

## 2모드 레이저의 출력에서 비대칭 매개변수의 영향

박구동 · 하 양 · 김태수

울산대학교 물리학과

(1996년 10월 24일 받음)

양자요동과 일정한 세기 및 진동수폭을 갖는 펌프요동이 포함된 비대칭 고리형 공진기 레이저에서 출력과 세기상관의 변화를 Langevin 방정식의 수치해를 통하여 살펴보았다. 두 모드의 여기의 차이로 표현되는 비대칭 매개변수가 양의 값으로 변화할 때 이에 대응되는 한 모드의 자기세기상관은 감소하고, 발진 지속시간이 길어짐으로 인하여 세기의 평균값이 증가함을 알 수 있었다. 그리고 레이저의 출력이 사인꼴로 변하는 주입신호에 따라 공진하는 것을 관측하였다.

### I. 서 론

양방향으로 발진하는 2모드 고리형 공진기 레이저의 출력은 세기로 표현되는 퍼텐셜의 쌍안정 상태가 문턱여기 아래 영역에서는 존재하지 않으므로 단일모드 레이저가 낮은 여기 상태에 있을 때와 마찬가지로 많은 진동수를 포함한 형광을 발생시킨다. 그러나 여기가 증가되면 양자요동으로 인해 퍼텐셜의 쌍안정 영역인 우물이 생기게 되고, 모드간의 경합으로 한 모드에서 다른 모드로 발진이 교대로 진행되는 스윙칭 현상이 나타난다. 기체레이저와 같이 양자요동만 존재하는 2모드 레이저의 경우는 한 모드의 발진 지속시간인 FPT (first passage time)와 세기의 확률분포 등을 해석적으로 구할 수 있다.<sup>[1,2]</sup>

그러나 균질 확대 색소레이저는 색 noise로 설명되는 펌프요동의 존재로 출력특성이 다른 레이저들과는 구별된 즉 출력요동의 지표인 자기세기상관의 값이 기체레이저에서는 1 이하인데 반하여 색소레이저는 1 보다 훨씬 큰 값을 가지는 문턱여기 영역이 존재한다. 이 영역에서 레이저는 불규칙적이고 무질서한 펄스형의 출력을 발생시킨다.<sup>[3]</sup> 색소레이저의 출력특성을 설명하는 광통계, 세기상관, FPT, 모드의 불안정성 등은 색 noise의 통계적 특성 때문에 전산시뮬에 의한 수치해로써만 설명이 가능하다.<sup>[4-7]</sup> 그러나 이 요동은 여기에너지의 증가와 더불어 감소하고 문턱여기를 벗어나면 결맞음 상태에 이르게 되어 그 특성이 일반 레이저와 유사하게 된다.

균질 확대 2모드 색소레이저에서 각 모드의 펌프매개변수가 동일한 대칭의 고리형 공진기내에 패러데이 회전자와 석영 회전자로 구성되는 광 다이오드를 삽입하거나,<sup>[8]</sup> 외부에서 진동수가 다른 레이저 빛을 공진기 안으로 입사시킴으로써<sup>[9]</sup> 비대칭 공진기를 만들 수 있다. 이러한 비대칭형 공진기에서 모드 간의 손실 차이는 모드경합에 영향을 미치게 되므로 한 모드가 발진할 확률의 척도는 비대칭 매개변수(asymmetry parameter)에 의해 결정된다. 즉 이 변수가 매우 크게 되면 한 모드는 결맞음 상태에 이르나 다른 모드는 열광원 상태에 있게 되므로, 이 변수를 조절하여 한 모드의 발진 지속시간과

출력을 변화시킬 수 있다.

본 연구에서는 양자요동만으로 설명이 가능한 일반적인 2모드 레이저와 일정한 세기와 유한한 진동수폭을 갖는 펌프요동을 포함시켜 기술하는 2모드 색소레이저에서 모드의 반상관 스윙칭과 세기상관을 Monte-Carlo 방법에 의한 전산시뮬으로 계산하였다. 이 과정에서 비대칭 매개변수가 일정한 값일 때와 사인꼴로 변할 때를 나누어 구했으며, 특히 사인꼴일 때는 이 신호에 따라 레이저의 출력이 공진하는 것을 확인하였다.

