

논문 2019-2-13 <http://dx.doi.org/10.29056/jsav.2019.12.13>

# 한쪽 거울면의 격자 위상이 $\pi/2$ 인 DFB 레이저의 시뮬레이션과 검정

권기영\*†

## Simulation and Examination for DFB Lasers with Grating Phase of $\pi/2$ on One Mirror Face

Kee-Young Kwon\*†

### 요 약

광대역 광통신 시스템에 사용되는 레이저는 우수한 주파수 선택성과 모드 안정성을 가져야한다. DFB(Distributed Feedback) 레이저는 고주파로 전류 변조를 하더라도 발진 주파수의 변화가 적다.

본 연구에서는 무반사 코팅을 하지 않은, 두 거울 면을 가진 1.55um의 파장을 갖는 DFB 레이저에서 이득 격자와 굴절률 격자가 동시에 존재할 때, 시뮬레이션 소프트웨어를 개발하여 종 방향으로의 발진 모드의 발진 이득과 발진 주파수를 해석하였다. 왼쪽 거울 면에서의 격자 위상은  $\pi/2$ 로 고정하고, 오른쪽 거울 면에서의 격자 위상 값은 변화시켰다. 오른쪽 거울 면에서의 격자 위상 값이  $\pi$ 와 0일 때,  $\kappa L$ 이 2~6의 범위에 있어야 주파수 안정도가 향상된다. 거울 면에서의 격자 위상에 관계없이 발진 모드의 문턱 전류를 낮추기 위해서는,  $\kappa L$ 이 8보다 커야한다..

### Abstract

Lasers for optical broadband communication systems should have excellent frequency selectivity and modal stability. DFB(Distributed Feedback) lasers have low lasing frequency shift during high speed current modulation.

In this paper, I have developed a simulation software and analysed threshold gain and lasing frequency of a lasing mode in longitudinal direction of an 1.55um DFB laser with two mirrors and without anti-reflection coatings, that have both an index- and gain-gratings. The grating phase on a left mirror face is fixed as  $\pi/2$  and the grating phase on a right mirror face is varied. As the phases of the index and gain gratings on the right mirror facet are  $\pi$  and 0,  $\kappa L$  should be in the range of 2~6 in order to enhance the frequency stability. In order to reduce the threshold current of a lasing mode,  $\kappa L$  should be greater than 8, regardless of the grating phases on the mirror faces.

**한글키워드** : DFB 레이저, 발진 이득, 격자의 위상, 굴절률 격자, 이득 격자

**keywords** : DFB laser, threshold gain, grating phase, index grating, gain grating

\* 공주대학교 전기전자제어공학부 교수

† 교신저자: 권기영(email: kky@kongju.ac.kr)

접수일자: 2019.11.25. 심사완료: 2019.12.02.

게재확정: 2019.12.20.

### 1. 서 론

광통신에 사용되는 광원으로서는 레이저 다이오

드가 갖추어야 하는 특성은 주파수 선택성이 우수하고, 고속 변조를 하더라도 주파수 특성이 안정적인 동작을 해야 한다. 특히 초고속 광대역 광통신 시스템에 사용되는 레이저 광원은 주파수 선택성과 안정된 주파수 동작, 그리고 고주파 전류 변조 시 발진 파장의 변화가 적은 DFB (Distributed Feedback) 레이저를 많이 사용하고 있다[1~5]. DFB 레이저는 발진을 하도록 광을 피드백 시키기 위해 거울 면 대신 브래그(Bragg) 산란을 이용하고 있는데, 굴절률 결합 DFB 레이저의 경우 굴절률 격자의 길이가 유한하므로 거울 면에서의 반사를 무시할 수 없다. 따라서 굴절률 결합 DFB 레이저에서 발진 파장의 축퇴와 거울면의 반사율과 거울면의 위상에 따라 발진특성이 민감한 것이 문제가 된다. 이 문제를 개선하기 위해서 반사가 일어나지 않도록 반사 방지 코팅을 하고, 4분의 1 파장만큼 위상이 천이된 DFB 레이저가 제안되었는데, 이때 잔류 반사율이 0.005보다 매우 작아야 하며, 공간적인 홀 버닝(spatial hole burning) 현상이 심해서 이득의 비선형성이 유발된다는 것이다[6~10].

