과를 감소 시키기 위해서 DFB 레이저의 위쪽 클래딩 층의 중앙 부분의 굴절률을 양 옆 부분의 굴절률과 달리한 refractive index modulated (RIM) DFB 레이저를 제안 하였다. 발진 모드 이중성을 제거하여 단일 모드 발진을 가능하게 하기 위해 기존에 제안된 QWS-DFB 레이저는 공진기 중앙에서 회절격자의 위상을 급격히 바꾸어 주어야 하는 제작상의 어려움이 있고 높은 주입전류에서 SHB 효과가 발생하여 고출력 동작이 어려운 점이 있었다. 이러한 SHB 효과를 줄이기위해 CPM-DFB 레이저가 제안 되었으나 이는 중앙의 회절격자의 주기를 변화시켜야 하는 어려움이 있다. 본 논문에서 제안한 RIM-DFB 레이저는 레이저의 종축방향으로 위쪽 클래딩 층의 가운데 일정부분에 굴절률을 달리한 부분을 성장시켜 위상천이효과를 얻기 때문에 CPM-DFB 레이저 처럼 회절격자층 가운데의 일정부분의 회절격자의 주기를 달리해 준다거나 기존의 QWS-DFB 레이저에서 처럼 급격한 격자위상의 변화를 만들어 주지 않아도 같은 효과를 얻을 수 있게 되어 제작시의 어려움을 줄일 수 있다.

그리고, 중앙 부분의 굴절률을 변화시킴으로써 종축방향의 결합계수도 바뀌게 되어 분포 결합 계수를 갖는 효과도 가지게 된다. RIM-DFB 레이저는 넓은 영역에 걸쳐 유효위상천이 효과를 주게되어 광자밀도 분포가 기존의 QWS-DFB 레이저보다 균일해진다. 이러한 현상은 주입 전류의 값이 커질수록 그 효과가 크므로 고출력에서 좋은 특성을 가지는 것을 계산으로 확인 하였다.

또한, 높은 주입전류에서 기존의 QWS-DFB 레이저 보다 이득차가 향상되어 고출력에서도 단일 모드 발진을 더 유지 할 수 있음을 확인 하였다. 즉, RIM-DFB 레이저는 SHB 효과를 줄이기 위하여 기존에 시행하였던 넓은 영역에 걸쳐서 유효 위상천이를 주는 방법과 레이저의 종축방향으로 결합계수를 달리하여 주는 방법을 동시에 실현 시켜줄 수 있는 구조이다. 그리고 RIM-DFB 레이저의 동작특성을 최대화하기위해서는 굴절률을 달리해주는 영역의 길이가 전체길이의 0.2에서 0.4배 사이가 되어야 함을 계산하였다.

참 고 문 헌

[1] Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 2327-2335, 1972.

[2] H. A. Haus and C. V. Shank, "Antisymmetric taper of distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 532-539, 1976.

[3] H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H.Ishikawa, S. Yamakoshi, and H. Imai, "Stability in single longitudinal mode operation in

GaInAsP/InP phase-adjusted DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, pp. 804-814, 1987.

[4] H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H. Ishikawa, S. Yamakoshi, and H. Imai, "Stability in single longitudinal mode operation in GaInAsP/InP phase-adjusted DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol 23, pp. 804-814, 1987.

[5] M. Usami and S. Akiba, "Suppression of longitudinal spatial hole burning effect in $\lambda/4$-shifted DFB lasers by nonuniform current distribution," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1245-1253, 1989.

[6] G. P. Agrawal, J. E. Geusic, and P. J. Anthony, "Distributed feedback lasers with multiple phase-shift regions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, pp. 178-179, 1988.

[7] B. S. K. Lo, and H. Ghafouri-Shiraz, "Spectral characteristics of distributed feedback laser diodes with distributed coupling coefficient," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 200-212, 1995.

[8] T. Fessant and X. Doyelle, "Enhanced single-mode operation in multisection DFB lasers with both localized and distributed phase shift," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 1, pp. 33-35, 1998.

[9] M. Okai, "Spectral characteristics of distributed feedback semiconductor lasers and their improvements by corrugation-pitch-modulated structure," *J. Appl. Phys.*, vol. 75, no. 1, pp. 1-29, 1994.

[10] M. Okai, N. Chinone, H. Taira, and T. Harada, "Corrugation pitch modulated phase-shifted DFB laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, no. 8, pp. 200-201, 1989.

[11] K. Tada, Y. Nakano, and A. Ushirokawa, "Proposal of a distributed feedback laser with nonuniform stripe width for complete single-mode oscillation," *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 82-84, 1984.

[12] J. Kinoshita, K. Ohtsuka, H. Agatsuma, A. Tanaka, T. Matsuyama, A. Makuta, and H. Kobayashi, "Performance of 1.5 μm DFB lasers with a narrow stripe region," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1759-1766, 1991.

[13] I. Orfanos, T. Sphicopoulos, A. Tsigopoulos, and C. Caroubalos, "A tractable above-threshold model for the design of DFB and phase-shifted DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 946-956, 1991.

[14] P. Correc, "Stability of phase-shifted DFB lasers against hole burning," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 2467-2476, 1994.

[15] T. Makino, "Transfer-matrix formulation of spontaneous emission noise of DFB semiconductor lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 84-91, 1991.

[16] B.-G. Kim, S.-C. Cho, and A. Shakouri, "The symmetry of the amplified spontaneous spectrum in complex-coupled DFB lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-16, pp. 1088-1094, 1998.

[17] M. R. Ramadas, E. Garmire, A. K. Ghatak, K. Thyagarajan, and M. R. Shenoy, "Analysis of absorbing and leaky planar waveguides: a novel method," *Opt. Lett.*, vol 14, pp. 376-378, 1989.

[18] S.-C. Cho, B.-G. Kim, and N. Dagli, "Extended additional layer method of calculating the coupling coefficient of arbitrary shaped gratings," *Microwave Optic. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 3, pp. 144-145, 1997.

[19] P. P. G. Mols, P. I. Kuindersma, W. V. Es-spiekman, and I. A. F. Baele, "Yield and device characteristics of DFB lasers : Statistics and novel coating design in theory and experiment," *IEEE J. Quantum Elctron.*, vol. 25, pp. 1303-1313, 1989.

[20] J. Hong, K. W. Leong, T. Makino, J. Evans, X. Li, and W. P. Huang, "Impact

of random facet phases on modal proferties of partly gain-couplingdistributed-feedback lasers," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp. 555-568, 1997.

저 자 소 개

金 洪 局(正會員) 第 36卷 D編 第 3號 參照
현재 홍중 하이텍(주) 광통신 연구소 연구원

金 富 均(正會員) 第 36卷 D編 第 3號 參照
현재 숭실대학교 전자공학과 부교수

李 泓 錫(正會員) 第 36卷 D編 第 3號 參照
현재 서울대학교 전기공학부 박사과정

李 竝 浩(正會員) 第 36卷 D編 第 3號 參照
현재 서울대학교 전기공학부 조교수