

## 외부 광귀환이 있는 레이저 다이오드의 혼돈특성

양동석 · 한영진 · 김창민

서울시립대학교 전자공학과

(1994년 4월 27일 받음)

외부 광귀환이 있는 레이저 다이오드의 혼돈특성에 관해 고찰 하였다. Fabry-Perot 공진기 형태의 레이저에 외부 거울에 의한 광귀환을 가정하였으며, 파장  $1.3 \mu\text{m}$ 의 "InGaAsP" buried-hetero structure 레이저에  $1.3 J_m$ 의 전류가 인가되었을 때를 모의전산 하였다. 광귀환계수  $\kappa$ 의 증가량에 따라 다음의 네 단계로 진화현상을 보이고 있다. (i) 광귀환계수  $\kappa$ 가 아주 작을 때는 시간이 지남에 따라 이완발진은 감쇄되고, 정상 상태에 도달하여 안정된 동작특성을 보인다. (ii)  $\kappa$ 가 조금 증가하면 이완발진은 감쇄되지 않고 주기적인 발진을 유지하기 시작한다. (iii)  $\kappa$ 가 더욱 증가하면 발진의 폭은 증가하고, 발진형태의 주기는 길어진다. (iv)  $\kappa$ 가 매우 증가하면 발진형태는 안정을 잃고 coherence collapse 상태에 도달한다.

### I. 서 론

반도체 레이저는 저소비전력과 고속의 직접변조특성, 그리고 작은 크기 등의 잇점으로 광통신에서는 없어서는 안될 중요한 위치를 차지하고 있다. 한편, 수신감도가 우수하고, 주파수 선택도가 뛰어나다는 잇점으로 coherent 광통신 방식은 장거리, 고속전송, 대용량의 통신을 가능케 하고 있다. 이러한 coherent 광통신 방식은 수십 KHz의 매우 좁은 선폭의 레이저 광원을 필요로 한다.<sup>[1]</sup> Fabry-Perot 공진기를 갖는 단일공진기(solitary) 반도체 레이저 다이오드는 일반적으로 이러한 요구를 충족시키지 못하며, 선폭 감소를 위해 레이저 다이오드에 외부 광귀환이 사용된다. 이외에도 광귀환은 단일모드특성을 얻거나 출력주파수 동조에도 사용된다.<sup>[2]</sup>

그러나, 광귀환의 정도에 따른 레이저의 동작특성을 관찰해 보면, 넓은 영역의 광귀환계수  $\kappa$ 에 걸쳐 극심한 선폭증대를 볼 수 있다. coherent 시스템과 같은 좁은 선폭의 레이저 특성을 필요로 하는 곳에서는 이러한 현상은 매우 치명적이다. 또한, 광섬유의 끝단에서 일어날 수 있는 의도하지 않았던  $-40 \text{ dB}$  정도의 미세한 귀환도 이러한 극심한 선폭증대를 일으키기에 충분한 양으로 작용하며, 이때 선폭은 수 MHz에서 수 GHz 정도로 넓어진다.<sup>[3]</sup>

이러한 다양한 동작변화로 인하여 광귀환을 실제의 시스템에 응용하려면 동작특성에 대하여 세심히 관찰할 필요가 있다. 외부광귀환으로 인한 레이저 다이오드의

동작특성은 일반적으로 다음의 네 부류로 분류할 수 있다.<sup>[3,4]</sup>

첫째, 귀환량이  $3.0 \times 10^{-3}$  이하로 아주 작을 때는 이완 발진은 시간에 따라 감쇄하고 정상상태에 도달하여 안정된 동작특성을 보인다. 그리고 하나의 외부공진형태를 가지며, 귀환의 위상에 따라 선폭이 증가 또는 감소한다.

둘째, 귀환량이  $4.0 \times 10^{-3}$ 으로 조금 증가하면 이완 발진은 시간이 지나도 감쇄되지 않고 주기적인 발진을 유지하며 선폭이 증가한다.

셋째, 귀환량이  $5.0 \times 10^{-3}$  이상으로 더욱 증가하면 이완발진의 폭은 증가하고, 발진형태는 주기의 배가가 되풀이되는 과정을 갖는다. 동작모드의 변환(mode hopping)으로 말미암아 출력 스펙트럼의 선이 둘로 분리되는 현상이 나타난다. 분리의 정도는 귀환의 세기와, 반사면의 거리에 따라 다르다.

한편 귀환량이 증가하는 과정중  $9.0 \times 10^{-3}$  근처의  $\kappa$ 에서 모드간의 이동(mode hopping)은 감쇄하고 레이저는 최소의 선폭을 갖는 하나의 형태로 동작한다. 이러한 동작은 매우 좁은 영역에서만 볼 수 있으며, 귀환량에 따라 레이저의 동작이 매우 민감한 변화를 보임을 알 수 있다.

넷째, 세번째의 동작 형태를 넘어서서 귀환이 매우 증가하면 이완발진 형태들도 출력에 나타나게 되며 귀환이 증가함에 따라 선폭은 극심하게 증가된다. 이러한 현상은 coherence length를 급격히 줄어든게 하기 때문에 coherence collapse 라 부른다. Coherence collapse는

귀환위상에는 관계가 없다.

귀환의 정도가 매우 강해지면 좁은 선폭을 갖는 단일형태의 동작이 이루어진다. 귀환위상에 관계없이 좁은 선폭의 동작을 할 수 있으며 외부의 광학적 잡음에 둔감하다. 이러한 동작상태를 얻기 위해서는 무반사 코팅 등을 이용한 매우 강한 정도의 귀환이 요구된다. 그러나 본 논문은 약한 귀환이 걸리는 경우의 혼돈특성을 관찰하는데 목적이 있으므로 이러한 강귀환의 해석은 다루지 않았다.