본 논문에서는 반사 방지 코팅을 하지 않은, 두 거울 면을 가진 1.55 $\mu\text{m}$ 의 파장을 갖는 DFB 레이저에서 이득 격자와 굴절률 격자가 동시에 존재할 때, 왼쪽 거울 면에서 격자의 위상을  $\pi/2$ 로 고정하고, 오른쪽 거울 면의 위상을 변화시키면서 발진 주파수와 발진 이득 특성을 이론적으로 해석한다. 2장에서는 기본적인 이론을 설명하고, 3장에서는 오른쪽 거울 면에서의 굴절률 격자와 이득 격자가 갖는 위상 값의 변화에 따라서 DFB 레이저의 발진 주파수 특성 및 발진 모드의 이득 특성 변화의 경향을 살펴보았다.

## 2. 발진 모드와 발진 이득 해석[11]

굴절률 격자와 이득 격자의 영향을 모두 살펴 보려고 한다면, 굴절률 격자와 이득 격자에 대한 표현식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$n(z) = n + (\Delta n) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \Omega\right) \quad (1)$$

$$\alpha(z) = \alpha + (\Delta\alpha) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \Omega\right) \quad (2)$$

여기에서  $n(z)$ 는 굴절률 격자의 굴절률이고,  $\alpha(z)$ 는 이득의 변화이다.  $z$ 는 장축 방향으로의 좌표이고, 편의상 격자는  $-\frac{L'}{2}$ 에서  $\frac{L''}{2}$ 까지 변화하는 것으로 한다. 즉 왼쪽 거울면의 위치가  $z = -\frac{L'}{2}$ 이고, 오른쪽 거울 면의 위치는  $z = \frac{L''}{2}$ 이다.

이때 만족시켜야 하는 파동 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla^2 E(z,t) + k^2(z)E(z,t) = 0 \quad (3)$$

일반적으로 식 (3)의 해는  $E(z,t) = E(z)e^{j\omega t}$ 의 형태로 나타낼 수 있으며, 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$k^2(z) \approx \beta^2 + j2\alpha\beta + 4\kappa\beta \cos(2\beta_o z + \Omega) \quad (4)$$

여기서

$$\beta_o = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (5)$$

$$\beta = \frac{\omega}{c} \quad (6)$$

$$\kappa = \left(\frac{\beta}{2}\right) \left(\frac{\Delta n}{n}\right) + j\frac{\Delta\alpha}{2} \quad (7)$$

식 (4)에서  $\alpha$ 는 레이저가 발진을 시작하는 발진 문턱에서의 순 이득을 나타내며, 식 (6)에서 발진 주파수  $\omega$ 는  $\beta$ 를 알면 구할 수 있다.

일반성을 유지하면서 식 (3)의 해  $E(z)$ 를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E(z) = R(z)e^{-j\beta_o z} + S(z)e^{j\beta_o z} \quad (8)$$

여기에서  $R(z)$ 는 양의  $z$  방향으로 전파하는

파동이고,  $S(z)$ 는 음의  $z$  방향으로 전파하는 파동이다. 식 (8)과 (3)으로부터 다음 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} & e^{-j\beta_o z} [-j2\beta_o R' - \beta_o^2 R + (\beta^2 + j2\alpha\beta)R] \\ & + e^{j\beta_o z} [j2\beta_o S' - \beta_o^2 S + (\beta^2 + j2\alpha\beta)S] \\ & + 2\kappa\beta(e^{j2\beta_o z} e^{j\Omega} + e^{-j2\beta_o z} e^{-j\Omega}) \\ & \times (R e^{-j\beta_o z} + S e^{j\beta_o z}) = 0 \quad (9) \end{aligned}$$

식 (9)는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$-R' + (\alpha - j\delta)R = j\kappa e^{-j\Omega} S \quad (10)$$

$$S' + (\alpha - j\delta)S = j\kappa e^{j\Omega} R \quad (11)$$

여기에서  $\delta = \beta - \beta_o$  이고,  $|\delta| \ll \beta$ 를 가정하였으며,  $e^{\pm j\beta_o z}$ 로 전파하는 파동은 생략하였다.

