

위상을 고려한 3전극 가변파장 DFB-LD의 특성 연구

윤 경 모* · 엄 진 섭**

A Study on Characteristics for Phase Considered Tunable Three Section DFB-LD

Kyeong-Mo Youn* · Jin-Seob Eom**

ABSTRACT

In this paper, we performed the modeling of a tunable three section DFB-LD with continuous phase using the coupled-wave equation. It was also proposed new modeling method for $\lambda/4$ phase shifted one. We got the characteristics of oscillation wavelength, gain, and photon density profiles according to parameters such as coupling coefficient K and current into the third sections for two case of continuous phase and $\lambda/4$ shifted phase one. The simulations for $\lambda/4$ phase shifted tunable three section DFB-LD prove that the continuous tuning range is about 4.2nm for $K=120\text{ cm}^{-1}$, $L=180\text{ }\mu\text{m}$, and the oscillation mode be within the stop-bands. Also when changed a current of both end sections, it is shown that a photon density reaches the maximum at the center.

1. 서 론

본 논문에서는 파장 가변성을 갖는 3전극 구조 DFB-LD(Distributed FeedBack Laser Diode)를 모델링하였으며, 더 나아가 안정성이 높은 단일 모드 DFB-LD를 구현할 수 있는 것으로 $\lambda/4$ phase shifted 구

조에 대한 새로운 모델링 방법을 제안하였다. 파장 가변성을 갖는 여러가지 구조의 LD중 3전극 DFB-LD는 현재까지 파장가변 속도(wavelength tuning speed)와 주파수선평(spectral linewidth)의 관점에서 가장 우수한 특성을 보이는 것으로 보고되고 있다 [1].

모델링은 DFB에 대한 결합파동 방정식(coupled-wave equation)에서 출발하여 3전극 구조로 그 해석을 확장하였으며, 각

* 강원대학교 전자공학과 석사과정

** 강원대학교 전자공학과 조교수

section에서의 캐리어 농도는 모델링의 복잡성을 덜기 위하여 균일하다고 가정하였다. $\lambda/4$ phase-shifted 3전극 DFB-LD는 section가운데의 중심에서 grating이 continuous하지 않기 때문에 위에서 제안된 연속적인 위상의 3전극 가변파장 DFB-LD의 모델링을 그대로 사용할 수 없다. 따라서 좌우가 대칭인 $\lambda/4$ phase shifted 3전극 DFB-LD의 모델링을 위해서 가운데 section 중심에서의 반사율이 ± 1 이 되어야 한다는 발진한계조건을 이용하였다.

또한 본 연구에서는 연속적인 위상과 $\lambda/4$ phase shift가 도입된 경우들에 대하여 제안된 모델링을 시뮬레이션 하였고, 이로부터 여러 조건하에서 발진파장과 파장 가변범위, 모드분포, 길이에 따른 photon density등을 비교, 분석하였다.

2. 3전극 가변파장 DFB-LD 모델링

2.1 DFB-LD 해석

DFB 구조내의 전자계(electromagnetic field)에 대한 해석은 결합파동 방정식에 의해 이루어질 수 있다[2][3][4]. DFB 구조내의 진행파들은 회절격자(diffraction grating)에 의해 선택적으로 귀환되고, 따라서 주어진 조건을 만족하는 파들만이 존재하게 되는데, 결합파동방정식을 이용하면 이러한 파들을 결정할 수 있다. 결합파동 방정식에 근거한 DFB 구조에 대한 해석은 다음과 같은 시불변 파동 방정식(time-independent wave equation)으로부터 시작한다.

$$\nabla^2 E + \epsilon(x, y, z)k_0^2 E = 0 \quad (1)$$

식 (1)의 해는 $E(z,t) = E(z)\exp(i\omega t)$ 의 형

태로 나타낼 수 있고, 여기서 $k_0 = \omega/c$ 이고 ω 는 mode frequency이다.

식(1)에서 $\epsilon(x,y,z)$ 은 상대 유전율(relative permittivity)로서 회절격자가 z 방향으로 주기적인 구조이기 때문에 z 의 주기 함수가 된다. 따라서 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\epsilon(x, y, z) = \bar{\epsilon}(x, y) + \Delta\epsilon(z) \quad (2)$$

여기서 $\bar{\epsilon}(x,y)$ 는 z 방향으로의 평균값이며, z 방향으로의 상대유전율섭동(relative dielectric perturbation)을 나타내는 $\Delta\epsilon(z)$ 는 회절격자가 존재하는 영역에서만 $\Delta\epsilon(z) \neq 0$ 이다. 회절격자내의 dielectric perturbation이 없는 경우 식(1)의 일반해는 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$E(x,y,z) = \hat{x}U(x,y)[E_f \exp(i\beta z) + E_b \exp(-i\beta z)] \quad (3)$$

식(2)를 시불변 파동 방정식 (1)에 대입하면 다음과 같은 결과를 얻는다.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + [\bar{\epsilon}(x, y)k_0^2 - \beta^2]U = 0 \quad (4)$$

여기서

$$\beta = \bar{\mu}k_0 - i\bar{\alpha} / 2 \quad (5)$$

이며,

$$\bar{\alpha} = \Gamma g - \alpha_{int} \quad (6)$$

이다. Relative dielectric perturbation $\Delta\epsilon$ 가 존재할 경우 식(3)에서 E_f 와 E_b 는 Bragg diffraction에 의하여 z 방향의 함수가 된다. x, y 방향으로의 field 분포 $U(x,y)$ 는 weak perturbation에 의해서는 영향을 받지 않는다고 가정하고, E_f 와 E_b 는 z 방향으로 slow varying을 한다고 가정한다.

