

외부공진기 내에 웨브리 페롯 에탈론이 삽입된 반도체 레이저의 특성

正會員 李 明 雨* 正會員 徐 東 善*

Characteristics of an External-Cavity Semiconductor Laser with a Fabry-Perrot Etalon inside the External Reflector

Myong Woo Lee*, Dong Sun Seo* *Regular Members*

要 約

본 논문에서 우리는 외부공진기 내에 고 피네스 웨브리 페롯(F-P) 에탈론을 삽입시킴으로서 외부공진기 레이저의 주파수 잠김 및 주파수 잡음축소 등의 성능특성을 크게 개선시킬 수 있음을 이론적으로 보였다. 예를들면, 피네스가 30이고 광학적 두께가 1.5cm인 F-P 에탈론을 3cm 길이의 외부공진기 내에 삽입한 경우, 동일한 조건에서 동작하는 종래의 외부공진기 레이저보다 7.6배의 주파수 잠김 정확도와 86배에 이르는 레이저 선폭 축소 특성의 개선 효과를 얻을 수 있었다.

Abstract

We show theoretically that the performance characteristics of an external cavity semiconductor laser, such as frequency locking and frequency noise reduction, can be greatly improved by just inserting a high finesse Fabry-Perrot(F-P) etalon inside the external reflector. For example, when the F-P etalon of finesse 30 and optical thickness 1.5cm is inserted inside the external cavity of length 3.0cm, the frequency locking accuracy and the linewidth reduction ratio are increased up to 7.6 times and 86 times respectively compared with the conventional external-cavity laser under the same operation conditions.

I. 서 론

반도체 레이저(일명 레이저 다이오드)는 높은 효율, 작은 크기 및 견고성, 전류에 의한 직접변조, 적

절한 출력 등의 많은 장점에 의해 수 많은 분야에서 응용되고 있으나, 열악한 스펙트럼 순도와 발진주파수 불안정성 때문에 아직도 코히어런트(coherent) 광통신이나 고도의 정밀측정 장치와같은 빛의 가간섭 특성을 이용한 시스템에는 광원으로서는 그 응용에 한계를 보여왔다. 자연히 이러한 단점을 극복하기 위한 반도체 레이저 성능증진에 관한 연구가 활발히 진

*明知大學校 電子工學科
Dept. of Electronic Engineering, Myong Ji University
論文番號 : 93 - 79

행되어왔다^[1,4]. 외부공진기 레이저 구조가 레이저의 선풍을 축소시키는 가장 현실적인 방법이라는 데는 이의가 없다. 그러나 발진주파수 안정도는, 비록 외부공진기 레이저 자체가 약간의 주파수 잠김(locking) 특성을 가지고 있기는 하나, 코히어런트 광통신 시스템의 광원이나 국부발진기로 이용되기에는 열악한 편이고, 약한 광케환에도 다중안정모드가 존재하는 단점이 있어서 개선이 요구된다. 이러한 단점을 개선하기 위하여 그림 1에 나타난 것과같이 반도체 레이저를 공초점 웨브리 페롯 에탈론(confocal Fabry-Perrot etalon)과같은 별도의 고 피네스(finesse)공진기에 주파수를 잠김시키는 방법이 활발히 연구되어왔다^[5, 6]. 그러나, 이러한 구조들은 고 피네스 외부공진기의 크기 때문에, 전체 시스템의 부피가 커져서 실제적인 응용분야를 크게 제한 한다는 단점이 있다.

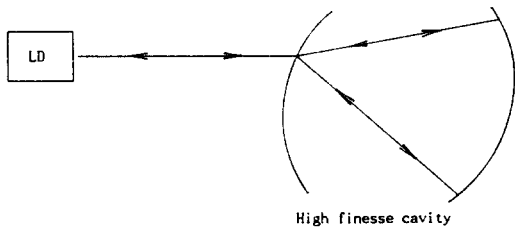


그림 1. 별도의 고 피네스 외부공진기에 주파수 고정된 반도체 레이저의 개략도
(LD : 반도체 레이저)

Fig 1. Schematic diagram of a semiconductor laser frequency locked to a high finesse separated external-cavity(LD : semiconductor laser)

본 연구에서는 이러한 시스템이 대형화되는 단점을 극복하는 동시에 외부공진기 레이저의 선풍축소 능력을 강화시키면서 발진주파수 안정도를 크게 개선시킬 수 있는 방법으로서, 그림 2에 보인 바와같이 외부거울 내에 고 피네스 웨브리-페롯(F-P) 에탈론이 삽입된 구조를 제안한다. 비슷한 구조가 부수 다이오드 모드(side diode mode)의 발진을 억제하여 단일 다이오드 모드로 발진시키기 위해 사용된 바 있는데^[2], 이 경우에는 F-P 에탈론 양면의 왕복시간이 대략 수백 fsec이나 본 연구에서 고려하는 시스템은 왕복시간이 수백 psec로써 삽입된 F-P 에탈론에 주파수가 잠김되는 특성을 이용하는 것이 주된 목적이 다. 참고문헌 [2]에서와 같이 삽입된 F-P 에탈론 면

이 외부공진기를 형성하는 거울효과(mirror effect)를 배제하기 위하여(즉, F-P 에탈론의 투과특성만을 이용하기 위하여) F-P 에탈론을 약간 기울였다고 가정한다. 즉 F-P 에탈론 면에서 직접 반사된 광은 레이저에 재입력(feedback)되지 못하고, 오직 F-P 에탈론을 투과한(공진 또는 투과조건에 맞는) 빔(beam)만이 외부거울에 의해 반사되어 재입력된다. 그림 2에서는 τ_d 는 레이저 면과 F-P 에탈론 면 사이의 왕복시간, τ_p 는 F-P 에탈론의 왕복시간, τ_r 는 F-P 에탈론 면에서 외부거울 사이의 왕복시간을 나타낸다. 이제 이 구조의 모델을 세우고 이를 이용하여 주파수 잠김 특성과 주파수 잡음 축소 특성 등을 컴퓨터 모의실험(simulation)을 통하여 분석한다.