식 (10)과 (11)은 다음과 같은 식의 해를 갖는다.

$$R(z) = R_1 e^{\gamma z} + R_2 e^{-\gamma z} \quad (12)$$

$$S(z) = S_1 e^{\gamma z} + S_2 e^{-\gamma z} \quad (13)$$

여기에서  $R_1, R_2, S_1, S_2$ 는 상수이다.

식 (12)와 (13)을 식 (10)과 (11)에 대입하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\hat{\Gamma} R_1 = j\kappa e^{-j\Omega} S_1 \quad (14)$$

$$\Gamma R_2 = j\kappa e^{-j\Omega} S_2 \quad (15)$$

$$\Gamma S_1 = j\kappa e^{j\Omega} R_1 \quad (16)$$

$$\hat{\Gamma} S_2 = j\kappa e^{j\Omega} R_2 \quad (17)$$

여기에서

$$\hat{\Gamma} = -\gamma + \alpha - j\delta \quad (18)$$

$$\Gamma = \gamma + \alpha - j\delta \quad (19)$$

식 (14)~(17)은 다음 식이 만족될 때 해를 가진다.

$$\gamma^2 = (\alpha - j\delta)^2 + \kappa^2 \quad (20)$$

식 (12)와 (13)에 등장하는  $R(z)$ 와  $S(z)$ 는 왼쪽 거울 면이 위치한  $z = -\frac{L'}{2}$ 과 오른쪽 거울

면이 위치한  $z = \frac{L''}{2}$ 에서 다음과 같은 경계 조건을 만족해야 한다.

$$\begin{aligned} & e^{j\beta_o L'/2} (R_1 e^{-\gamma L'/2} + R_2 e^{\gamma L'/2}) \\ & = \hat{\rho}_l e^{-j\beta_o L'/2} (S_1 e^{-\gamma L'/2} + S_2 e^{\gamma L'/2}) \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & e^{j\beta_o L''/2} (S_1 e^{\gamma L''/2} + S_2 e^{-\gamma L''/2}) \\ & = \hat{\rho}_r e^{-j\beta_o L''/2} (R_1 e^{\gamma L''/2} + R_2 e^{-\gamma L''/2}) \quad (22) \end{aligned}$$

$\hat{\rho}_l$ 과  $\hat{\rho}_r$ 은 각각 왼쪽과 오른쪽 거울 면에서의 전체  $E(z)$ 의 반사계수이다. 식 (15)~(18)과 (21), (22)로부터 다음과 같은 식이 유도된다.

$$\begin{aligned} & \frac{e^{-\gamma(L'+L'')/2} \left(1 - \rho_l \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa}\right)}{\rho_l - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa}} \\ & = \frac{e^{\gamma(L'+L'')/2} \left(\rho_r - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa}\right)}{1 - \rho_r \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa}} \quad (23) \end{aligned}$$

여기에서

$$\rho_l = \hat{\rho}_l e^{-j\beta_o L'} e^{j\Omega} \quad (24)$$

$$\rho_r = \hat{\rho}_r e^{-j\beta_o L''} e^{-j\Omega} \quad (25)$$

식 (14), (16), (18), (19)로부터 다음과 같은 식이 유도된다.

$$\gamma = \frac{-j\kappa}{2} \left( \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa} - \frac{j\kappa}{\hat{\Gamma}} \right) \quad (26)$$

식 (23)과 (26)으로부터 다음과 같은 고유치 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \gamma L = \frac{-j\kappa L \sinh(\gamma L)}{D} \\ & \times (\rho_l + \rho_r)(1 - \rho^2) \cosh(\gamma L) \\ & \pm \frac{-j\kappa L \sinh(\gamma L)}{D} (1 + \rho^2) \\ & \times [(\rho_l - \rho_r)^2 \sinh^2(\gamma L) + (1 - \rho^2)^2]^{1/2} \quad (27) \end{aligned}$$

여기에서

$$D = (1 + \rho^2)^2 - 4\rho^2 \cosh^2(\gamma L) \quad (28)$$

$$\rho^2 = \rho_l \rho_r = \hat{\rho}_l \hat{\rho}_r e^{-j2\beta_o L} \quad (29)$$

$$L = (L' + L'')/2 \quad (30)$$

식 (27)로부터  $\gamma$ 를 구할 수 있으며, 이로부터 문턱에서의 이득  $\alpha$ 와  $\delta$ 를 구할 수 있고, 다시  $\delta$ 로부터 발진 주파수  $\omega = \frac{c\beta}{n} = \frac{c}{n}(\beta_o + \delta)$ 를 구할 수 있다.