앞에서 보았듯이 좁은 선폭의 출력특성을 얻으려면 귀환정도를 세심하게 선택하거나 무반사 코팅 등의 노력을 기울여야 하므로 귀환에 따른 동작특성을 세심히 관찰할 필요가 있다. 이러한 광귀환 효과에 대해서는 광귀환이 있을 때의 레이저의 일반적 동작특성,<sup>[5]</sup> 광귀환의 정도와 외부반사면의 거리에 따른 동작특성에 대한 실험적 고찰,<sup>[4]</sup> coherence collapse에의 도달,<sup>[6]</sup> 좁은 선폭의 단일모드 동작상태에서 coherence collapse 상태로의 전이과정과 안정도<sup>[7]</sup> 등 다양한 연구들이 진행되어 왔다. 이들의 연구에서는 주로 네가지 동작부류의 실험적인 고찰과 이론적인 해석, 그리고 coherence collapse 상태에서의 혼돈특성등에 중점을 두고 있다. 귀환의 정도가 커지면 외부광귀환 레이저 다이오드 시스템은 귀환의 영향에 의해 비선형성을 고려해야 하며, 이것에서 혼돈특성을 관찰할 수 있게 된다. 혼돈이라고 하면 초기의 작은 변화가 종국에는 예측할 수 없는 정도의 상이한 결과를 나타내는 경우 즉, 초기치에 민감한 계를 일컫는 것으로 coherence collapse는 이 혼돈의 특성을 갖는다.<sup>[3,8]</sup>

본 논문에서는 귀환량이 적은 경우에 대하여, 광귀환의 정도에 따른 동작의 변화를 비선형 동역학에서의 일반적인 해석법인 bifurcation 다이어그램<sup>[8]</sup>을 통해 관찰하려 한다. 그리고, 각 경우에 대해 페이지도에서의 끌개<sup>[8]</sup>와 이때의 시간축에서의 동작특성을 연계시켜 외부광귀환이 있는 다이오드 레이저의 특성을 관찰하려 한다. 더불어 coherence collapse 상태에서의 혼돈특성을 관찰해 보고자 한다.

## II. 외부 광귀환을 포함하는 울방정식

그림 1은 외부광귀환이 있는 레이저 다이오드를 나타내고 있다. 왼쪽 반사면의 반사율은  $r_1$ , 오른쪽은  $r_2$  그리고 외부반사면의 반사율은  $r_3$ 이다.

이러한 레이저 다이오드 시스템의 동적변수인 공진기 내에서의 carrier 평균밀도를  $N(t)$ , 반사면  $r_3$ 에서의 복

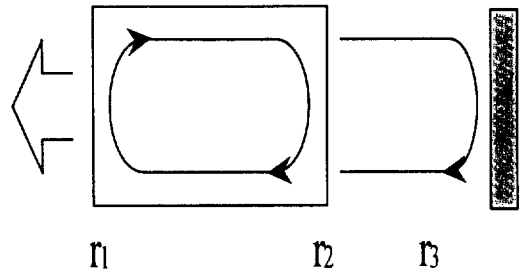


그림 1. 외부광귀환이 있는 레이저 다이오드.

소전계를  $E(t)$ 라 하자. 복소전계  $E(t)$ 는 발진 각주파수  $\omega_0$ 와 위상  $\phi(t)$ 로 식 (4)와 같이 쓸 수 있으며, 약귀환의 가정하에 전체 시스템은 식 (1), (2), (3)의 울방정식으로 표현할 수 있다.<sup>[3,5,9,10]</sup>

$$\frac{d}{dt}E_0(t) = \frac{1}{2} \left[ G(N, E_0^2) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_0(t) + \frac{\kappa}{\tau_n} E_0(t - \tau) \cdot \cos(\omega_0 \tau + \Delta(t)) + \frac{R}{2V_s E_0(t)} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}\phi(t) = \frac{1}{2} \alpha [N(t) - N_{sa}] G_N - \frac{\kappa}{\tau_n} \frac{E_0(t - \tau)}{E_0(t)} \cdot \sin(\omega_0 \tau + \Delta(t)) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}N(t) = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G(N, E_0^2) E_0^2(t) \quad (3)$$

여기서

$$E(t) = E_0(t) \exp[j(\omega_0 t + \phi(t))] \quad (4)$$

$$\Delta(t) = \phi(t) - \phi(t - \tau) \quad (5)$$

여기서  $\tau$ 는 광전계가 외부공진기를 왕복하는데 소요되는 시간이고,  $\Delta(t)$ 는 외부공진기를 진행하여 귀환된 광의 지연위상을 나타낸다. 정상상태에서 귀환량이 적은 경우일때는, 외부 거울에 의한 귀환으로 나타나는 각주파수  $\omega_s$ 가 단일공진기의 각주파수  $\Omega$ 와 거의 같음이 알려져 있다<sup>[3,7]</sup>. 따라서 이 경우  $\Delta\omega (= \omega_s - \Omega)$ 는 거의 무시할 수 있으므로 다음과 같이 표현이 가능하다.

$$\phi(t) = (\omega_s - \Omega)t + \delta\phi(t) \quad (6)$$

$$\Delta t = \phi(t) - \phi(t - \tau) = \Delta\omega\tau + \delta\phi(t) - \delta\phi(t - \tau) \cong \delta\phi(t) - \delta\phi(t - \tau) \quad (7)$$

$N_{sp}$ 은 외부광귀환이 없는 단일공진기 레이저의 문턱 전자밀도이다. 광전계 강도  $E_0(t)$ 는  $V_c|E_0(t)|^2$ 가 활성영역안의 광자의 수가 되도록 정규화시킨 것이다. 이때  $V_c$ 는 활성영역의 체적이다. 모드이득  $G$ 는 식 (8)과 같다.

$$G(N, E_0^2) = [N(t) - N_0][1 - g\Gamma E_0^2(t)]G_N \quad (8)$$

$\kappa$ 는 귀환계수로 식 (9)로 정의되고,  $\kappa^2$ 은 레이저의 내부반사면에서 반사전력에 대한 외부반사면에서 반사전력의 비를 나타내게 된다.

$$\kappa = (1 - r_2^2) \frac{r_3}{r_2} \quad (9)$$

$R$ 은 자연방출이 레이징모드에 관여하는 비를 나타내는 양으로 식 (10)으로 나타낼 수 있다.<sup>[5]</sup>

$$R = n_{sp} / \tau_p \quad (10)$$

본 논문에서는 Fabry-Perot 형의 레이저와 거울형태의 반사면만을 가정하기로 한다. 이때  $\kappa$ 는 실수만을 갖는다. 반면 DFB 레이저나 굴곡격자 형태의 반사면인 경우에는  $\kappa$ 는 복소수 형태를 띠게된다.<sup>[5]</sup>

표 1은 율방정식에 사용한 인자들의 의미와 단위를 정리한 것이다.