식(3)을 식(1)에 대입하고 $U(x,y)$ 를 곱한 다음 x,y 전체에 걸쳐 적분을 수행하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} & \frac{dE_f}{dz} \exp(i\beta z) - \frac{dE_b}{dz} \exp(-i\beta z) \\ &= \frac{ik_0^2}{2\beta V} \iint \Delta\epsilon(x,y,z) U^2(x,y) \cdot \\ & \quad [E_f \exp(i\beta z) + E_b \exp(-i\beta z)] dx dy \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 $V = \iint U^2(x,y) dx dy$ 이며 규격

화(normalization) 상수이다. $\Delta\epsilon$ 는 주기 Λ 를 가지는 주기함수이므로 Fourier 급수로 확장할 수 있다.

$$\Delta\epsilon(x,y,z) = \sum_{l=0}^{\infty} \Delta\epsilon_l(x,y) \exp[i(2\pi/\Lambda)lz] \quad (8)$$

식(8)을 식(7)에 대입하고 $\exp(\pm i\beta z)$ 의 양변계수들을 같게 한 다음 phase-matched 된 항들만 모으면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\frac{dE_f}{dz} = iK E_b \exp(-2i\Delta\beta z) \quad (9)$$

$$\frac{dE_b}{dz} = -iK^* E_f \exp(2i\Delta\beta z) \quad (10)$$

여기서 $\Delta\beta = \beta - \beta_0 = \beta - m\pi/\Lambda$ 이며 phase-mismatch 항이다.

또한,

$$K = \frac{k_0^2}{2\beta} \iint \frac{\Delta\epsilon_m(x,y) U^2(x,y) dx dy}{\iint U^2(x,y) dx dy} \quad (11)$$

로 주어지며 forward 진행파와 backward 진행파간의 결합정도를 나타내는 결합계수

(coupling coefficient)이다. 이 결합계수 K 는 비교 유전율 변동 $\Delta\epsilon$ 가 실수일 때에도 복소수(complex number)가 될 수 있다. 예를 들어 gain-coupled laser의 경우에는 K 가 복소수가 된다. 그러나 index-guided laser의 경우에는 β 를 μk_0 로 대치함으로써 K 를 실수로 만들 수 있으며, 이렇게 하는 것은 물리적인 일반성을 잃지 않으면서 해석을 쉽게 한다. 식(3)에 복소 전파상수 β 대신 Bragg wave number $\beta_0 = m\pi/\Lambda$ 를 사용하여 다시 쓰면 다음과 같다.

$$E(z) = A(z) \exp(i\beta_0 z) + B(z) \exp(-i\beta_0 z) \quad (12)$$

여기서

$$A = E \exp(i\Delta\beta z), \quad B = E_b \exp(-i\Delta\beta z) \quad (13)$$

이다. 그러면 A 와 B 에 대한 결합파동방정식은 다음과 같다.

$$\frac{dA}{dz} = i\Delta\beta A + iKB \quad (14)$$

$$-\frac{dB}{dz} = i\Delta\beta B + iKA \quad (15)$$

식(14)와 (15)의 일반해는 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$A(z) = A_1 \exp(iqz) + A_2 \exp(-iqz) \quad (16)$$

$$B(z) = B_1 \exp(iqz) + B_2 \exp(-iqz) \quad (17)$$

여기서 q 는 경계조건으로부터 구해지는 복소 wave number이다.

식(16)과 (17)의 일반해를 식(14)와 (15)에 대입하고 $\exp(\pm iqz)$ 의 계수들을 맞추면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$(q - \Delta\beta)A_1 = KB_1, \quad (q + \Delta\beta)B_1 = -KA_1 \quad (18)$$

$$(q - \Delta\beta)B_2 = KA_2, (q + \Delta\beta)A_2 = -KB_2 \quad (19)$$

다음으로 식(18)과 (19) 계수들의 행렬식으로부터 다음과 같은 dispersion relation을 얻을 수 있다.

$$q = \pm \sqrt{\Delta\beta^2 + K^2} \quad (20)$$

여기서 \pm 부호는 각각 forward와 backward로 진행하는 파를 의미한다. 이상으로부터 DFB grating에 의한 반사계수 $R(q)$ 를 정의할 수 있다.

$$R(q) = \frac{q - \Delta\beta}{K} = \frac{K}{q + \Delta\beta} \quad (21)$$

이때, $R(q)$ 와 관련되어진 결합파동 방정식의 일반해 (식(16)과 (17))는 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$A(z) = A_1 \exp(iqz) + R(q)B_2 \exp(-iqz) \quad (22)$$

$$B(z) = B_2 \exp(-iqz) + R(q)A_1 \exp(iqz) \quad (23)$$

만약 DFB grating의 반사계수 $R(q)=0$ 이면 결합계수 $K=0$ 이므로 backward로 진행하던 파의 일부분이 회절격자에 의해서 다시 forward로 반사된다는 것을 의미하는 것이 분명해진다.