### 3. 시뮬레이션 결과

#### 3.1 $\rho_r$ 의 위상 $= -\pi/2$ , $\delta L > 0$ 인 경우

그림 1은 거울면의 위치에 따른  $\rho_r$ 의 위상을 보여주는 그림이다.

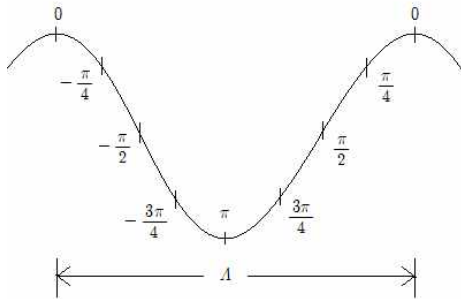


그림 1. 거울면의 위치에 따른  $\rho_r$ 의 위상 그래프  
Fig. 1. The graph of  $\rho_r$  phase depending to a mirror position

그림 2는  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다. 각 점은 발진 모드를 표시한다. 발진 이득은 레이저 다이오드가 발진하기 위해 필요한 이득을 말한다. 각 표시 점은 발진하는 모드의 발진 이득과

발진 주파수 정보를 제공한다. 제일 낮은 발진 이득을 필요로 하는 발진 모드와 그 다음으로 큰 발진 이득이 필요한 발진 모드들을 차례로 보여 주고 있다. 그림 2에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때, 광의 피드백이 증가하면서  $\alpha L$  즉 발진 이득이 점점 낮아지는 것을 볼 수 있다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\kappa L$ 이 10일 때가 아니고 6일 때이다.

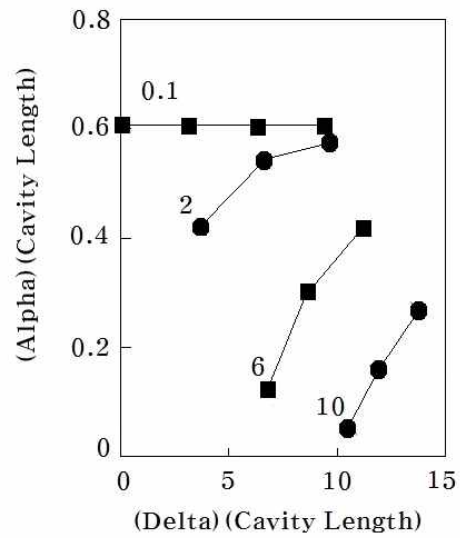


그림 2.  $\rho_l$ 의 위상  $= \pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상  $= -\pi/2$ ,  $\delta L > 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프  
Fig. 2. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase  $= \pi/2$ ,  $\rho_r$  phase  $= -\pi/2$ , and  $\delta L > 0$  as  $\kappa L$  increases

#### 3.2 $\rho_r$ 의 위상 $= \pi$ , $\delta L > 0$ 인 경우

그림 3은  $\rho_r$ 의 위상이  $\pi$ 일 때,  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다.

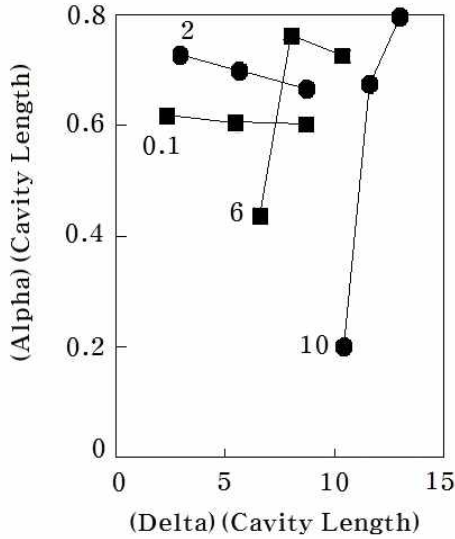


그림 3.  $\rho_l$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상= $\pi$ ,  $\delta L > 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프