표 1. 율방정식에 사용된 인자들

$G_N$	이득계수	$m^3 s^{-1}$
$N_0$	전자의 밀도 (이득=손실)	$m^{-3}$
$\tau_s$	전자의 life time	sec
$\tau_p$	광자의 life time	sec
$\tau_{in}$	레이저 공진기내의 왕복시간	sec
$\alpha$	선폭증대 계수	
$V_c$	활성영역의 체적	$m^3$
$\Gamma$	광집속 인자	
$g$	비선형이득 계수	$m^3$
$n_{sp}$	자연방출 인자	

이제 율방정식의 각항이 갖는 의미를 살펴보도록 하자. 식 (1)은 광전계강도의 시간에 대한 증가분을 의미한다. 우변의 첫째항은 공진기내의 유도방출에 의한 모드이득과 내부손실을 고려한 증가분이며, 두번째항은 외부반사면에 의해 지연된 광전계의 유입을 고려한 항이다. 마지막 항은 자연방출에 의해 발생된 광자중 레이징모드에 관여하는 것들을 고려한 항으로 전계강도로 바뀌어 있는 상태이다. 식 (2)는 전계의 위상변화를 나타내는 항으로 외부 광귀환이 없을 경우 이 식은 의미를

잃게 된다. 식 (3)은 전자의 밀도증가를 의미한다. 첫번째 항은 유입되는 전류의 밀도를 나타내는데, 실제로 이 식에서는 유입된 전자의 밀도를 나타낸다. 두번째 항은 전자의 자연 재결합에 의한 감소를 나타내며, 마지막 항은 유도방출에 의한 감소를 의미한다. 이 율방정식은 약귀환의 경우 레이저 시스템의 모든 특성을 담고 있는 것으로 이를 분석하므로써 이 시스템의 동작특성을 관찰할 수 있다. 이제 이 방정식으로 레이저시스템의 동작특성을 살펴 보도록 한다.

### III. 단일공진기 레이저 다이오드의 정상상태 특성 해석

식 (1), (2), (3)의 율방정식을 해석하기 위해서는 먼저 광귀환이 없는 즉,  $\kappa=0$ 일 때 단일공진기만의 해를 알아야 할 필요가 있다. 이때의 해는 광귀환을 갖는 경우를 해석하는 기준치들을 제공한다. 앞에서 제시된 율방정식은 외부의 귀환이 없는 경우( $\kappa=0$ ), 식 (11), 식 (12)과 같이 변형 된다. 앞에서 설명했듯이 이때 식 (2)는 의미를 잃게된다.

$$\frac{dE_0(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[ G(N, E_0^2) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_0(t) + \frac{R}{2V_c E_0(t)} \quad (11)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G(N, E_0^2) E_0^2(t) \quad (12)$$

정상상태특성은 입력전류에 따른 전자의 밀도와 전계의 세기를 관찰하는데 유용하다. 여기서는 문턱전류와 출력의 세기 등을 구할 수 있게 된다. 정상상태에서는  $d/dt=0$ 이므로, 위의 율방정식 식 (11), 식 (12)로부터 다음의 관계식을 얻는다. 이때  $P$ 는  $E_0^2$ 으로 광자의 밀도를 나타낸다.

$$\left[ G_N(N - N_0)(1 - g\Gamma P) - \frac{1}{\tau_p} \right] P + \frac{R}{V_c} = 0 \quad (13)$$

$$J - \frac{N}{\tau_s} - G_N(N - N_0)(1 - g\Gamma P)P = 0 \quad (14)$$

율방정식을 이루는 인자들은 매우 작은값 또는 매우 큰 값들로 이루어져 있어 직접 다루기에는 어려움이 따르므로 변수들을 다음과 같이 정규화 시키기로 한다.

$$J = J \tau_s \tau_p G_N, \quad R = R \tau_s \tau_p G_N / V_c, \quad g = g / (G_N \tau_s) \\ N = N \tau_p G_N, \quad N_0 = N_0 \tau_p G_N, \quad P = P \tau_s G_N \quad (15)$$

식 (13)과 식 (14)에  $G_N \tau_s \tau_p$ 를 곱하고 식 (15)를 이용

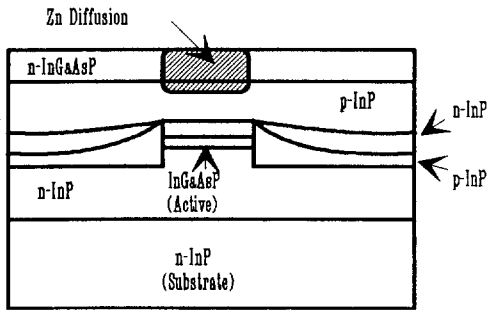


그림 2. InGaAsP Planar buried hetero structure laser.

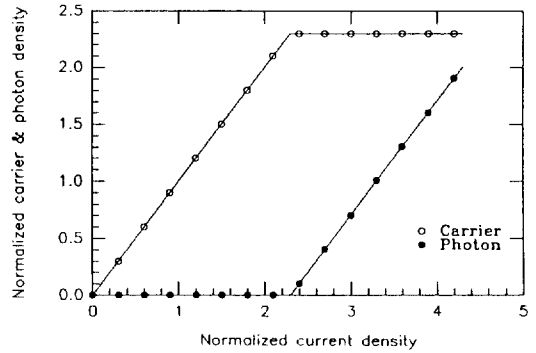


그림 3. 단일공진기 레이저의 정상상태 동작특성.