### II. 이 론

자연방출에 의한 양자요동만 존재하는 2모드 레이저 공진기내에서 복소 전기장 진폭  $E_i(t)$ ,  $E_{2i}(t)$ 의 변화가 적다면, 결합확률 밀도  $P(\vec{x}, t)$ 에 대한 Fokker-Planck 방정식은 다음과 같다.<sup>[10]</sup>

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial}{\partial X_i} A_i P + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\partial^2}{\partial X_i \partial X_j} D_{ij} P \quad (1)$$

여기에서  $x_i$ 와  $x_j$ 는 전기장을 아래와 같이 실수와 허수부분으로 나누었을때 각 성분벡터로서 고리형 공진기내 전기장의 상태를 나타낸다.

$$E_1(t) = x_1(t) + ix_2(t) \quad (2)$$

$$E_2(t) = x_3(t) + ix_4(t) \quad (3)$$

유동벡터(drift vector)의 성분  $A_i$ 는 아래의 식으로 주어진다.

$$A_i = [a_1 - (x_1^2 + x_2^2) - \xi(x_3^2 + x_4^2)]x_i, \quad i = 1, 2 \\ = [a_2 - (x_3^2 + x_4^2) - \xi(x_1^2 + x_2^2)]x_i, \quad i = 3, 4 \quad (4)$$

식 (4)에서 두 레이저 모드의 펌프매개변수  $a_1$ 과  $a_2$ 는 포화계수와 순 이득계수의 비율로 표현되며 각 모드의 여기를 결정하는 상수이다. 두 모드의 결합상수  $\xi$ 는 He-Ne 레이저와 같은 비균질 확대 레이저에서 0과 1사이의 값을 가지나, 색소레이저와 같은 균질 확대 레이저에서는 강한 결합인 2를 갖는다.<sup>[11]</sup> 한편, 자연방출에 의한 양자요동은 여기상태의 수명(life time)동안 일어나므로 공진기내 전기장의 감쇄시간보다

는 매우 짧다. 그러므로 이 요동으로 인한 noise의 상관은 함수로 표현되고 확산행렬  $D_{ij}$ 는 다음과 같은 대각행렬로서 일정한 값을 갖는다.

$$D_{ij} = 2\delta_{ij} \quad (5)$$

정상상태에서 식 (1)의 좌변은 0이 되므로 확률흐름(probability current)은

$$A_i P_s - \frac{\partial P_s}{\partial x_i} = 0 \quad (6)$$

이 되고, 이때 두 모드의 세기  $I_1 (= |E_1|^2)$ ,  $I_2 (= |E_2|^2)$ 에 대한 결합확률밀도는

$$P_s(I_1, I_2) = Q^{-1} \exp\left[\frac{1}{4}(2a_1 I_1 + 2a_2 I_2 - I_1^2 - I_2^2 - 2\xi I_1 I_2)\right] \quad (7)$$

과 같다. 식 (7)을  $I_2$ 에 대하여 적분하면  $I_1$ 에 대한 확률밀도를 얻게 된다.

$$P_s(I_1) = \sqrt{\pi Q^{-1}} \exp\left(\frac{1}{2} a_2\right)^2 \exp[-V(I_1)] \quad (8)$$

여기에서 퍼텐셜  $V(I_1)$ 을 펌프매개변수의 평균값  $a = (a_1 + a_2)/2$ 와 비대칭 매개변수  $\Delta a = a_1 - a_2$ 로 표현하면 다음과 같이 주어진다.

$$V(I_1, a, \Delta a) = -\frac{1}{4}(\xi^2 - 1)I_1^2 + \frac{1}{2}[a(\xi - 1) - \frac{1}{2}(\xi + 1)\Delta a]I_1 - \ln[1 - \text{erf}\left(\frac{1}{2}\xi I_1 - \frac{1}{2}a + \frac{1}{4}\Delta a\right)] \quad (9)$$

위 식 (9)에서 퍼텐셜은  $I_1 = 0$ 와  $I_1 \approx a + \Delta a/2$ 에서 준안정상태에 대응하는 두 개의 우물을 갖게 되고, 이것은 레이저의 off 상태와 on 상태에 대응된다. 또한, 한 모드의 세기  $I_1$ 의 최대값은

$$I_m \approx \frac{a}{(\xi + 1)} - \frac{\Delta a}{2(\xi - 1)} \quad (10)$$

이 되며, 이 세기에서 불안정 상태가 된다.