Fig. 3. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase= $\pi/2$ ,  $\rho_r$  phase= $\pi$ , and  $\delta L > 0$  as  $\kappa L$  increases

그림 3에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때,  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와는 다르게  $\kappa L$ 이 1일 때 발진 이득이 최고점에 다다랐다가, 점차 광의 피드백이 증가하면서 발진 이득이 점점 낮아지는 경향을 보인다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\kappa L$ 이 10일 때 발생한다.

### 3.3 $\rho_r$ 의 위상= $\pi/2$ , $\delta L > 0$ 인 경우

그림 4는  $\rho_r$ 의 위상이  $\pi/2$ 일 때,  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다.

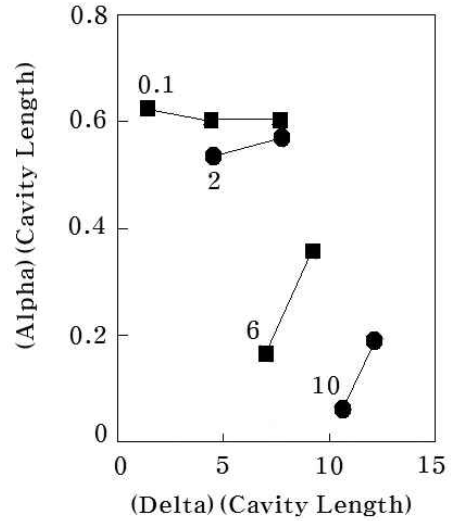


그림 4.  $\rho_l$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\delta L > 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프

Fig. 4. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase= $\pi/2$ ,  $\rho_r$  phase= $\pi/2$ , and  $\delta L > 0$  as  $\kappa L$  increases

그림 4에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때,  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게 광의 피드백이 증가하면서 발진 이득이 점점 낮아지는 것을 볼 수 있다. 단  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 다른 점은 동일한  $\kappa L$  값에서 발진 이득이 조금 높은 편이다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게  $\kappa L$ 이 10일 때가 아니고 6일 때이다.

### 3.4 $\rho_r$ 의 위상=0, $\delta L > 0$ 인 경우

그림 5는  $\rho_r$ 의 위상이 0일 때,  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다.

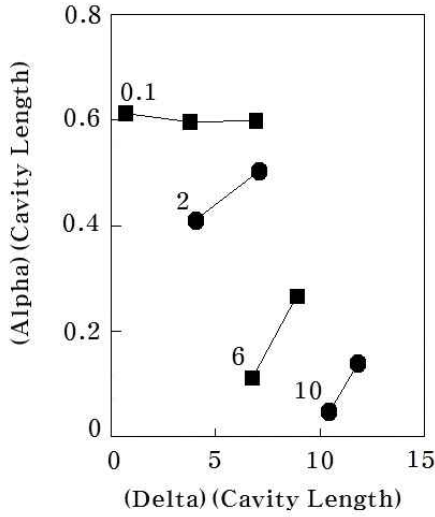


그림 5.  $\rho_l$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상=0,  $\delta L > 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프

Fig. 5. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase= $\pi/2$ ,  $\rho_r$  phase=0, and  $\delta L > 0$  as  $\kappa L$  increases

그림 5에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때,  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게 광의 피드백이 증가하면서 발진 이득이 점점 낮아지는 것을 볼 수 있다. 단  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 다른 점은 동일한  $\kappa L$  값에서 발진 이득이 조금 높은 편이다. 그러나  $\rho_r$ 의 위상이  $\pi/2$ 때보다는 더 낮은 발진 이득을 갖는다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게  $\kappa L$ 이 10일 때가 아니고 6일 때이다.

지금까지는  $\delta L > 0$ 인 경우에 대하여 살펴보았는데, 지금부터는  $\delta L < 0$ 인 경우에 대하여 살펴본다.