표 2. buried-hetero structure 레이저 특성인자

인자	값
길이	$L$ 250 $\mu\text{m}$
활성층 두께	$d$ 0.2 $\mu\text{m}$
활성층 폭	$w$ 2 $\mu\text{m}$
광집속 인자	$\Gamma$ 0.3
전자 밀도 (이득=손실)	$N_0$ 1.0E18 $\text{cm}^{-3}$
전자 life time	$\tau_n$ 2.2 nsec
광자 life time	$\tau_p$ 1.6 psec
이득 계수	$G_N$ 8.1E-13 $\text{m}^3 \text{sec}^{-1}$
선폭증대계수	$\alpha$ 5
비선형이득 계수	$g$ 2.5E-23 $\text{m}^3$
자연방출 인자	$n_{sp}$ 2.2

$10^{16}[\text{m}^{-3}]$ ,  $J_{th} = 8.0843 \times 10^8 [\text{m}^{-3}]$ 의 값을 갖는다는 것을 알 수 있다.

#### IV. 광귀환 레이저 다이오드의 혼돈특성

앞의 III장에서는 단일공진기 레이저의 동작특성에 대해 살펴보았다. I장에서 언급된 바와 같이 단일공진기 레이저의 외부에 반사면이 설치되어 광귀환이 있는 경우 레이저는 귀환량에 따라 다양한 동작특성을 보인다. 이 장에서는 이러한 동작의 변화를 귀환계수  $\kappa$ 를 기준으로 살펴보기로 한다. 외부공진기까지의 왕복시간은 1 nsec로 레이저의 크기에 비해 상당히 먼거리 (공기중에서 약 15 cm)에 외부반사면이 설치된 경우를 시뮬레이션 하였다. 이때 주입전류 밀도는  $1.3J_{th}$ 인  $1.051 \times 10^9 [\text{m}^{-3}]$ 이다. 또한 길이방향과 횡방향으로 단일모드를 가정하였다. 식 (15)를 이용하여 식 (1), 식 (2), 식 (3)의 율방정식을 식 (20), 식 (21), 식 (22)의 형태로 정규화시켜 사용하였다.

하면 식 (16)과 식 (17)을 얻을 수 있다.

$$[(N(t) - N_0)(1 - g\Gamma P) - 1]P + R = 0 \quad (16)$$

$$J - N(t) - (N(t) - N_0)(1 - g\Gamma P)P = 0 \quad (17)$$

식 (16)과 식 (17)을 이용하면 다음의 관계로 전자밀도  $N$ 과 광자밀도  $P$ 를 구할 수 있다.

$$(N - N_0)(N - J - R)[1 + g\Gamma(N - J - R)] - N + J = 0 \quad (18)$$

$$P = (J + R) - N \quad (19)$$

본 논문에서 시뮬레이션의 대상으로 사용한 레이저는 InGaAsP buried-heterostructure 레이저로 그 구조는 그림 2와 같다.<sup>[11 Chap. 6]</sup>

표 2에는 이 레이저 다이오드의 특성인자들을 정리해 놓았다.<sup>[11 Chap. 6]</sup>

그림 3은 단일공진기 레이저의 전류밀도에 따른 출력전계강도와 전자밀도의 변화를 시뮬레이션한 결과이다. 시뮬레이션 결과 그림 2의 레이저는  $N_{sw} = 1.7716 \times$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \frac{d}{dt} E_0(t) = & \frac{1}{2} [(N(t) - N_0)(1 - g\Gamma E_0^2(t)) - 1] E_0(t) \\ & + \kappa \frac{\tau_p}{\tau_n} E_0(t - T) \cdot \cos(\omega_0 T + \Delta(t)) + \frac{R}{2E_0(t)} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \frac{d}{dt} \phi(t) = & \frac{1}{2} a [(N(t) - N_{sw}) \\ & - \kappa \frac{\tau_p}{\tau_n} \frac{E_0(t - T)}{E_0(t)} \cdot \sin(\omega_0 T + \Delta(t))] \end{aligned} \quad (21)$$

$$\frac{d}{dt} N(t) = J - N(t) - [N(t) - N_0][1 - g\Gamma E_0^2(t)] E_0(t) \quad (22)$$

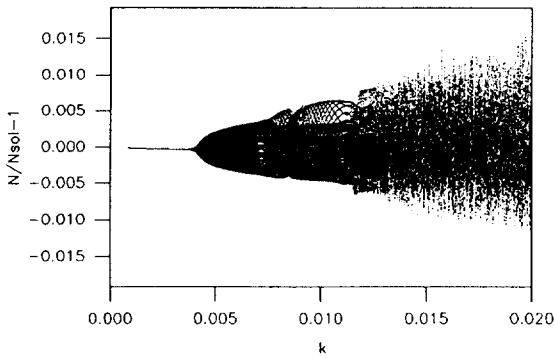


그림 4. 전자밀도에 대한 bifurcation 다이어그램.

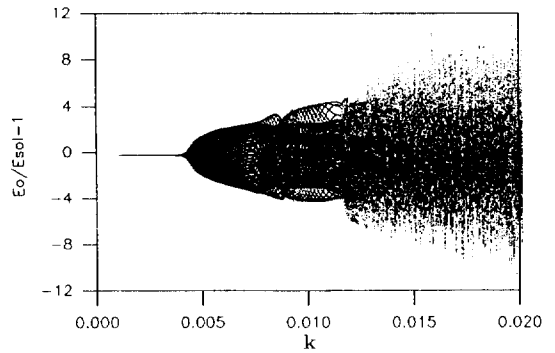


그림 6. 전계강도에 대한 bifurcation 다이어그램.

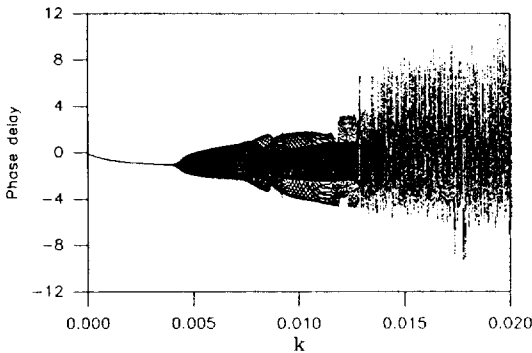


그림 5. 위상지연에 대한 bifurcation 다이어그램.