위의 해석에 따라 식(12)를 다시 쓰면 다음과 같다.

$$E(z) = A(z)e^{+\beta_1 z} + B(z)e^{-\beta_1 z} = E_R(z) + E_L(z) \quad (24)$$

여기서 $E_R(z)$ 는 매질내에서 오른쪽으로 진행하는 파이고, $E_L(z)$ 는 왼쪽으로 진행하는 파이다. 두개의 파에 대하여 DFB 구조의 양단면(facets)에서의 경계조건을 만족하는 q 값은 discrete한 값들이며, 이 복소수 q

값의 실수부와 허수부는 각각 DFB 내부에 존재하는 모드(mode)들의 발진 주파수(oscillation frequency)와 발진 문턱이득(threshold gain)과 관련된다.

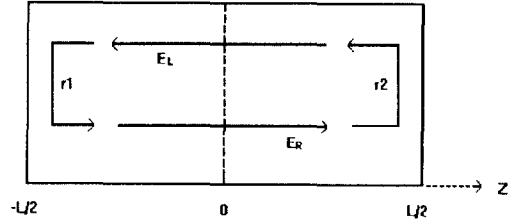


Fig. 1. The schematic diagram of one section DFB-LD with facet reflection coefficient r_1, r_2 .

그림 1은 길이 L 과 양단면(facets) 반사계수 r_1 과 r_2 를 가지는 DFB-LD의 대략적인 그림이다. E_R 과 E_L 은 오른쪽으로 진행하는 파와 왼쪽으로 진행하는 파를 의미하며 Λ 는 회절격자의 주기이다. 양단면에서 E_R 과 E_L 에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} E_R(-L/2) &= E_L(-L/2)r_1 \\ E_L(L/2) &= E_R(L/2)r_2 \end{aligned} \quad (25)$$

식(25)의 경계조건을 식(22),(23),(24)에 적용시키면 미정계수 A_1 과 B_2 에 대한 두개의 homogeneous 방정식을 얻을 수 있으며 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$(r_1 - R)B_2 - (1 - Rr_1)A_1 = 0 \quad (26)$$

$$(r_2 - R)\exp(2iqL)A_1 - (1 - Rr_2)B_2 = 0 \quad (27)$$

윗식들은 다음과 같은 eigenvalue equation을 만족하는 q 값들에 대해서만 nontrivial solution을 갖는다[5][6].

$$\left[\frac{r_1 - R(q)}{1 - R(q)r_1} \right] \left[\frac{r_2 - R(q)}{1 - R(q)r_2} \right] \exp(2iqL) = 1 \quad (28)$$

식(28)은 DFB 레이저의 발진조건을 의미한다.

r_1 과 r_2 가 주어지면 위의 발진조건을 만족하는 q 값을 얻을 수 있으며, 구해진 q 로부터 식(29), (30)에서 발진 mode의 주파수와 발진이득을 얻을 수 있다.

$$\Delta\beta = \pm \sqrt{q^2 + K^2} \quad (29)$$

식(29)는 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\Delta\beta = \delta - i\bar{\alpha}/2 \quad (30)$$

여기서

$$\delta = \bar{\mu}k_o - \beta_o = -\frac{2\pi\mu_g}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (31)$$

이며 Bragg wavelength로 부터의 mode shift를 의미하는 mode detuning이다.

2.2 3전극 구조의 가변파장 DFB-LD 모델링

이 절에서는 앞에서 one section DFB 구조 해석을 위해 사용되었던 결합 파동 방정식과 각 section 경계에서의 반사계수 관계들을 이용하여 three section DFB를 모델링하는 확장한 새로운 방법에 대해 기술한다.

그림2는 모델링을 위한 analytical 구조이다. Section1, section3는 동일한 구조, 같은 주입전류를 가지며, section2는 주입전류가 임의의 값으로 고정된다.

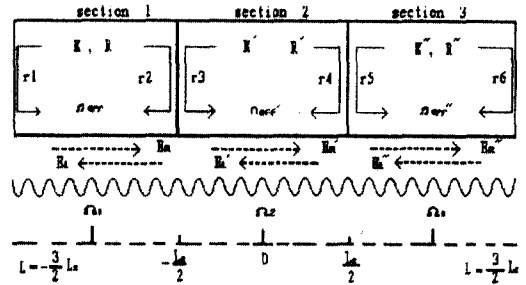


Fig. 2. The three section DFB-LD schematic diagram with a continuous phase

DFB의 길이방향(z 방향) 전 영역에 걸쳐 주기적으로 분포되어 있는 회절격자는 Bragg 조건을 만족하는 특정 모드에 대한 feedback을 유발한다. Bragg 조건은 이 회절격자의 주기와 모양, 그리고 corrugation 깊이에 따라 달라지게 된다.

이 연구에서는 first order 회절격자(즉, 매질내부의 파장이 회절격자의 두 주기에 대응하는)를 사용하였으며, 따라서

$$\beta_o = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (32)$$

로 주어진다. 이 경우에 회절격자의 위상 Ω 는 그림 3과 같이 정의된다.