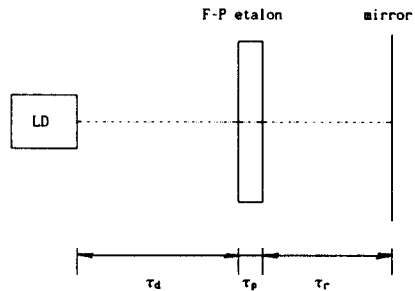


그림 2. 외부공진기 내에 F-P 에탈론이 삽입된 반도체 레이저의 개략도(LD : 반도체 레이저)

Fig 2. Schematic diagram of an external-cavity semiconductor laser with a F-P etalon inside the external reflector (LD : semiconductor laser)

II. 주파수 잠김(locking)특성

복잡성을 피하기 위해 반도체 매질의 응답속도가 매우 빠르고, 단일 종모드로 동작 한다고 가정하자. 광케환이 없는 반도체 레이저의 전체 E(t)에 대한 방정식은 아래 식과같이 나타난다.^[3]

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt}(E(t)e^{j(\omega t + \phi(t))}) \\ &= \left[j\omega_n + \frac{1}{2}(G - \Gamma)(1 - j\alpha) \right] E(t)e^{j(\omega t + \phi(t))} \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 ω 는 출력 레이저의 각주파수, $\phi(t)$ 는 위상, ω_n 은 레이저 다이오드 모드의 각 주파수, G는 순수

자극방출율, Γ 는 레이저면의 손실을 포함한 광자감소율, 그리고 α 는 선폭 증가지수(일명, 위상진폭 결합계수)이다. $(G-\Gamma)$ 는 단위시간당 순수이득이 되어 일반적으로 ΔG_t 로 나타낸다.

광케환량이 미약한 경우(1% 미만의 전력결합의 경우), 식(1)에 광케환 전계의 항을 직접 더하여 광케환 레이저의 전계 방정식을 아래와 같이 유도할 수 있다^[5, 6].

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(E(t)e^{j(\omega t + \phi(t))}) \\ = \left[j\omega_n + \frac{1}{2} \Delta G_t (1-j\alpha) \right] E(t)e^{j(\omega t + \phi(t))} \\ + \sum_{m,n} K_{m,n} E(t-\tau_{m,n}) e^{j(\omega(t-\tau_{m,n}) + \phi(t-\tau_{m,n}))} \end{aligned} \quad (2)$$

참고문헌 [5]와 [6]에서는 공초점공진기를 m번 왕복한 후 출력되어 레이저에 재입사되기 때문에 식(2)의 마지막항이 계수 m 하나에 대한 무한대의 합으로 나타났으나, 본연구에서 제안된 시스템의 경우에는 빛이 F-P 에탈론을 m번 왕복한 후 통과하여 외부거울에 반사된 후 다시 F-P 에탈론을 n번 왕복한 후 통과하여 레이저에 재입력되기 때문에 광케환항을 계수 m과 n에 대한 이중의 무한대 합으로 나타내었다. 식(2)에서 $K_{m,n}$ 은 F-P 에탈론의 왕복 지수 m, n에 따른 단위 시간당 레이저에 결합된 광의 부분(fraciton)을 나타내는데, 수식으로 표현하면 다음과 같다.

$$K_{m,n} = \frac{\sqrt{\beta}}{\tau_o} \frac{1-r_o^2}{r_o} (1-r^2)^2 (r^2)^{(m+n)} r_{ext} \quad (3)$$

여기서, β 는 케환된 광전력이 발진모드에 결합되는 전력결합계수, τ_o 는 레이저 다이오드 공진기의 왕복 시간, r_o 는 레이저 면의 전계반사계수, r은 F-P 에탈론 면의 전계 반사계수이다.

식(2)에서 $\tau_{m,n}$ 은 레이저 다이오드에서 F-P 에탈론까지 왕복시간 τ_d , F-P 에탈론의 m 및 n번 왕복시간(한번 왕복시간은 τ_p), 그리고 F-P 에탈론에서 거울까지의 왕복시간 τ_r 의 합이다. 즉, 레이저 빔이 레이저로부터 나와서 재결합된 때까지 걸리는 시간 $\tau_{m,n}$ 은 아래 식(4)와 같다.

$$\begin{aligned} \tau_{m,n} &= \tau_d + (m + \frac{1}{2})\tau_p + (n + \frac{1}{2})\tau_p + \tau_r \\ &= \tau_{dd} + \tau_p + \tau_p(n+m) \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 m과 n은 앞서 언급한 바와 같이 레이저 빔의 F-P 에탈론 왕복횟수를 나타내는 양의 정수이고, τ_{dd} 는 $(\tau_d + \tau_r)$ 로서 F-P 에탈론을 제외한 외부공진기 왕복시간이다.