### 3.5 $\rho_r$ 의 위상= $-\pi/2$ , $\delta L < 0$ 인 경우

그림 6은  $\delta L < 0$ 인 경우에 대하여,  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다.

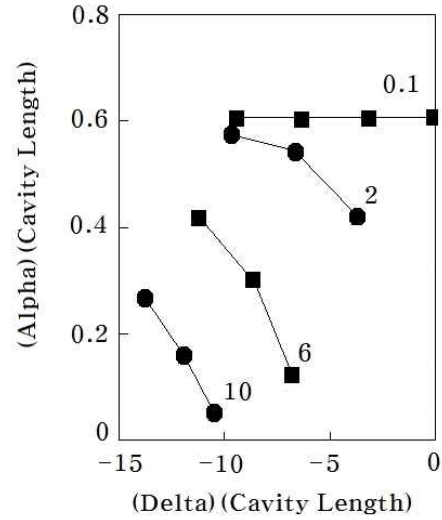


그림 6.  $\rho_l$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상= $-\pi/2$ ,  $\delta L < 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프

Fig. 6. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase= $\pi/2$ ,  $\rho_r$  phase= $-\pi/2$ , and  $\delta L < 0$  as  $\kappa L$  increases

그림 6에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때, 광의 피드백이 증가하면서 발진 이득이 점점 낮아지는 것을 볼 수 있다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\kappa L$ 이 10일 때가 아니고 6일 때이다.

### 3.6 $\rho_r$ 의 위상= $\pi$ , $\delta L < 0$ 인 경우

그림 7은  $\delta L < 0$ 인 경우에 대하여,  $\rho_r$ 의 위상이  $\pi$ 일 때,  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다.

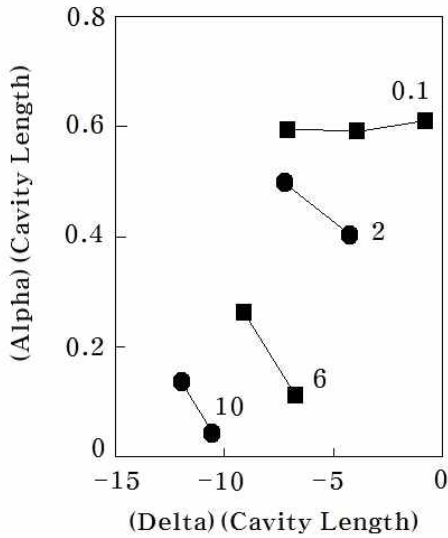


그림 7.  $\rho_l$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상= $\pi$ ,  $\delta L < 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프

Fig. 7. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase= $\pi/2$ ,  $\rho_r$  phase= $\pi$ , and  $\delta L < 0$  as  $\kappa L$  increases

그림 7에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때,  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게 광의 피드백이 증가하면서 발진 이득이 점점 낮아지는 것을 볼 수 있다. 단  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 다른 점은 낮은  $\kappa L$  값에서 발진 이득이 조금 낮은 편이다. 그러나  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때보다는  $\delta L$ 의 절댓값이 조금 더 크다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게  $\kappa L$ 이 10일 때가 아니고 6일 때이다.

### 3.7 $\rho_r$ 의 위상= $\pi/2$ , $\delta L < 0$ 인 경우

그림 8은  $\delta L < 0$ 인 경우에 대하여,  $\rho_r$ 의 위상

이  $\pi/2$ 일 때,  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다.

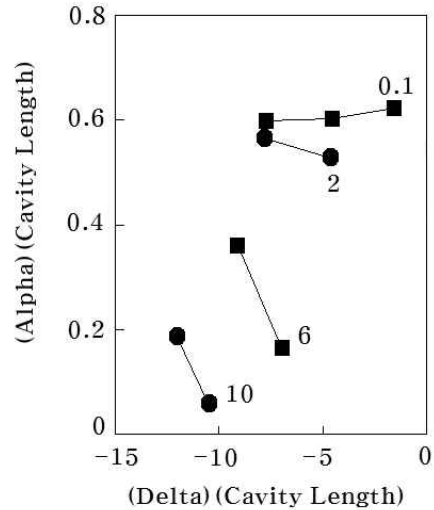


그림 8.  $\rho_l$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\delta L < 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프