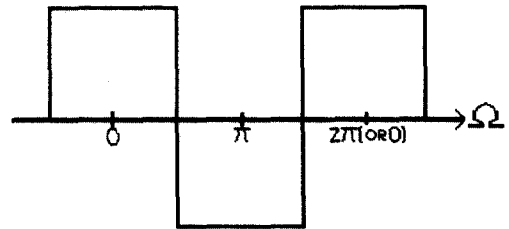


Fig. 3. A basic diagram for the phase Ω of the grating

회절격자로 인해 z 방향으로 주기적인 굴절률 변화가 존재하는 매질내에서 진행하는 파는 반사되는 지점에서의 위상값에 큰 영향을 받게되는데, 발진모드와 이득에 결정적인 영향을 미치게 된다. DFB-LD내에 존재하는 refractive index grating이 주는 효과를 분석하기 위해, 다음식과 같이 refractive index grating을 표현하도록 한다[7].

$$n(z) = n + (\Delta n) \cos(2\beta_0 z + \Omega) \quad (34)$$

여기서 $n(z)$ 는 z 방향으로의 refractive index이다. z 는 longitudinal direction으로의 좌표값으로, 좌측 mirror는 $z = -L/2$ 에 위치하고, 우측 mirror는 $z = L/2$ 에 위치한다. Ω 는 $z=0$ 에서의 grating의 위상이다.

지금부터는 one section DFB-LD에서 정의되었던 오른쪽으로 진행하는 파의 term을 $e^{-i\beta z}$ 로 바꾸어 수식 전계를 하였다[8].

그림2의 두번째 영역에서 회절격자 위상 Ω 를 고려한 전파는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E(z) = E_R(z) + E_L(z) = (A_1 \exp(iqz) + R(q) \exp(i\Omega) * B_2 \exp(-iqz) e^{-i\beta_0 z} + R(q) \exp(-i\Omega) A_1 \exp(iqz) + B_2 \exp(-iqz) e^{+i\beta_0 z}) \quad (35)$$

식(35)을 두번째 section의 경계조건

$$E_R(-\frac{L_2}{2}) = E_L(-\frac{L_2}{2}) r_3 \quad (36)$$

$$E_L(\frac{L_2}{2}) = E_R(\frac{L_2}{2}) r_4 \quad (37)$$

에 적용하면 다음과 같은 발진조건을 얻는다.

$$\left[\frac{\rho_3 - R(q_2)}{1 - R(q_2)\rho_3} \right] \left[\frac{\rho_4 - R(q_2)}{1 - R(q_2)\rho_4} \right]^* \exp(-2iq_2 L_2) = 1 \quad (38)$$

여기서

$$\begin{aligned} \rho_3 &= r_3 \exp^{-i\beta_0 L_2} \exp i\Omega_2 \\ \rho_4 &= r_4 \exp^{-i\beta_0 L_2} \exp -i\Omega \end{aligned} \quad (39)$$

으로 주어진다.

첫번째 section의 발진조건은

$$\left[\frac{\rho_1 - R(q_1)}{1 - R(q_1)\rho_1} \right] \left[\frac{\rho_2 - R(q_1)}{1 - R(q_1)\rho_2} \right]^* \exp(-2iq_1 L_1) = 1 \quad (40)$$

이며,

$$\begin{aligned} \rho_1 &= r_1 e^{-i\beta_0 L_1} e^{i\Omega_1} \\ \rho_2 &= r_2 e^{-i\beta_0 L_1} e^{-i\Omega_1} \end{aligned} \quad (41)$$

이다.

r_2 는 식(40)로 부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$r_2 = \frac{\left(R(q_1) e^{iq_1 L_1} - \frac{1}{R(q_1) e^{iq_1 L_1}} \right) - \rho_1 \left(e^{iq_1 L_1} - \frac{1}{e^{iq_1 L_1}} \right)}{\left(e^{iq_1 L_1} - \frac{1}{e^{iq_1 L_1}} \right) - \rho_1 \left(\frac{e^{iq_1 L_1}}{R(q_1)} - \frac{1}{e^{iq_2 L_2}} \right)} \times e^{i\beta_0 L_1} e^{i\Omega_1} \quad (42)$$

r_2 로부터 r_3 를 구하기 위해 한계발광조건을 이용한다. 이는

$$r_3 = \frac{\rho' r_2 + 1}{r_2 + \rho'} \quad (43)$$

로 주어지고, 여기서

$$\rho' = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \quad (44)$$

이다. ρ' 는 회절격자가 없다고 가정할 때 첫번째 segment에서 오른쪽으로 진행하는 파가 두번째 segment와의 경계면 ($z = -L_2/2$)에서 왼쪽으로 반사되는 정도를 나타낸다. n_1 과 n_2 는 각각 첫번째와 두번째 section의 대표 굴절률이다.

세번째 section의 발진조건 역시

$$\left[\frac{\rho_5 - R(q_3)}{1 - R(q_3)\rho_5} \right] \left[\frac{\rho_6 - R(q_3)}{1 - R(q_3)\rho_6} \right] \exp(-2iq_3L_3) = 1 \quad (45)$$

으로 주어지며, 여기서

$$\begin{aligned} \rho_5 &= r_5 e^{-i\beta_0 L_3} e^{i\omega_3} \\ \rho_6 &= r_6 e^{-i\beta_0 L_3} e^{-i\omega_3} \end{aligned} \quad (46)$$

이다. 식(45)의 발진조건으로부터 두번째 section과 세번째 section의 경계에서 오른쪽으로의 반사율 r_5 를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} r_5 &= \frac{\left(R(q_3) e^{iq_3 L_3} - \frac{1}{R(q_3) e^{iq_3 L_3}} \right) - \rho_6 \left(e^{iq_3 L_3} - \frac{1}{e^{iq_3 L_3}} \right)}{\left(e^{iq_3 L_3} - \frac{1}{e^{iq_3 L_3}} \right) - \rho_6 \left(\frac{e^{iq_3 L_3}}{R(q_3)} - \frac{R(q_3)}{e^{iq_3 L_3}} \right)} \\ &\times e^{i\beta_0 L_3} e^{-i\omega_3} \end{aligned} \quad (47)$$