정상상태를 고려하여 식(2)의 실수부와 허수부를 분리하면 다음 두 식을 얻는다.

$$\omega = \omega_n - \frac{1}{2} \Delta G_t \alpha - \sum_{m,n} K_{m,n} \sin(\omega \tau_{m,n}) \quad (5)$$

$$\Delta G_t = -2 \sum_{m,n} K_{m,n} \cos(\omega \tau_{m,n}) \quad (6)$$

식(5)에 식(6)을 대입하여 ΔG_t 를 소거하면, 레이저 다이오드 모드 주파수 ω_n 과 광케환에 의해 안정화된 레이저 발진 주파수 ω 와의 관계식을 얻을 수 있다.

$$\omega_n = \omega + (1 + \alpha^2)^{1/2} \sum_{m,n} K_{m,n} \sin(\omega \tau_{m,n} - \theta) \quad (7)$$

여기서 $\theta = \tan^{-1}(\alpha)$ 이다. ω_n 가 레이저를 동작시키기 원하는 기준 발진 각주파수라고 할 때, 이 주파수에서 최대 케환전력의 동위상(in-phase) 케환이 일어나도록 $\omega \tau_p$ 는 2π 의 정수배이고 광케환 위상 θ 는 $\theta = \tan^{-1}(\alpha) = \omega \tau_{dd}$ 가 되도록, F-P 에탈론을 선택하고 외부공진기의 길이를 조정했다고 가정한다. 이때 식(7)은 다음과같이 나타낼 수 있다.

$$\omega_n = \omega + (1 + \alpha^2)^{1/2} \sum_{m,n} K_{m,n} \sin((\omega - \omega_n) \tau_{m,n}) \quad (8)$$

이제 식(8)을 이용하여 레이저가 동작하는 기준 주파수 ω_n 를 중심으로 ω 를 변화시키면서 ω_n 값을 구함으로써 그림 2의 구조를 갖는 시스템의 주파수 잠김 특성을 구할 수 있다. 특별한 언급이 없는한 모의실험에서 사용한 각 변수의 값은 표 1에 나타낸 바와 같으며, 편의상 기준 주파수를 원점($\omega_n = 0$)으로 좌표 이동시켰다. 모의실험에서 사용한 파라미터들은 실제 이용되고 있는 외부공진기 레이저(외부공진기 길이: 3~5cm, 전력 결합계수 $\beta \cong 1\%$)의 값들과 유사하도록 설정하였다.

그림 3은 $r = 0$ 이고 $\tau_p = \tau_{dd} = 0.1$ nsec일 때, 즉 F-P 에탈론이 없고 외부공진기 왕복시간 0.2 nsec(외부공진기 길이: 3cm)의 단순한 외부공진기 레이

저를 나타낸다. 주파수 잠김 특성(ω_n 의 변화에 대해 ω 의 변화가 적거나 거의 없는 특성)은 미약하게 존재하나 실제 응용가능한 정도로 우수하지 못함을 알 수 있다. 또한 그림에서 보인 바와같이 특정한 ω_n 값($\omega_n = 0$)에 대해 발진가능한(레이저의 발진은 $d\omega/d\omega_n > 0$ 인 주파수 영역에서만 가능함^[7]) 모드가 여러개(•으로 표시된 3개) 존재함을, 즉 온도 등의 외부환경 변화에 따라 쉽게 모드 호핑(hopping) 또는 다중모드 발진이 일어날 수 있음을 알 수 있다.

표 1. 모의실험에 사용한 각 변수의 값

Table 1. Values of the laser parameters for simulations

변 수	사용된 값	변 수	사용된 값
r_o	0.565	$1/\tau_o$	127. GHz
r	0.95	τ_{dd}	0.1 nsec
r_{ext}	0.99		0.15 nsec
α	3.	τ_p	0.1 nsec
β	0.01		

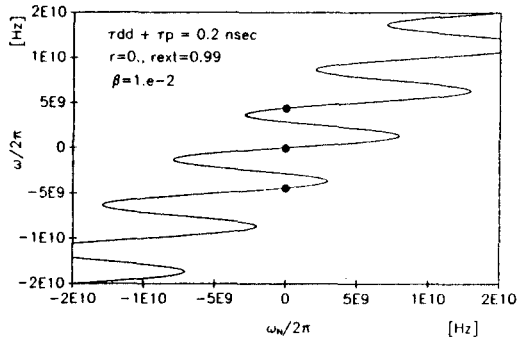
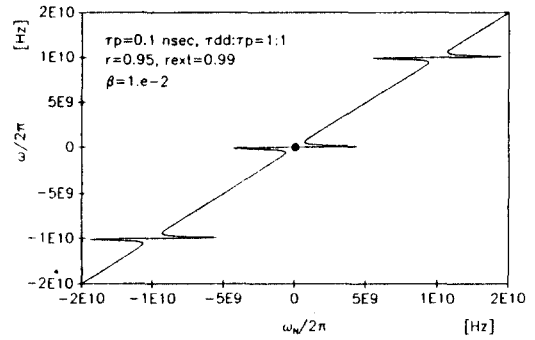


그림 3. F-P 에탈론이 삽입되지 않은 외부공진기 레이저의 ω_n 에 대한 ω 의 변화특성 : $r=0$, $\tau_p=0.1$ sec, 이고 $\tau_{dd} : \tau_p = 1 : 1$

Fig 3. Laser frequency(ω) behavior of a conventional external-cavity laser as a function of diode mode frequency(ω_n): $r=0$, $\tau_p=0.1$ nsec, and $\tau_{dd} : \tau_p = 1 : 1$