Fig. 8. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase= $\pi/2$ ,  $\rho_r$  phase= $\pi/2$ , and  $\delta L < 0$  as  $\kappa L$  increases

그림 8에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때,  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게 광의 피드백이 증가하면서 발진 이득이 점점 낮아지는 것을 볼 수 있다. 단  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 다른 점은 동일한  $\kappa L$  값에서 발진 이득이 조금 높은 편이다. 그러나  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때보다는  $\delta L$ 의 절댓값이 조금 더 크고, 이것은  $\rho_r$ 의 위상이  $\pi$ 때보다도 더 크다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와 비슷하게  $\kappa L$ 이 10일 때가 아니고 6일 때이다.

### 3.8 $\rho_r$ 의 위상=0, $\delta L < 0$ 인 경우

그림 9는  $\delta L < 0$ 인 경우에 대하여,  $\rho_r$ 의 위상이 0일 때,  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화를 보여주는 그래프이다.

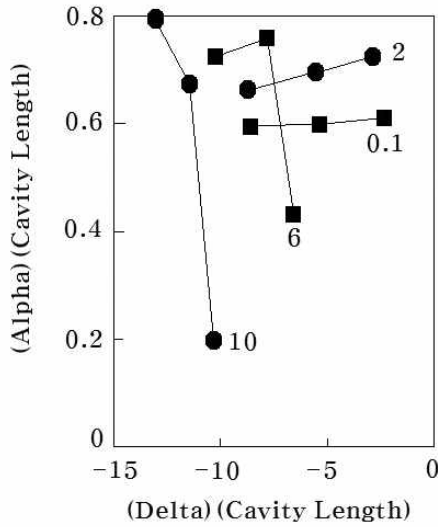


그림 9.  $\rho_l$ 의 위상= $\pi/2$ ,  $\rho_r$ 의 위상=0,  $\delta L < 0$ 인 경우,  $\kappa L$ 이 증가할 때  $(\alpha L, \delta L)$ 의 변화 그래프

Fig. 9. The graph of  $(\alpha L, \delta L)$  in case of  $\rho_l$  phase= $\pi/2$ ,  $\rho_r$  phase=0, and  $\delta L < 0$  as  $\kappa L$  increases

그림 9에서  $\kappa L$ 이 0.1에서 10까지 증가할 때,  $\rho_r$ 의 위상이  $-\pi/2$ 때와는 다르게  $\kappa L$ 이 1일 때 발진 이득이 최고점에 다다랐다가, 점차 광의 피드백이 증가하면서 발진 이득이 점점 낮아지는 경향을 보인다. 고정된  $\kappa L$  값에서 첫 번째 모드의 발진 이득과 두 번째 모드의 발진 이득 간의 차이가 제일 큰 것은  $\kappa L$ 이 10일 때 발생한다.

#### 4. 결 론

두 개의 거울 면에 무반사 코팅을 하지 않은,

1.55 $\mu$ m의 파장을 갖는 DFB 레이저에서 이득 격자와 굴절률 격자가 동시에 존재할 때, 왼쪽 거울 면에서 격자의 위상을  $\pi/2$ 로 고정시키고, 오른쪽 거울 면에서의 격자의 위상을 변화시키면서, 각 위상 값 조건에서  $\kappa L$ 의 값을 0.1에서 10으로 증가시키면서 발진 주파수와 발진 이득을 이론적으로 해석하였다.  $\delta L > 0$ 인 경우와  $\delta L < 0$ 인 경우로 나누어 살펴보았다.

오른쪽 거울 면에서의 격자의 위상이  $-\pi/2$ 와  $\pi/2$ 일 때는, DFB 레이저에서 발진 파장의 축퇴현상이 발생하므로 바람직하지 않다는 것을 알 수 있다.

오른쪽 거울 면에서의 격자의 위상이  $\pi$ 일 때는  $\delta L < 0$ 인 경우에 발진 이득이 최소인 발진 모드를 얻을 수 있고,  $\kappa L = 2$ 에서부터  $\kappa L = 6$ 의 범위에서 가장 단일 모드의 발진 주파수 선택성이 우수한 것을 알 수 있다.