여기서

$$R(q_3) = \frac{q_3 - \Delta\beta}{K_3} \quad \text{이다.}$$

여기에 발광을 개시하기 위한 조건을 적용하면 반사계수 r_4 와 r_5 사이에 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$r_4 = \frac{\rho r_5 + 1}{r_5 + \rho} \quad (48)$$

여기서

$$\rho = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} \quad \text{이며, 회절격자가 없다고 가정}$$

할 때 두번째 section에서 오른쪽으로 진행하는 파가 세번째 section과의 경계면 ($Z = L_2/2$)에서 왼쪽으로 반사되는 정도를 나타내는 반사계수이다. n_1 와 n_3 는 각각 두번째와 세번째 section의 대표 굴절률이다. 각 section의 공급전류가 각각 다르다면 각 section의 대표 굴절률도 다르게 된다. 이로 인하여 각 section에서의 파장은 조금씩 다르고 최소 gain을 갖는 section도 세번째 section의 주입전류에 따라 선택되어진다. 발광 주파수를 얻기 위한 과정을 그림 4에 flow chart를 도시하였다.

먼저 세번째 section에서의 한계이득과 $\Delta\omega$ 를 변화시켜 threshold 조건을 만족하는 임의의 γ_3 를 구하고 $\gamma_3 = -iq_3$ 를 이용하여 q_3 를 구한다. q_3 를 이용하면 세번째 section 왼쪽의 반사율 r_5 를 구할 수 있으며, 이로부터 한계 발광조건인 식(48)을 이용하여 r_4 를 얻는다. 그리고 첫번째 section에서의 q_1 도 세번째 section에서의 방법과 마찬가지로 방법으로 구할 수 있다. r_3 도 식(43)로부터 얻을 수 있다.

다음으로 r_3 와 r_4 를 양쪽 facet 반사계수로 갖는 두번째 segment에서 q_2 를 구하여야 한다. 이는 식(38)로 주어지며, 풀기가 상당히 어렵다. 따라서 식(38)의 근을 구하기 위해서는 많은 계산 후에 다음과 같은 등가식을 얻게 된다.

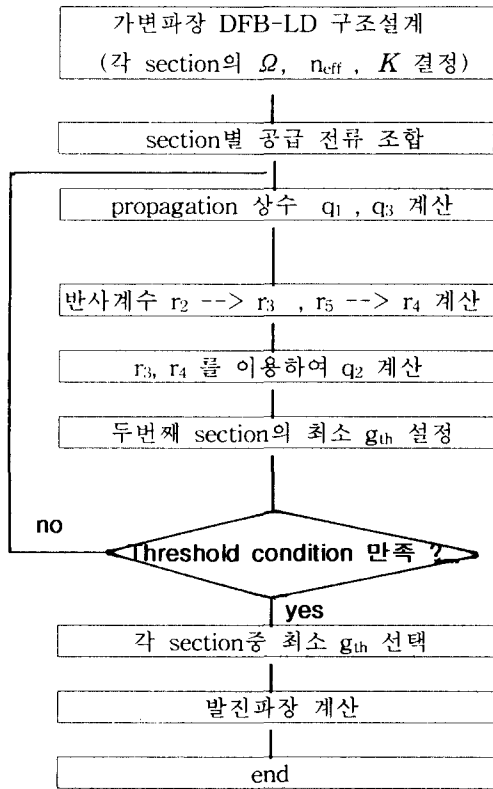


Fig. 4. A flow chart for solving the oscillation wavelength of the various wavelength three section DFB-LD

$$\begin{aligned}
 & (\gamma L)^2 D + (KL)^2 \sinh^2(\gamma L)(1 - \rho_i^2)(1 - \rho_r^2) \\
 & + 2iKL(\rho_i + \rho_r)(1 - \rho_i^2)\gamma L \sinh(\gamma L) \cosh(\gamma L) = 0
 \end{aligned} \quad (49)$$

여기서

$$\gamma L = -i q_2 L, \quad L = L_2 \quad (50)$$

$$D = (1 + \rho_i \rho_r)^2 - 4\rho_i \rho_r \cosh^2(\gamma L) \quad (51)$$

로 주어진다. $\gamma L = x + iy$ 로 두고 식(47)를 실수부와 허수부로 나누어 정리하면

$$W(\gamma L) = U(x, y) + iV(x, y) = 0 \quad (52)$$

가 되고, 이는 $U=0, V=0$ 일때 만족된다.

따라서 $U=0, V=0$ 를 동시에 만족하는 근 (x_r, y_r) 을 찾기 위하여 수치해석을 이용하면

$$x_r = x - \frac{U(x, y)\partial U/\partial x + V(x, y)\partial V/\partial x}{D} \quad (53)$$

$$y_r = y + \frac{U(x, y)\partial V/\partial x - V(x, y)\partial U/\partial x}{D} \quad (54)$$

로 주어지고, $D = (\partial u/\partial x)^2 + (\partial v/\partial x)^2$ 으로 주어진다. 따라서 위의 방법에 의하여 두번째 section에서의 γL 을 얻고, $\gamma L = x_r + y_r = -i q_2 L$ 의 관계에 의해서 두번째 section에서의 q_2 를 찾을 수 있다. 이러한 식으로 얻어지는 q_2 의 값은 여러개가 있으며, 이중에서 한계이득이 가장 낮은 q_2 가 근에 해당된다.

$$\frac{\Delta w}{v_g} + i\frac{\alpha}{2} = \Delta\beta = \pm \sqrt{(q_2^2 + K^2)} \quad (55)$$

여기서 Δw 는 발진 주파수이고 v_g 는 군속도이다. 그리고 이에 대응하는 q_2 는 propagation constant이고 K 는 결합계수이다. 식(55)에서 구한 두번째 section의 gain을 세번째 section의 gain과 비교하여 최소가 되는 section의 gain을 선택하고 발진 파장을 구할 수 있다.