그림 4(a)와 (b)는 각각 F-P 에탈론의 반사율 $r=0.95$ (피네스 $\cong 30$)이고 에탈론을 제외한 외부공진기 왕복시간 τ_{dd} 와 F-P 에탈론 왕복시간 $\tau_p(=0.1$ nsec)의 비가 $1:1$ (정수비)인 경우와 $1.5:1$ (정수비가 아닌)인 경우, ω_n 에 따른 ω 값을 나타낸 것이다. 에탈론

반사율 r 값 이외에 같은 조건에 있는 그림 3과 그림 4(a)를 비교해 볼 때 후자의 경우 특정한 ω_n 값에 대해 발진 가능한 모드가 1개밖에 존재하지 않기 때문에 단일 모드 발진이 쉽고 주파수 잠김 특성이 개선되었음을 알 수 있다. 그림 4에서 ω_n 의 변화에 대해 ω 의 변화가 거의없는 발진주파수가 잠김되는 영역이 주기적으로 나타남을 알 수 있는데, 이는 본 연구에서 고려한 시스템이, 여러개의 레이저를 이와같이 주기적으로 나타나는 잠김영역에 고정시킴으로써, 주파수 다중(FDM) 광통신용 광원으로도 쉽게 응용될 수 있음을 의미한다.



(a)

그림 4. 외부공진기 내에 F-P 에탈론이 삽입된 반도체 레이저의 ω_n 에 대한 ω 의 변화특성 : $r=0.95$, $\tau_p=0.1$ nsec, (a) $\tau_{dd} : \tau_p = 1 : 1$, (b) $\tau_{dd} : \tau_p = 1.5 : 1$

Fig 4. Laser frequency(ω) behavior of an external-cavity laser with a F-P etalon as a function of diode mode frequency(ω_n): $r=0.95$, $\tau_p=0.1$ nsec, (a) $\tau_{dd} : \tau_p = 1 : 1$, (b) $\tau_{dd} : \tau_p = 1.5 : 1$

또한, 그림 4에서 우리는 안정된 모드의 존재 구조를 알 수 있는데, 그림 4(a)와 같이 τ_{dd} 가 τ_p 의 정수배일 경우에는 $1/\tau_p$ 의 주파수 간격을 갖는 안정된 모드가 존재하며, 그림 4(b)와 같이 τ_{dd} 가 τ_p 의 1.5배일 경우에는 $2/\tau_p$ 의 간격을 갖는 안정된 모드가 존재한다. 즉, $1/\tau_{dd}$ 와 $1/\tau_p$ 의 최소공배수의 주파수차를 갖고 안정된 모드가 존재함을 알 수 있다. 이와같은 사실은 또한 식 (5)와 (6)에서 $\omega_n \tau_{dd}$ 를 0에서 2π 까지 변화시키면서 위상과 이득조건을 만족하는 해(즉, 모드)를 구함으로써 확인할 수 있다^[8,9]. 여기서 안정모드와 불안정모드가 그림 4(b)에서 어떻게 구분되는지 좀더 자세히 살펴보기로 한다. 그림 4(b)의 안정모드와 불안정 모드를 그림 5(a)와 (b)에 각각 확대하여 보였다. 앞서 언급한 바와같이 발진모드는 $d\omega/d\omega_n$ 이 양의 값을 갖는 선상에서만 움직일 수 있기 때문에^[7], 그림 5(a)에서 A점에 위치한 모드는 ω_n 이 증가하면 결국 D점에 도달하게 되어 $d\omega/d\omega_n$ 의 변화가 거의 없는 주파수 잠김 영역에 들어가게 된다. 이 경우 ω_n 의 변화가 B~B'의 범위를 벗어나지 않는 한 안정된 주파수 특성을 보일 수 있다. ω_n 이 계속 증가하면 발진모드는 그림의 D' 및 B점을 거쳐 C점으로 움직이게 되어 즉, 주파수 잠김되는 범위를 벗어나게 되어 ω 의 값이 급격하게 변하게 된다. 역으로 C점에서 ω_n 값이 감소하면 A'에서 D', B'의 록킹 영역을 거쳐 C'에 이르게 된다. 그러나, 그림 5(b)의 경우 A점에 위치한 모드는 ω_n 이 증가함에 따라 B점을 거쳐 C에 도달하게 되며, C에 위치한 모드는 ω_n 이 감소함에 따라 A'과 B'을 거쳐 C'에 이르게 된다. 즉, 이 근처에 있는 모드는 $d\omega/d\omega_n$ 의 변화가 작은 영역에서 $d\omega/d\omega_n < 0$ 이기 때문에 이 영역에 존재할 수 없게되고 잠김 영역은 존재하지 않게된다. 이 근처에서 위상조건을 만족하는 해(특정 ω_n 값에 대한 ω 값)가 존재 한다면 이 모드는 식 (6)에 의해 구해지는 문턱이득이 그림 5(a)의 안정된 잠김 영역에 있는 모드보다 훨씬 커서(즉, 손실이 커서) 발진이 불가능하게된다^[8]. 즉, 발진 가능한 모드의 해로서 고려할 필요가 없다.