한편, 양자요동과 유한한 선폴의 곱셈의 색 noise로 설명되는 펌프요동이 레이저 공진기내 존재할 때에는 확산행렬  $D_{ij}$ 가 식 (5)와 같은 대각행렬로 표현될 수 없기 때문에 Fokker-Planck 방정식의 해를 해석적으로 구할 수 없다. 그러므로 출력세기의 시간적 변화와 세기상관 등은 Monte-Carlo 방법에 의한 수치해로 구하며, 펌프요동이 포함된 전기장  $E_1, E_2$ 에 대한 Langevin 방정식은 다음과 같다.<sup>[12]</sup>

$$\frac{dE_1}{dt} = (a_1 - |E_1|^2 - \xi|E_2|^2)E_1 + p_1(t)E_1 + q_1(t) \quad (11)$$

$$\frac{dE_2}{dt} = (a_2 - |E_2|^2 - \xi|E_1|^2)E_2 + p_2(t)E_2 + q_2(t) \quad (12)$$

여기에서  $a_1$ 과  $a_2$ 를 펌프매개변수의 평균값  $a$ 와 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 로 쓰면 각각  $a + \Delta a/2$ 와  $a - \Delta a/2$ 이며,  $q_1, q_2$ 는 양자요동을 나타내는 복소 noise이다. 펌프요동  $p_1, p_2$ 의 상관은 요

동의 세기  $Q$ , 상관시간  $T_p$ 인 지수함수형으로 주어진다.

$$\langle p^*(t)p(t') \rangle = \frac{Q}{T_p} \exp(-|t-t'|/T_p) \quad (13)$$

한편, 레이저의 출력요동의 정도를 나타내는 세기상관함수는 아래와 같이 표현되는데

$$\lambda_{ij}(\tau) = \frac{\langle I_i(t)I_j(t+\tau) \rangle}{\langle I_i \rangle \langle I_j \rangle} - 1 \quad i, j = 1, 2 \quad (14)$$

이 값  $\lambda_{ij}(\tau)$ 에 의해 출력요동을 알 수 있다.<sup>[13]</sup> 상호세기상관  $\lambda_{ij}(i \neq j)$ 가 양의 값, 즉 양으로 상관되었을 때는 한 모드의 세기가 조금 높기는 하지만 자기세기상관  $\lambda_{ij}$ 가 매우 커서 출력요동이 심하다. 이득을 증가시키게 되면 자기세기상관은 감소하고, 상호세기상관은  $-1 \leq \lambda_{ij}(\tau) < 0$ 인 반상관(anticorrelation)의 영역에 놓이게 된다. 이때 모드간의 경합이 일어나고 모드들의 발전은 무질서하나 스윙칭을 한다.

### III. 결과 및 분석

공진기내 양자요동의 영향으로 퍼텐셜에 준안정상태가 존재하는데 이것은 퍼텐셜을  $I/a$ 의 함수로 표현한 그림 1에 잘 나타나져 있다. 모드 사이의 결합상수  $\xi$ 가 2인 균질 확대 2모드 레이저에서 펌프매개변수의 평균값  $a$ 가 4.33 이하의 값일 때에는 퍼텐셜 우물이 나타나지 않는다. 이때 레이저의 출력은 매우 미약하나마 동시에 발전되며 두 모드 사이에 스윙칭이 일어나지 않는다. 그러나  $a$ 가 4.33보다 커지게 되면 퍼텐셜 우물이 나타나고 두 모드가 번갈아 발전하는 모드 스윙칭이 발생한다. 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 가 양의 값 또는 음의 값으로, 즉 한 모드의 이득과 손실이 다른 모드의 이득과 손실에

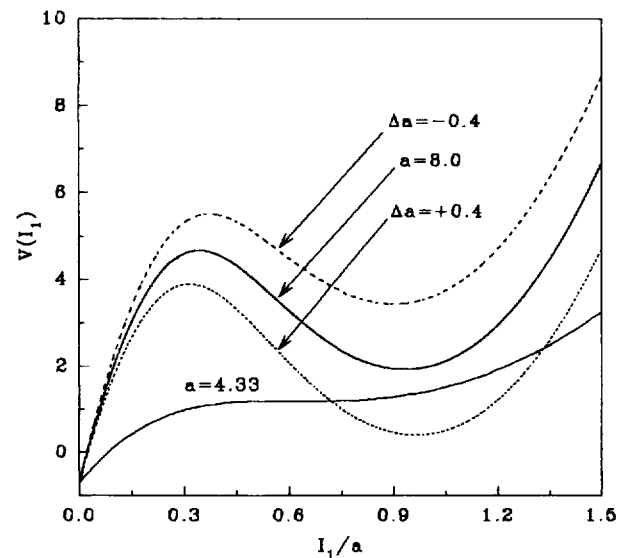


그림 1. 정상상태에서 세기  $I_1/a$ 에 대한 퍼텐셜  $V(I_1)$ 의 변화. 여기서 실선은 두 모드의 펌프매개변수의 평균값  $a = 4.33$ 과  $a=8$ 일 때이며, 점선은  $a=8$ 에서 비대칭 매개변수  $\Delta a = \pm 0.4$ 일 때의 값이다.