2.3 $\lambda/4$ phase shifted 3전극 가변파장 DFB-LD의 모델링

$\lambda/4$ phase shifted를 고려한 경우의 새로운 모델링 방법으로 DFB-LD의 중심에서의 반사계수 $r'_3 = \pm 1$ 이 됨을 이용하였

는데 이것을 식(56)과 그림6에 나타냈다 [10].

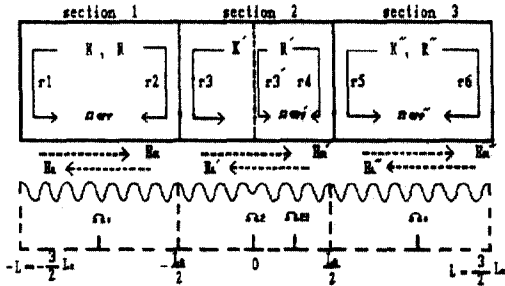


Fig. 5. The $\lambda/4$ phase-shifted three section DFB-LD schematic diagram

$z=0$ 의 경계에서

$$r = \frac{v}{u}, \quad r' = \frac{u'}{v'}, \quad rr' = \frac{v}{u} \frac{u'}{v'}$$

$$(\leftarrow u = u', v = v')$$

$$r = r' \text{ (by symmetry)} \quad \therefore r'^2 = 1,$$

$$\therefore r' = \pm 1 \quad (56)$$

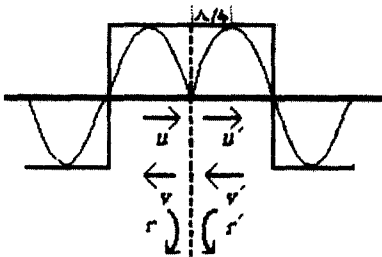


Fig. 6. The schematic diagram and the phase of the grating to $\lambda/4$ phase shifted DFB-LD center

$\lambda/4$ -shift DFB-LD는 $L/2$ 만큼 $z=0$ 에서 corrugation phase 자체를 shift한 것과 같다. 연속적인 위상을 갖는 DFB-LD의 cavity length를 $L = 2 * M \Lambda$ ($M =$ grating 갯수)라 하면 $\lambda/4$ 위상을 첨가하기 위해

$L = 2 * M \Lambda + \Lambda/2$ 으로 $\Lambda/2$ 만큼 증가시켰고, 이때 $z=0$ 에서의 위상을 구하기 위해 식(57)을 이용하였다.

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n \cos[2\beta_0(z - \Lambda/4)] \\ &= n_0 + \Delta n \cos[2\beta_0 z - \pi/2] \end{aligned} \quad (57)$$

따라서 각 section의 길이가 같다고 가정할 때 그림5에서 처럼 Ω_2 를 $z = 0^+$ 에서의 grating의 위상이라하면 Ω_2 는 $-\pi/2$ 임을 알 수 있고 $z = L_2/4$ 에서의 위상 Ω_{23} 는 $-\pi/4$, $z = L_2$ 에서의 위상 Ω_3 는 $\pi/2$ 가 된다.

$\lambda/4$ phase shifted 3전극 가변파장 DFB 레이저의 발진파장을 구하는 방법은 r_3 를 r_3' 로 대치하고 연속적인 위상을 갖는 3전극 DFB-LD의 모델링과 같은 순서를 따른다.

3. 실험 결과

3.1 Current의 변화에 따른 tuning trend

a) 연속적인 위상을 가지는 3전극 DFB-LD

Coupling coefficient를 고정시키고 두번째 section의 current를 즉 같은 효과로써 Δn_2 를 $-0.0025, -0.005, -0.0075$ 로 변화시켜갈 때 세번째 section의 gain대 3전극 DFB-LD의 발진파장을 그림7에 도시하였다. 잘 알려진 바와 같이 Δn_2 가 커짐에 따라서 stop band 폭이 넓어짐을 알 수 있다. 그림에서 볼때 Δn_2 가 -0.0025 이면 mode hopping이 대략 2.6nm 정도되고 Δn_2 가

-0.005이면 대략 3.2nm, Δn_2 가 -0.0075이면 대략 3.6nm 정도됨을 알 수 있다. 이로부터 예상할 수 있는 것은 만약 $\lambda/4$ shift를 하면 stop-band안에 mode가 존재하게 되므로, 따라서 최대 continuous tuning range는 Δn_2 가 크게 변함에 따라 증가할 것을 예측할 수 있다.