안정모드에서 잠김되는 주파수의 범위는 β 에 비례하는데, 그림 6에서 볼 수 있듯이 β 값이 너무크면 고정된 ω_n 에 대해 \bullet 으로 표시된 복수의 잠김 주파수 ω 가 나타나서 다중안정모드가 존재하게되어, 그림 3의 경우와같은 주파수 잠김 범위내에서의 모드 호핑(hopping) 또는 다중모드 발진의 단점이 존재하게 된다. 고정된 β 에 대해 τ_{dd} 및 τ_p 가 증가하면 그림 4의 상대적인 주파수 좌표 크기(scale)가 줄어들어 주파

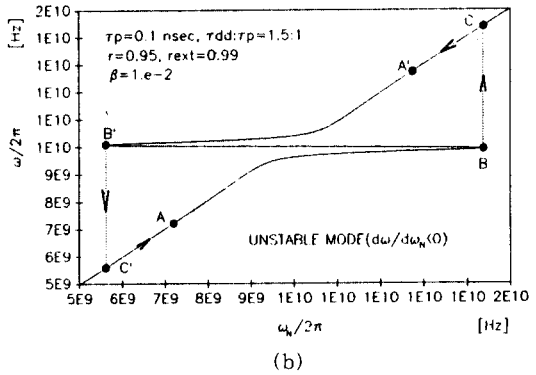
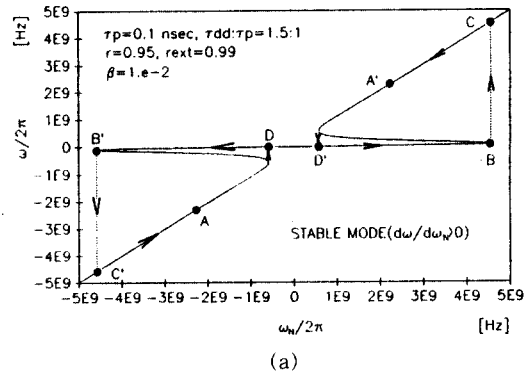


그림 5. 그림 4(b)의 확대 그림 : (a) 안정모드 부근, (b) 불안정모드 부근
 Fig 5. Details of Fig. 4(b) around (a) the stable mode and (b) the unstable mode

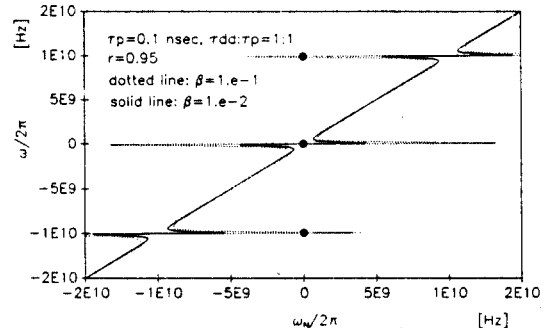


그림 6. 몇몇 전력결합 계수 값에 따른 ω_n 에 따른 ω 변화 특성
 (실선 : $\beta=0.01$, 점선 : $\beta=0.1$)
 Fig 6. Laser frequency(ω) behavior as a function of ω_n for several values of β (solid line : $\beta=0.01$, dotted line : $\beta=0.1$)

수 잠김 범위는 줄어들게된다.

한편, 주파수 잠김의 정확도(= $d\omega/\omega_n$, 즉, ω 의 ω_n 에 대한 민감한 정도)는 식 (8)의 ω_n 을 ω 에 대해 미분한 결과에서 알 수 있는데, $\omega = \omega_0$ 에서 주파수 잠김의 정확도(미분값이 작을수록 정확함을 나타냄)는 다음과 같이 나타난다.

$$\frac{d\omega}{d\omega_n} \Big|_{\omega = \omega_0} = \frac{1}{1 + (1 + \alpha^2)^{1/2} \sum_{m,n} K_{m,n} \tau_{m,n}} \quad (9)$$

그림 7은 $\beta = 0.01$, $\tau_{dd} = \tau_p = 0.1$ nsec일 때 주파수 잠김의 정확도를 F-P 에탈론의 반사율 r 의 함수로 그린 것이다. 이 그림에서 알 수 있듯이 r 에 비례하여 주파수 잠김의 정확도가 향상됨을, 즉 온도 및 주입전류 등의 외부교란에 대한 시스템의 안정도가 향상됨을 알 수 있다.

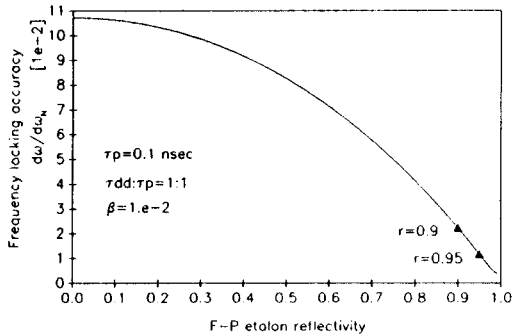


그림 7. F-P 에탈론의 반사율에 따른 주파수 록킹 정확도($d\omega/d\omega_n$)
 $\tau_{dd} = \tau_p = 0.1$ nsec, $\beta = 0.01$
 Fig 7. Frequency locking accuracy ($d\omega/d\omega_n$) as a function of F-P etalon reflectivity ; $\tau_{dd} = \tau_p = 0.1$ nsec, $\beta = 0.01$

예를 들면 우리는 $r = 0.95$ (피네스 ≈ 30) 에탈론을 삽입했을 경우, 레이저 모드 주파수 변화에 대한 출력 주파수 잠김의 정확도(= $d\omega/\omega_n$)를 외부공진기 레이저보다 7.6배 향상시킬 수 있음을(즉, 주파수 변화량의 절대값을 1/7.6으로 줄일 수 있음)알 수 있다.