오른쪽 거울 면에서의 격자의 위상이 0일 때는  $\delta L > 0$ 인 경우에 발진 이득이 최소인 발진 모드를 얻을 수 있고,  $\kappa L = 2$ 에서부터  $\kappa L = 6$ 의 범위에서 가장 단일 모드의 발진 주파수 선택성이 우수한 것을 알 수 있다.

발진 이득을 최소화하는 것이 목적이라면, 광의 피드백을 증가시키기 위해  $\kappa L$ 의 값을 10으로 높여야 함을 알 수 있다.

#### 참 고 문 헌

- [1] T.L. Koch, U. Koren, "Semiconductor lasers for coherent optical fiber communications", Lightwave Technology Journal of, vol. 8, no. 3, pp. 274-293, 1990. DOI: 10.1109/50.50725
- [2] H. Olesen, J. Salzman, B. Jonsson, B. Tromborg, "Single-mode stability of DFB lasers with longitudinal Bragg detuning",

- IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, issue 5, pp. 461-463, 1995. DOI: 10.1109/68.384510
- [3] S.K.B. Lo, H. Ghafouri-Shiraz, "A method to determine the above-threshold stability of distributed feedback semiconductor laser diodes", *Lightwave Technology Journal of*, vol. 13, no. 4, pp. 563-568, 1995. DOI: 10.1109/50.372466
- [4] C.A. Ferreira Fernandes, "Stability in single longitudinal mode operation in DFB laser structures", *Electrotechnical Conference 2004. MELECON 2004. Proceedings of the 12th IEEE Mediterranean*, vol. 1, pp. 3-6 Vol.1, 2004. DOI: 10.1109/MELCON.2004.1346756
- [5] Jing-Yi Wang, M. Cada, Jin Sun, "Theory for optimum design and analysis of distributed-feedback lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, issue 1, pp. 24-26, 1999. DOI: 10.1109/68.736378
- [6] M. Okai, S. Tsuji, N. Chinone, "Stability of the longitudinal mode in  $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, issue 6, pp. 1314-1319, 1989. DOI: 10.1109/3.29262
- [7] T. Yamanaka, S. Seki, K. Yokoyama, "Numerical analysis of static wavelength shift for DFB lasers with longitudinal mode spatial hole burning", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, issue 7, pp. 610-612, 1991. DOI: 10.1109/68.87929
- [8] G. Morthier, R. Baets, "Design of index-coupled DEB lasers with reduced longitudinal spatial hole burning", *Lightwave Technology Journal of*, vol. 9, no. 10, pp. 1305-1313, 1991. DOI: 10.1109/50.90928
- [9] T.K. Sudoh, Y. Nakano, K. Tada, K. Kikuchi, T. Hirata, H. Hosomatsu, "Self-suppression effect of longitudinal spatial hole burning in absorptive-grating gain-coupled DFB lasers", *Photonics Technology Letters IEEE*, vol. 5, no. 11, pp. 1276-1278, 1993. DOI: 10.1109/68.250043
- [10] X. Pan, H. Olesen, B. Tromborg, "Spectral linewidth of DFB lasers including the effects of spatial hole-burning and nonuniform current injection", *Photonics Technology Letters IEEE*, vol. 2, no. 5, pp. 312-315, 1990. DOI: 10.1109/68.54690
- [11] Kee-Young Kwon, Jang-Geun Ki, "DFB 레이저의 빔 분포 시뮬레이션과 검정", *한국 소프트웨어감정평가학회 논문지*, 제 15권 제 1호, pp. 71-78, 2019. <http://dx.doi.org/10.29056/jsav.2019.06.08>.

#### 저 자 소 개



권기영(Kee-Young Kwon)

1981.2. 고려대 전자공학과 졸업  
 1983.2. KAIST 전기및전자공학과 석사  
 1988.2. KAIST 전기및전자공학과 박사  
 1988.3.-1991.2 (주)삼성전자 기흥 반도체연구  
 구소 선임연구원  
 1991.3.-현재 공주대학교 공과대학 전기전  
 자제어공학부 교수  
 2000.3.-2001.2. Southern Methodist  
 University 방문교수  
 <주관심분야> 반도체, 광통신