것이다. 이 경우에는 외부 광귀환으로 발미암아 이완발진이 감쇄되지 않은 상태이며 이완발진은 하나의 주파수만을 갖는다.

귀환이 더욱 증가하여  $\kappa=5.0 \times 10^3$  을 지나면서 발진 형태는 주기 배가가 계속되어 더욱 극심한 해의 퍼짐을 볼 수 있다. 상당한 구간에서 이러한 발진상태를 유지한다.

$\kappa=11.0 \times 10^3$  을 지나면서 발진형태는 급격히 주기적인 규칙을 잃기 시작하며 좀더 귀환이 증가하여  $\kappa=12.7 \times 10^3$  을 지나면서 혼돈상태에 이르게 된다. 그림 5와 그림 6은 각각 위상지연  $\Delta$ 와 전계강도  $E_0$ 에 대한 bifurcation 다이어그램이다. 이들도 전자밀도 bifurcation에서 보았던 것과 같은 양상을 보인다. 이들 모두는 앞에서 설명한 정규화된 값들을 사용한 것이다.

여기서

$$\begin{aligned} E &= E\sqrt{\tau_s G_N}, \quad t = t/\tau_s, \quad \gamma = \tau_s/\tau_p, \\ T &= \tau/\tau_s, \quad w_0 = \tau_s w_0 \end{aligned} \quad (23)$$

### 1. 귀환에 따른 동작특성의 변화

Bifurcation 다이어그램은 비선형계의 동작특성을 관찰하는 널리 알려진 매우 유용한 도구이다.<sup>[8,12,13]</sup> 계의 동작을 특징짓는 인자를 독립변수로 하고 종속변수로는 이에 따른 계의 시간적 변화를 둔다. 본 논문에서는  $\kappa$ 에 따른 레이저 시스템의 동작을 관찰할 것이므로 독립변수는  $\kappa$ 가 되며, 이에따른 시스템의 종속변수인 전자밀도  $N$ , 전계강도  $E_0$ , 지연위상  $\Delta$ 의 변화를 관찰 하였다. 그림 4는 전자밀도에 대한 bifurcation 다이어그램이다.

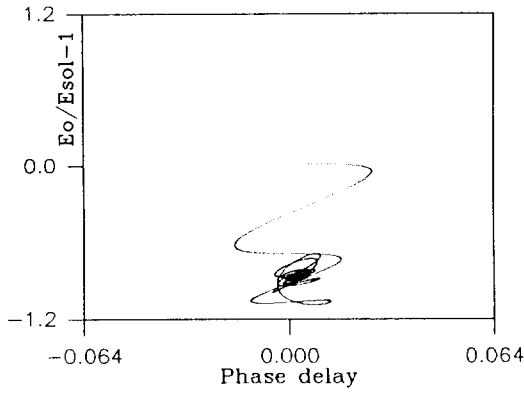
귀환량이 적은 부분에서는 전자의 밀도는 정상특성을 보이는 해를 갖는다.

귀환량이 증가하여  $\kappa=4.0 \times 10^3$  정도가 되면 해는 위아래로 퍼지기 시작한다. 즉 주기적인 발진을 하는

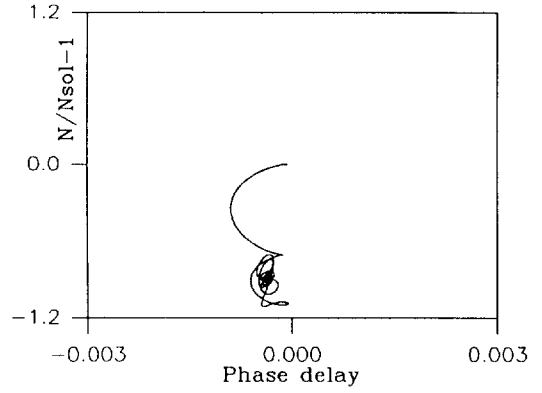
### 2. 외부 광귀환 레이저의 끝개

앞 절에서는 귀환에 따른 동작특성의 변화를 bifurcation 다이어그램을 통해 관찰하였다. 그리고 몇 가지의 동작특성에 대해 논하였다. 이제는 그 각 특성들을 대표하는 몇몇의  $\kappa$ 점들을 택해 그때의 지연위상과 전계강도의 궤적, 지연위상과 전자밀도가 그리는 궤적을 살펴보기로 하겠다. 이들은 시간에 따른 궤적으로 끝개(tractor)를 보여준다. 끝개의 개념에 대해서는 참고문헌<sup>[8,12,13]</sup>에 자세하게 설명되어 있다. 그림 7의 (a)에서 (d)까지 (i)는 지연위상과 전계강도의 궤적용, (ii)는 지연위상과 전자밀도의 궤적을 각각 보이고 있다.

그림 7의 (a)에서는 처음의 과도상태를 지나면 해는 끌리듯이 진하게 보이는 정점에 도달한다. 이때는 해가 정상특성을 보이는 귀환량이 적은 상태이다. 귀환량이 조금 증가하여 이완발진이 상쇄되지 않는 부분으로 시간이 지남에 따라 약간 커다란 타원에서 작은 타원으로

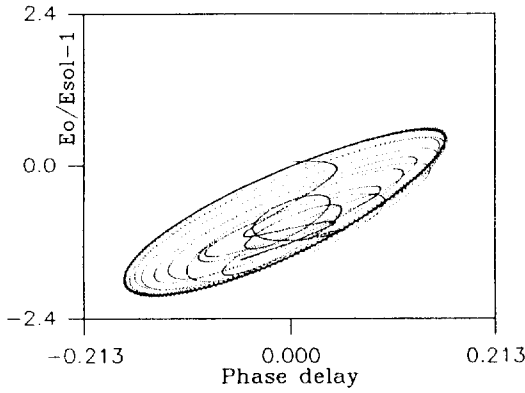


(i) 지연위상과 전계강도의 끌개

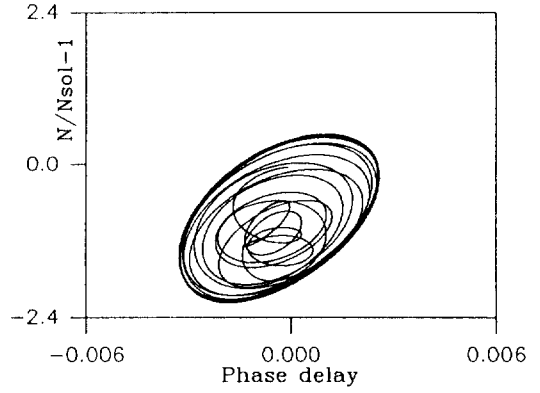


(ii) 지연위상과 전자밀도의 끌개.