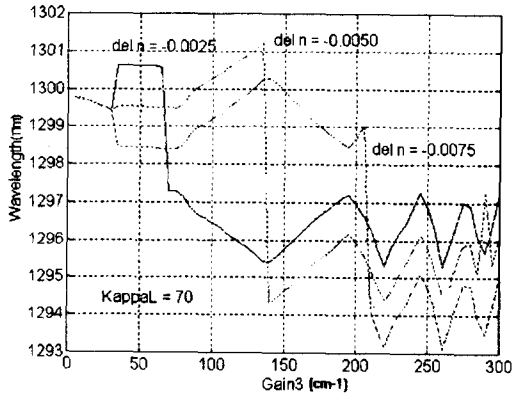


Fig. 7. The tuning trend about a change of Δn_2 (The three section DFB-LD with a continuous phase)

그림 8에서는 두번째 section의 Δn_2 를 -0.005로 고정시키고 coupling coefficient K 를 15, 40, 70 cm^{-1} 으로 변화시켜 가면서 세번째 section의 gain대 3전극 DFB-LD의 발진파장을 도시하였다. 그림에서 보면 coupling coefficient K 를 증가시키면 stop-band폭이 커지며, 따라서 최대 continuous tuning range가 커짐을 알 수 있다. K 가 15일때 stop-band의 폭은 1.2nm 정도되고, 40일때는 stop-band의 폭이 2.2nm 정도이고, 70일때는 stop-band의 폭이 3.3nm 정도됨을 알 수 있다.

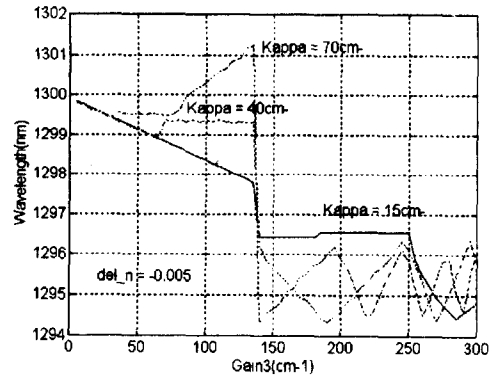


Fig. 8. The tuning trend about a coupling coefficient (The three section DFB-LD with a continuous phase)

b) $\lambda/4$ phase shifted 3전극 DFB- LD

그림9는 $K=70/\text{cm}$ 으로 고정시키고 Δn_2 를 -0.0025, -0.005, -0.0075로 변화시켜가면서 세번째 section의 gain대 3전극 DFB-LD의 발진파장을 도시한 것이다. 그림에서 보면 각각의 경우 mode hopping이 발생하는데 mode hopping은 각 section의 공급전류가 같을 때 일어남을 알 수 있었다. 그림10은 두번째 section의 공급전류를 $\Delta n_2 = -0.005$ 로 고정시켰을 때, $K=70/\text{cm}$, $L=300\mu\text{m}$ 인 경우와 $K=120/\text{cm}$, $L=180\mu\text{m}$ 인 두 경우를 비교하였다. 본 연구를 통하여 최대 continuous tuning range로서 4.2nm정도 얻었는데 이는 coupling상수를 증가시키고 laser의 길이를 짧게 하면 얻을 수 있음을 알 수 있었다. 그러나 이는 linewidth의 문제와 함께 적절한 타협점을 찾아야 한다.

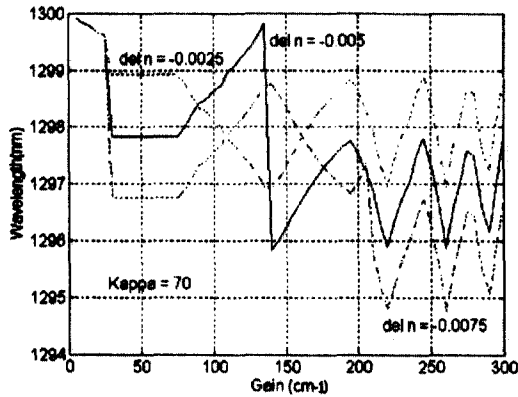


Fig. 9. The tuning trend about a change of Δn_2 (The three section DFB-LD with a $\lambda/4$ phase shift)

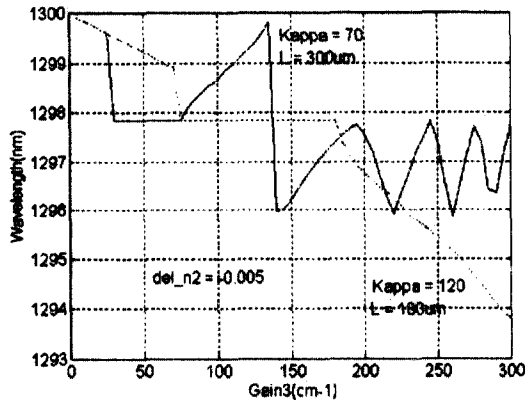


Fig. 10. The tuning trend about a coupling coefficient (The three section DFB-LD with a $\lambda/4$ phase shift)

3.2 Mode field

DFB내부의 어느 한 위치에서의 총 광 power는 다음과 같이 나타낼 수 있다[9].

$$P_{tot} = P_a(z) + P_b(z) = C_1 |r_1 e^{rz} + r_2 e^{-rz}|^2 + C_1 |s_1 e^{rz} + s_2 e^{-rz}|^2 \quad (59)$$

$$r_1 = [1/R(q)] e^{-i\theta} s_1 \quad (60)$$

$$r_2 = \frac{1 - \rho_x R(q)}{\rho_x - R(q)} e^{-i\theta} e^{-rL} s_1 \quad (61)$$

$$s_1 = \frac{1}{R(q)} \frac{(\rho_y - R(q))}{(1 - \rho_y R(q))} e^{rL} s_1 \quad (62)$$

여기서 $P_a(z)$, $P_b(z)$ 는 각각 오른쪽과 왼쪽진행파의 광 power이다.