III. 주파수 변조 잡음 특성

F-P 에탈론이 삽입된 외부공진기 레이저의 주파수(FM)잡음특성을 분석하기 위한 전달함수 모델^[10]을 그림 8과 같이 설정하였다. 그림 8에서 $N_{FR}(S)$ 는 광케환이 없는 조건 아래에서의 FM잡음, $N_{FB}(S)$ 는 케환이 있을 때의 FM잡음, $H_{OFB}(S)$ 는 광케환 시스템의 전달함수, $H_{FP}(S)$ 는 F-P 에탈론의 투과모드 전달함수, X_0 는 광케환량에 의해 결정되는 FM잡음 억제를 위한 직류이득을 결정하는 지수, τ_{dd} 는 앞서 언급한 바와같이 F-P 에탈론을 제외한 외부공진기 왕복 시간이다.

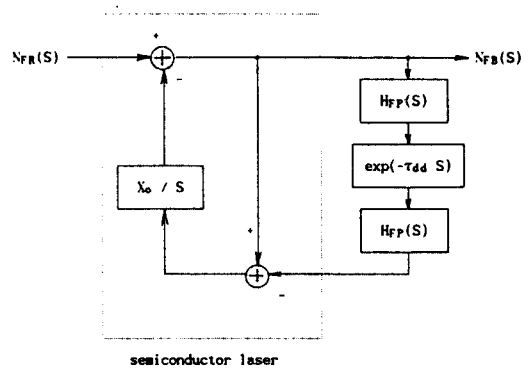


그림 8. F-P 에탈론이 삽입된 외부공진기 레이저의 전달함수 모델
 Fig 8. Transfer function model of an external-cavity laser with a F-P etalon

반도체 레이저의 잡음은 다음 3가지 요소로 나타낼 수 있다. 즉, 수 백 KHz 이하에서 관측가능한 홀리커(flicker) 잡음, 수 MHz에서 수 GHz사이의 백색잡음, 그리고 수 GHz의 이완 발진 공명주파수(relaxation oscillation resonance frequency) 부근에서 최고치(peak)를 갖는 잡음으로 구성된다. 광케환이 없는 레이저(free running laser)의 경우 주파수(FM)잡음의 전력 스펙트럼 밀도 $S_{FR}(\Omega)$ 은 위의 세가지 잡음을 고려하여 아래 식과 같이 나타낼 수 있다^[11].

$$S_{FR}(\Omega) = \frac{\xi}{\Omega} \frac{\Delta\nu_{ST}}{\pi} \cdot \left[1 + \frac{\alpha^2 \nu_{RF}^2}{(\nu_{RF}^2 - \Omega^2)^2 + (\gamma_e/2\pi)^2 \Omega^2} \right] \quad (10)$$

윗 식에서 ξ 는 [Hz²]단위의 홀리커(flicker) 잡음

의 강도 α , $\Delta\nu_{ST}$ 는 샬로우-타운즈(Schawlow-Townes) 공식에 의해 주어지는 레이저 선폭 α 는 선폭 증가 지수, ν_{RF} 는 이완 발진 공명 주파수, 그리고 γ_e 는 레이저의 댐핑 상수(damping constant)이다. 그리고, F-P 에탈론의 투과모드 전달함수 $H_{FP}(S)$ 는

$$H_{FP}(S) = \frac{(1-r^2) \exp(-\tau_p S/2)}{1-r^2 \exp(-\tau_p S)} \quad (11)$$

로 주어지며, 그림 8에 나타낸 시스템의 광케환 영향을 나타내는 광케환 시스템 전달함수 $H_{OFB}(S)$ 는

$$H_{OFB}(S) = \frac{N_{FB}(S)}{N_{FR}(S)} = \frac{1}{1 + \frac{X_o}{S} (1-H_{FP}^2(S) \exp(-\tau_{dd} S))} \quad (12)$$

가 된다. 여기서 X_o 는 최적 FM잡음 억제조건에서의 적류이득지수로서 다음과같이 주어진다.

$$X_o = \sqrt{\beta} (1+\alpha^2)^{1/2} \frac{1-r_o^2}{r_o} \frac{\tau_{ext}}{\tau_o} \quad (13)$$

광케환이 없는 레이저의 FM잡음 전력 스펙트럼 밀도 $S_{FR}(\Omega)$ 과 광케환 조건아래에서 FM잡음 전력 스펙트럼밀도 $S_{OFB}(\Omega)$ 의 비를 나타내는 FM잡음 억제율 $R_{FM}(\Omega)$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$R_{FM}(\Omega) = \frac{S_{FR}(\Omega)}{S_{OFB}(\Omega)} = \frac{1}{|H_{OFB}(S=j\Omega)|^2} \quad (14)$$

이 FM잡음 억제율(및 $S_{FR}(S)$)은 식 (2)를 허수부와 실수부로 분리한, 즉 $E(t)$ 와 $\phi(t)$ 에 대한 율방정식에 운반자(carrier) 밀도 $N(t)$ 에 대한 율 방정식을 더한 3개의 상호 연관된 율 방정식에 $E(t)$ 와 $N(t)$ 에 랑제빈(Langevin) 잡음과 미세변동(perturbation)을 줌으로써 얻을 수 있다. 즉 $\phi(t)$ 에 대한 후리어(Fourier) 변환된 $F(\Omega)$ 을 얻은다음 광케환이 있을 때와 없을 때($\text{rext}=0$)의 $S_{OFB}(\Omega) = \langle |NF\phi(\Omega)|^2 \rangle$ 을 얻고 이들의 비를 구함으로써 얻을 수 있다 [6]. 여기서, $\langle \rangle$ 는 시간 평균을 나타낸다.