그림 7(a).  $\kappa=3.0 \times 10^{-3}$

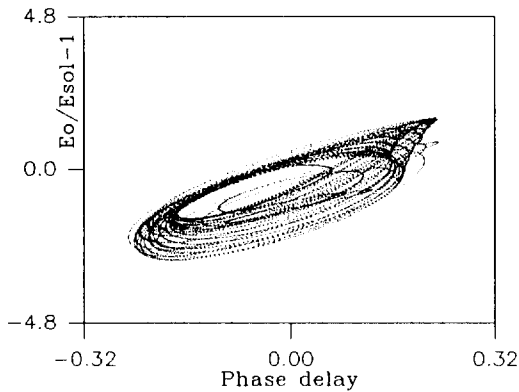


(i) 지연위상과 전계강도의 끌개

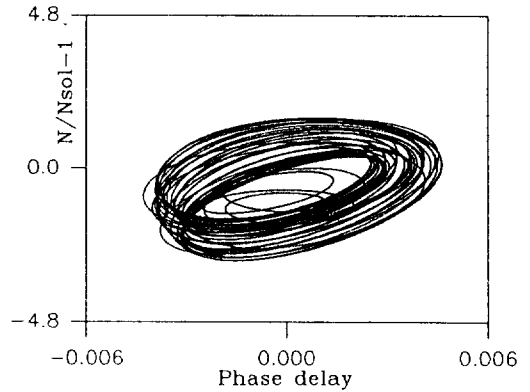


(ii) 지연위상과 전자밀도의 끌개.

그림 7(b).  $\kappa=6.0 \times 10^{-3}$

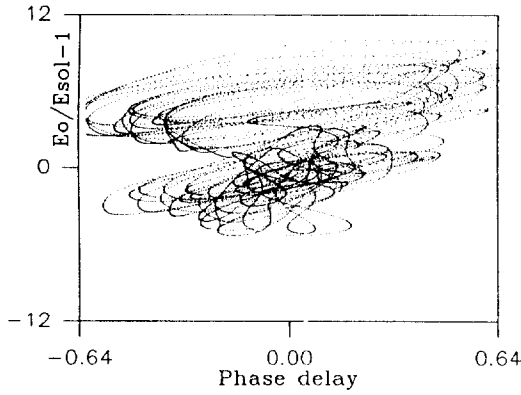


(i) 지연위상과 전계강도의 끌개

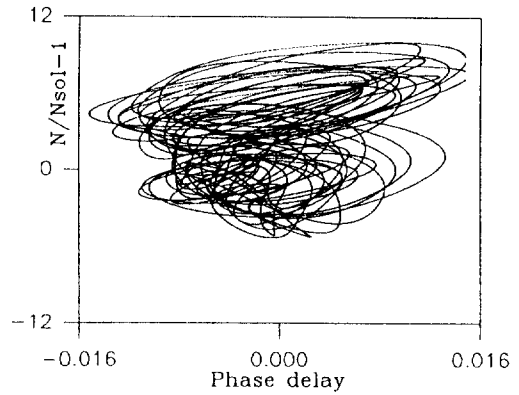


(ii) 지연위상과 전자밀도의 끌개.

그림 7(c).  $\kappa=8.0 \times 10^{-3}$ .

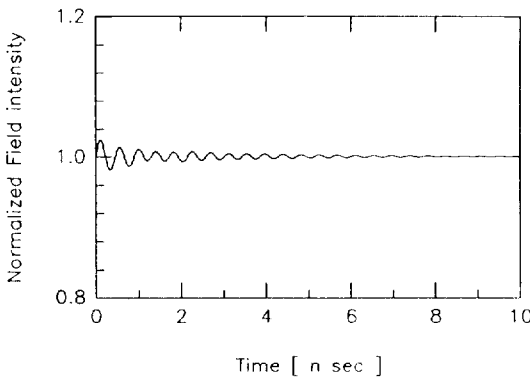


(i) 지연위상과 전계강도의 끌개

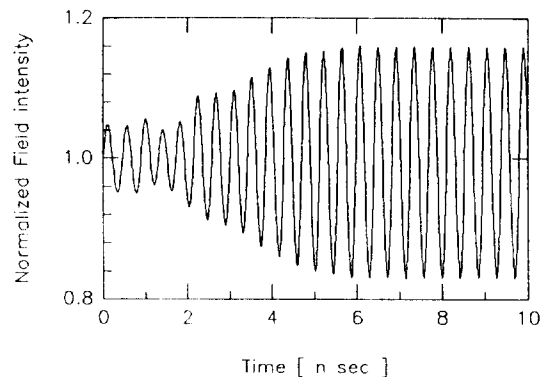


(ii) 지연위상과 전자밀도의 끌개.

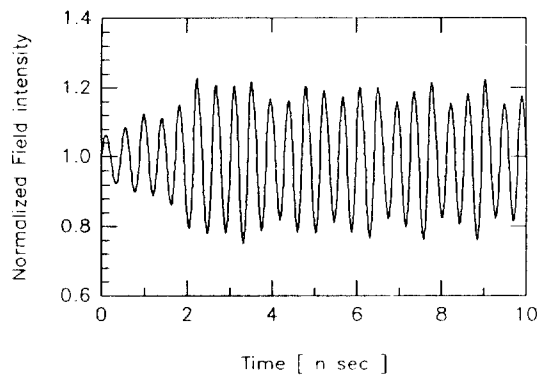
그림 7(d).  $\kappa=20.0 \times 10^{-3}$ .