그림11는 $K=70/cm$, $\Delta n_2 = -0.005$ 로 고정시켰을때 3전극 DFB-LD의 중심에서 z방향으로의 relative photon density를 나타낸 것이다. 그림11에서 알 수 있듯이 발진 mode가 Bragg wavelength에 가까울수록 feed-back을 더욱 강하게 받고, 이 때문에 광파워는 DFB laser의 중심으로 더욱 모이게 됨을 알 수 있었다. 또한 동일한 조건일 때 $\lambda/4$ phase shift시킨 DFB-LD가 더 많은 power를 발생함을 알 수 있었다.

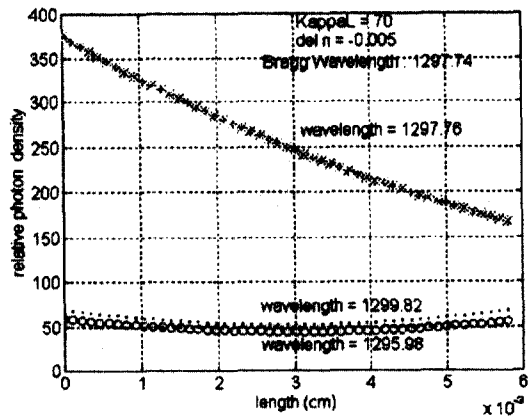


Fig. 11. The change of photon density to length

4. 결 론

본 논문에서는 코히런트 광통신을 위한

중요한 소자로서, 고속 광대역 특성과 함께 넓고 연속적인 가변과장범위를 가지는 3전극 가변과장 DFB-LD를 모델링하였다. 본 모델링에서는 각 section에서 캐리어 농도가 균일하다고 가정하였으며 사용된 변수 조건하에서 약 2nm의 tuning range를 보여 주었다. 이는 임의의 양면 반사계수를 사용할 수 있으며, 다양한 구조의 회절격자에도 적용될 수 있다는 점에서 기존의 모델링에 비하면 좀 더 일반화된 solution를 제공할 것으로 기대된다. 또한 위의 모델링을 기반으로 $\lambda/4$ phase shifted 3전극 DFB-LD를 모델링하기 위한 새로운 방법을 제안하였고, 이를 통하여 $\lambda/4$ phase shift의 추가로 말미암아 3전극 DFB-LD의 특성에 미치는 영향을 연구했다.

모델링 결과, 발진 mode는 연속적인 위상을 가지는 3전극 DFB-LD에서는 side-mode와 그 옆의 side-mode사이에서 tuning이 일어남을 알 수 있었고, $\lambda/4$ phase shifted 3전극 DFB-LD에서는 stop-band내에서 주기적으로 tuning됨을 알 수 있었다. 발진 mode가 Bragg wavelength에 근접할수록 3전극 DFB-LD 중앙에서 photon density가 커짐을 알 수 있었는데, 같은 조건에서 $\lambda/4$ phase shifted 3전극 DFB-LD가 연속적인 위상을 가지는 3전극 DFB-LD보다 더 크게 나타났다. 또한 mode hopping은 각 section의 공급전류가 같을때 발생하였고, coupling 상수가 커짐에 따라, 반면에 cavity의 길이가 작아짐에 따라 stopband폭이 넓어져 연속가변과장범위가 넓어짐을 알 수 있었다. 최대 tuning range로서 $K=120$, $L=180\mu\text{m}$ 일때 약 4.2nm얻었다.

차후에 전류와 내부광자밀도, 이득계수와 캐리어 수명등의 물질상수에 따라 결정되는 캐리어 농도의 불균일성을 고려하여

모델링을 개선할 예정이다.

참 고 문 헌

- [1] K. Utaka, S.Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima, "Analysis of quarter-wave-shifted DFB laser," *Electron Lett.*, Vol. 20, pp. 326-327, Apr. 1984
- [2] W. Streifer, R. D. Burnham, and D.R. Scifres, "Effect of External Reflectors on Longitudinal Modes of Distributed Feedback Laser," *IEEE J. Quantum Electronics.*, vol. QE-11, pp. 154-161, April. 1975.
- [3] Kogelnik, H., and C. V. Shank. *J. Appl. Phys.* 43, 2327, 1972.
- [4] Yariv, A. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, 919, 1973.
- [5] Streifer, W., R. D. Burnham, and D. R. Scifres. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-11, 154, 1975.
- [6] Kazarinov, R, F., and C. H. Henry. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-21, 138, 1985.
- [7] S. R. Chinn, "Effects of minor reflectivity in a distributed-feedback laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, pp. 574-580, June. 1973.
- [8] Y. Yoshikuni and G. Motosugi, "Multielectrode distributed feedback laser for pure frequency modulation and chirping suppressed amplitude modulation," *IEEE J. Lightwave Tech.*, Vol. 22, p. 516 (1987)

- [9] Y. Kotaki, S. Ogita, M. Matsuda, Y. Kuwahara, and H. Ishikawa, "Tunable narrow linewidth and high power $\lambda/4$ -shifted DFB laser," *Electron. Lett.*, Vol. 25, p. 990 (1989)
- [10] 안상호, 엄진섭, "3전극 가변파장 DFB-LD 모델링," '94 광자기술 학술회의., pp.143-144, Oct. 1994