$$R_{FM}(\Omega) = \left| 1 + \frac{(1+\alpha^2)^{1/2}}{j\Omega} \sum_{m,n} K_{m,n} (1-\exp(-j\Omega\tau_{m,n})) \cos(\omega\tau_{m,n} - \theta) \right|^2 \quad (15)$$

광케환 시스템이 최적광케환조건(즉, 최대 FM잡음

억제조건) $\cos(\omega\tau_{m,n} - \theta) = 1$ 을 만족한다고 가정하고 $K_{m,n}$ 및 $\tau_{m,n}$ 을 대입하여 다음 식을 얻는다.

$$R_{FM}(\Omega) = \left| 1 + \frac{X_o}{j\Omega} \frac{\exp(-j\Omega\tau_{dd}) \exp(-j\Omega\tau_p)}{(1-r^2 \exp(-j\Omega\tau_p))^2} \right|^2 = \frac{1}{|H_{OFB}(j\Omega)|^2} \quad (16)$$

즉, 우리의 간단한 전달함수모델에서 얻은 FM잡음 억제율과 동일한 결과를 나타냄을 알 수 있다. 이 상에서 논의한 결과는 $|H_{OFB}(j\Omega)|$ 를 작게 함으로써 FM잡음을 억제시킬 수 있음을 의미한다. 그림 9는 자유동작 레이저, 외부공진기 레이저(점선) 및 에탈론이 삽입된 외부공진기 레이저의 FM잡음 전력 스펙트럼 밀도를 보여준다. 컴퓨터 모의실험에서 $\xi = 2.5e11$, $\Delta\nu_{ST} = 2.5$ MHz, $\nu_{RF} = 3$ GHz 및 $\gamma_e = 0.707$ 을 사용하였으며, 나머지 변수들은 표 1의 값을 사용하였다.

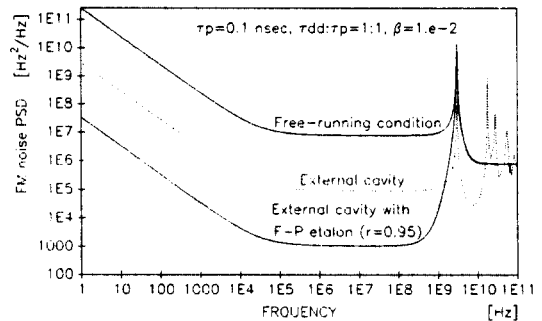


그림 9. 자유동작, 외부공진기, 그리고 외부공진기 내에 F-P 에탈론이 삽입된 외부공진기 레이저의 FM잡음 전력스펙트럼밀도 : $\tau_{dd} = \tau_p = 1$ nsec, $\beta = 0.01$

Fig 9. FM noise power spectral densities of the free running, external-cavity and external-cavity with a F-P etalon : $\tau_{dd} = \tau_p = 0.1$ nsec, $\beta = 0.01$

F-P 에탈론의 반사율 r 을 증가시킬수록 FM잡음을 더욱 억제할 수 있음을 알 수 있는데, 이는 r 이 증가할수록 등가적인 외부공진기의 왕복시간이 길어지기 때문이다. 이는 선폭 축소율 $R_{FM}(\Omega=0)$ 을 봄으로써 쉽게 확인할 수 있다.

$$R_{FM}(\Omega=0) = \left| 1 + X_o(\tau_{dd} + \tau_p + \frac{2r^2 \tau_p}{1-r^2}) \right|^2 \quad (17)$$

즉, 외부공진기의 왕복시간($\tau_{dd} + \tau_p$)가 등가적으로 $2r^2\tau_p/(1-r^2)$ 만큼 증가했음을 알 수 있다. 그림 9는 선폭 축소지수 $R_{FM}(\Omega=0)$ 를 r 의 함수로 그린 것이다. 분석 결과, τ_{dd} 와 τ_p 가 0.1 nsec인 외부공진기 레이저($r=0$)의 경우 선폭을 자유동작 레이저($r_{ext}=0$)의 1/87로 줄일 수 있지만, $r=0.9$ 와 0.95인 에탈론을 삽입한 외부공진기 레이저의 경우에는 각각 1/2000과 1/7500까지 줄일 수 있음을 보였다. 즉, 이들 F-P 에탈론을 삽입함으로써, 종래의 외부공진기 레이저와 비교하여, 선폭 축소율을 각각 23배와 86배로 향상시킬 수 있다.