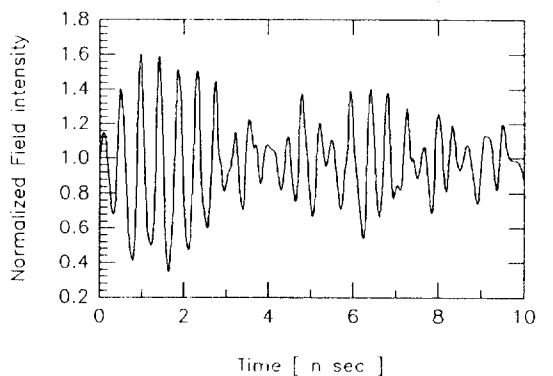
a)  $\kappa=3.0 \times 10^{-3}$



b)  $\kappa=6.0 \times 10^{-3}$



c)  $\kappa=8.0 \times 10^{-3}$



d)  $\kappa=20.0 \times 10^{-3}$ .

그림 8. 전계강도의 시간에 따른 변화.

이동해 간다. 결국에는 두툽한 타원의 안쪽에 끌리게 된다. 그림 7의 (b)에서는 이와는 반대로 점점 큰원을

그리며 바깥쪽의 타원이 끌개가 된다. 점차 두터운 타원형의 끌개가 보인다. 그림 7의 (c)에서는 끌개가 많이

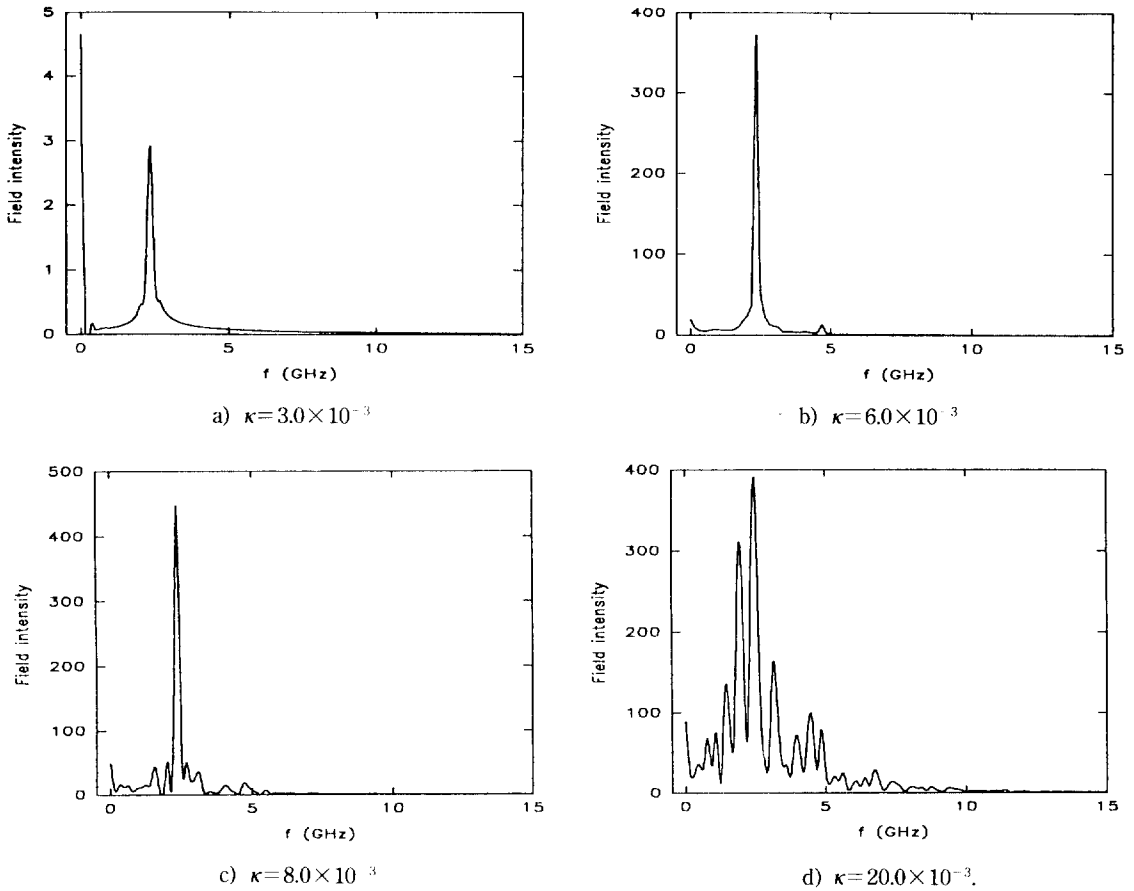


그림 9. 전계강도의 Fourier 변환.

퍼져있는 상태로 진주기를 가지고 발진함을 알 수 있다. 그림 7의 (d)에 와서는 극심한 혼돈으로 인하여 뚜렷한 끌개를 볼 수 없다. 각각의 그림은 상황에 따라 확대 비율이 다르며 이들 모두는 정규화된 값들이다.  $N_{sw}$ 과  $E_{sw}$ 은 단일공진기 레이저에서의 값들을 의미한다. 위상 지연은  $\Delta$ 를 말한다.

### 3. 시간축과 주파수축에서의 고찰

앞 절에서는 끌개에 대해서 관찰해 보았는데, 이 절에서는 앞에서 설명한 끌개와 이완발진의 관계를 몇몇  $\kappa$ 값에 대한 시간축에서의 동작을 관찰해 보도록 하겠다. 그림 8에 이들의 결과를 보이고 있다. 시간축은 nsec 단위이고 전계강도는  $E_0/E_{sw}$ 의 정규화된 값이다.  $t=0$ 에서 단일공진기 레이저에 외부공진기가 추가된 형태로 시뮬레이션 되었다.