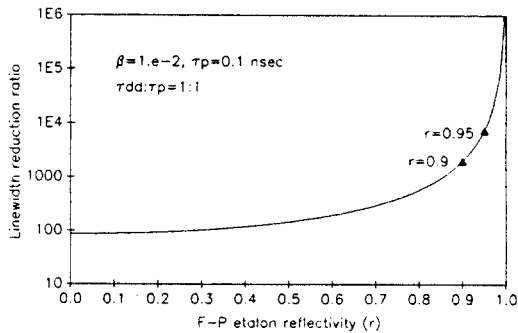


그림 10. F-P 에탈론의 반사율에 따른 선폭축소율
: $\tau_{dd} = \tau_p = 0.1$ nsec, $\beta = 0.01$

Fig 10. Linewidth reduction ratio as a function of F-P etalon reflectivity
: $\tau_{dd} = \tau_p = 0.1$ nsec, $\beta = 0.01$

이상에서 분석한 F-P 에탈론이 삽입된 외부공진기 레이저의 FM잡음에 대한 분석은 이 구조의 레이저가 우수한 주파수 잠김 특성과 선폭축소 특성을 가질 수 있음을 나타낸다. 이같은 결과는 본 연구에서 제안한 구조가 유사한 특성을 얻기위해 제안된 다른 여러 구조들에 비해 소형으로 간단하게 구성될 수 있다는 점에서 매우 중요하다.

IV. 결 론

외부공진기 내에 F-P 에탈론이 삽입된 외부공진기 레이저에 대한 윌 방정식 및 전달함수 모델을 설정하

고, 이 모델을 이용하여 이 구조의 레이저가 갖는 주파수 잠김 특성, FM잡음 억제 특성 및 선폭 축소 특성을 분석하였다. 분석결과, F-P 에탈론을 제외한 외부공진기 왕복시간 τ_{dd} 와 F-P 에탈론 왕복시간 τ_p 가 0.1 nsec이고 F-P 에탈론의 피네스가 15($r \cong 0.9$)인 F-P 에탈론을 외부거울 내에 삽입시킴으로써, 모드호핑(hopping) 또는 다중모드동작의 가능성을 없애는 동시에 레이저의 선폭 축소율을 외부공진기 레이저보다 23배 증가시킬 수 있으며, 출력 주파수 잠김의 정확도를 외부공진기 레이저보다 5배로 증가시킬 수 있음을 보였다. 또한, 피네스가 30($r \cong 0.95$)인 F-P 에탈론을 삽입시켰을 경우 레이저 선폭축소율을 86배로 더욱 증가시킬 수 있었으며, 출력 주파수 잠김의 정확도를 7.6배까지 증가시킬 수 있었다. 이같은 결과는 본 연구에서 제안 및 분석한 레이저가 종래의 외부공진기 레이저의 크기에 영향을 주지 않으면서도(즉, 작은 크기를 유지하면서도), 부피가 커서 실용화의 문제점으로 제기된 다른 주파수 록킹 특성을 갖는 레이저 시스템과 유사한 특성을 보였다는 점에서 의미 있는 것이다.

참 고 문 헌

1. W. Jianglin, Z. Hanyi, W. Qun, and Z. Bingkun, "Single mode characteristics of short coupled-cavity semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-23, pp. 1000-1004, Jun. 1987.
2. J. M. Kahn, A. Burrus, and G. Raybon, "High-stability 1.5 μm external-cavity semiconductor lasers for phase-lock application," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 1, no. 7, pp. 159, Jul. 1989.
3. M. Ohtsu, M. Murata, and M. Kourogi, "FM noise reduction and subkilohertz linewidth of an AlGaAs laser by negative electrical feedback," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-26, no. 2, pp. 231-241, Feb. 1990.
4. Y. C. Chung, "Frequency-locking of a 1.3 μm DFB laser using a miniature Argon glow lamp," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 1, no. 2, pp. 135-136, Feb. 1989.
5. H. LI and N. B. Abraham, "Analysis of the noise spectra of a laser diode with optical fee-

- dback from a high-finesse resonator," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-25, no. 8, pp. 1782-1793, Aug. 1989.
6. PH, Launt, A. Clairon, and CH. Breant, "Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 25, no. 6, pp. 1131-1142, Jun. 1989.
 7. H. Olesen, J. H. Osmundsen, and B. Tromborg, "Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-22, no. 6, pp. 762-773, Jun. 1986.
 8. D. S. Seo, J. D. Park, J. G. McInerney and M. Osinski, "Multiple-feedback effects in asymmetric external cavity semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 25, pp. 2229-2238, Nov. 1989.
 9. H. Sato, T. Fujita, and K. Fujito, "Intensity fluctuation in semiconductor lasers coupled to external cavity," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-21, pp. 46-51, Jan. 1985.
 10. M. Ohtsu, "Highly Coherent Semiconductor Lasers," Artech House, Inc. Norwood, MA, 1992.
 11. K. Kikuchi and T. Okoshi, "Measurement of FM noise, AM noise, and field spectra of 1.3 μ m InGaAsP DFB lasers and determination of the linewidth enhancement factor," IEEE J. Quantum Electron., QE-21, no. 11, pp. 1814-1818, Nov. 1985.

본 논문은 한국과학재단의 연구비지원(과제번호: 90-01-00-01)에 의한 연구결과물의 일부임



李明雨(Myong Woo Lee) 준회원
1966년 1월 30일생
1990년 2월: 명지대학교 전자공학과(공학사)
1992년 3월~현재: 명지대학교 전자공학과 석사과정
※주관심분야: 반도체 레이저 성능 증진, 광 솔리톤 발생 및 전송



徐東善(Dong Sun Seo) 정회원
1958년 2월 28일생
1980년 2월: 연세대학교 전자공학과(공학사)
1985년 8월: 연세대학교 전자공학과(공학석사)
1989년 12월: 미국 뉴멕시코대학 전기공학과(공학박사)
1990년 3월~현재: 명지대학교 전자공학과 조교수
※주관심분야: 반도체 레이저, 광 솔리톤 발생 및 전송, 광 전자공학