(a)의 이완발진은 약 10 nsec 후에는 감쇄되어 사라

진다. 정점의 끌개를 볼 수 있었던 지점이다. (b)의 경우 발진의 폭은 매우 증가되어 있다. (c)에서는 발진형태는 주기가 증가되어 있음을 볼 수 있다. 그렇지만 비교적 단순한 모습을 보이고 있다. (d)에서는 이러한 모습이 매우 불규칙하게 나타난다. 각각의 경우에 대한 Fourier 변환을 그림 9에서 보이고 있다.

### V. 결 론

외부 광귀환 레이저의 광귀환에 따른 동작특성의 변화와 혼돈 특성에 대해 살펴보았다. 귀환량이 비교적 적은 경우만을 고려했으며 귀환의 해석을 위해 외부 광귀환이 없는 단일 공진기 레이저의 정적, 동적 특성을 먼저 살펴 보았다. 그리고, 광귀환 레이저의 귀환량에 따른 동작특성의 변화를 bifurcation diagram과 끌개의 관찰을 통해 알아보았다.



광귀환계수  $\kappa$ 가 충분히 작을 때는 시간이 지남에 따라 이완발진은 감쇄되고 정상상태에 도달하여 안정된 동작 특성을 보이며, 페이지도에서의 끌개는 하나의 정점으로 나타난다.

귀환이 증가함에 따라 이완발진은 시간이 지나도 감쇄되지 않고 주기적인 형태를 보이며 계속 발진을 유지한다. 귀환량이 커짐에 따라 발진의 폭은 증가하고 발진형태는 주기의 증가가 계속되어 더욱 복잡한 형태를 갖는다. 이러한 이완발진은 어느정도 영역의  $\kappa$ 에 걸쳐 유지된다.

귀환량이 더욱 커지면 비교적 안정적인 발진형태는 안정을 잃고 coherence collapse 상태에 도달하게 된다. 단일형태의 발진이 일어나는 곳에서의 끌개는 찌그러진 타원에 가까운 폐곡선 형태를 보이고 주기의 증가가 계속되면서 이 폐곡선은 폭을 갖는 띠형태로 발전한다. 그후 coherence collapse에 도달하면 이러한 띠는 흐트러지고 만다.

특징적인 몇몇의 동작상태에 따라 시간축에서도 동작을 관찰 하였다. 귀환이 매우 적을 때는 얼마간의 시간이 지나면 이완발진이 상쇄되어 직선으로 나타나고, 비교적 적은 귀환이 있는 경우에는 일정한 주파수의 발진을 관찰할 수 있었으며, coherence collapse가 일어난 경우에는 매우 불규칙한 변화를 볼 수 있었다.

### 참 고 문 헌

- [1] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, (McGraw-Hill International, 1991), Chap. 10.
- [2] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*, (Kluwer Academic Publishers, London, 1988), Chap. 9.
- [3] J. Mørk, B. Tromborg and J. Mark, "Chaos in semiconductor lasers with optical feedback: Thoery and experiment," IEEE J. of Quantum Electron, **QE-28**, 93(1992).
- [4] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5- $\mu$ m distributed feedback lasers," J. Lightwave Technol., **LT-4**, 1655(1986).
- [5] B. Trombog, H. Olesen, X. Pan, and S. Satio, "Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DFB lasers," IEEE J. of Quantum Electron, **QE-23**, 1875(1987).
- [6] S. L. Woodward, T. L. Koch and U. Koren, "The onset of coherence collapse in DBR lasers," IEEE Photonics Technol. Lett., **2**, 391(1990).
- [7] B. Tromborg and J. Mørk, "Stability analysis and the route to chaos for laser diodes with optical feedback," IEEE Photonic Technol. Lett., **2**, 549 (1990).
- [8] D. Gulick, *Encounters with chaos*, (McGraw-hill, 1992).
- [9] B. Tromborg, J. Mørk, "Nonlinear injection locking dynamics and the onset of coherence collapse in external cavity lasers," IEEE J. of Quantum Electron, **QE-26**, 642(1990).
- [10] N. Schunk and K. Petermann, "Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback," IEEE J. of Quantum Electron, **QE-24**, 1242(1988).
- [11] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, (Van Nostrand Reinhold, New York, 1986).
- [12] R. L. Devaney, *An Introduction to Chaotic Dynamical Systems, 2nd ed.*, (Addison-Wesley, 1989), Chap. 2.
- [13] Tuffillaro, Abbott, Reilly, *An experimental approach to nonlinear dynamics and chaos*, (Addison Wesley, 1992).
- [14] D. Kahaner, C. Moler and S. Nash, *Numerical methods and software*, (Prentice-Hall International, 1989), Chap. 7-Chap. 8.
- [15] W. T. Tsang, *Semiconductors and semimetals*, Vol. 22 Part B, (Academic press, 1985), Chap. 2.
- [16] D. Marcuse, "Computer model of an injection laser amplifier", IEEE J. of Quantum Electron, **QE-19**, 1655(1983).
- [17] D. Marcuse, Tien-pei, "On approximate analytical solution of rate equations for studying transient spectra of injection lasers," IEEE J. of Quantum Electron, **QE-19**, 1397(1983).

### **Chaos Characteristics of Laser Diodes with External Optical Feedback**

Dong-Seok Yang, Yung-Jin Han and Chang-Min Kim  
*Dept. of Electronic Eng. Seoul City University, Seoul 130-743, Korea*

(Received: April 27, 1994)

Chaos characteristics of laser diodes with external optical feedback is investigated. For a Fabry-Perot resonator laser, optical feedback by external mirror is assumed. The simulation is performed in such a way that a current of  $1.3J_{th}$  is injected into the  $1.3\mu\text{m}$  wavelength "InGaAsP" buried hetero structure laser. With the increment of  $\kappa$ , the system shows the evolution of four steps as follows: i) When the optical feedback coefficient  $\kappa$  is very small, the relaxation oscillation is damped and the system reaches the steady state showing the stable operation characteristics. ii) As  $\kappa$  increases a little bit, the relaxation oscillation is not damped any more and the system begins to maintain the periodic oscillation. iii) When  $\kappa$  is increased further, the oscillation shows the larger amplitude and the long periodic length. iv) When  $\kappa$  is increased very large, the system gets unstable and enters into the coherence collapse state.