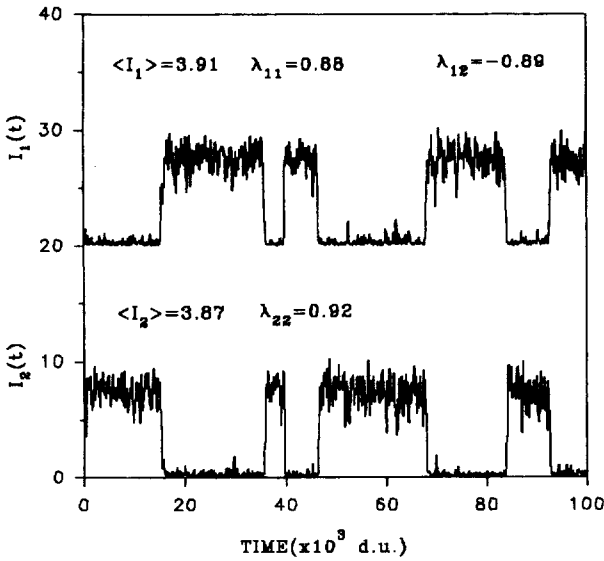


그림 2. 양자요동만 존재하는 2모드 레이저에서 두 모드의 펄프 매개변수가 8로 동일할 때 세기들의 시간적 변화. 여기서 모드 1의 세기는 20 증가된 수치값이다.

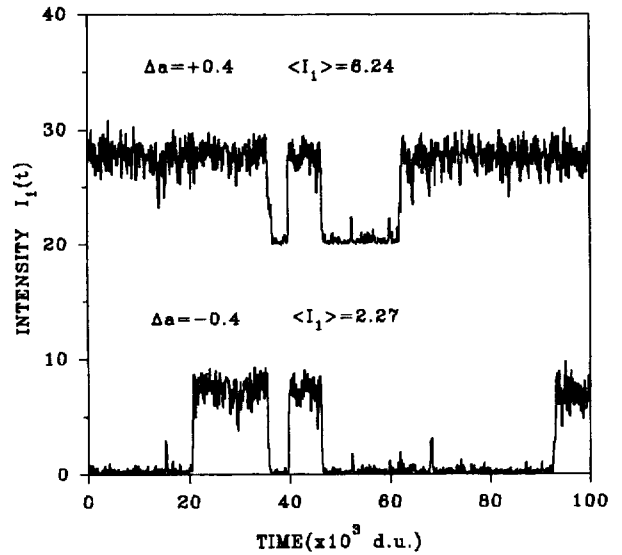


그림 3. 그림 2의 조건에서 비대칭 매개변수  $\Delta a = \pm 0.4$ 로 했을 때 모드 2에 대한 모드 1의 세기 변화. 여기서 모드 1의 세기는 20 증가된 수치값이다.

비하여 커지게 되면 퍼텐셜 우물의 깊이가 증가하거나 감소하는 변화가 생기게 된다. 이로 인해 한 모드의 발진 지속시간이 영향을 받는다.

그림 2는 2모드 레이저에 관한 식 (11)과 (12)에서 자연방출에 의한 양자요동만 고려했을 때, 두 모드의 출력 사이에 일어나는 스위칭을 전산시뮬레이션으로 구한 수치해의 결과이다. 여기서 펄프매개변수  $a_1$ 과  $a_2$ 는 동일하게 8로 고정시켰으며, 시간과 세기는 무차원으로 표현하였다. 그리고 두 모드의 출력모양을 쉽게 비교하기 위하여 모드 1의 세기를 20 증가시켜 나타내었다. 펄프요동이 없는 레이저에서 모드들의 자기세기상관  $\xi_{ii}(i=1,2)$ 은 1보다 작으며, 상호세기상관  $\xi_{12}$ 는 음의 값으로 두 모드가 반상관 상태에 놓여 있음을 알 수 있다. 이 상태에서 두 모드들의 발진 지속시간은 불규칙적으로 변화하였고, 각 모드의 세기는 두 모드의 평균여기에 해당하는  $a$  근방에서 요동하지만 평균세기의 합  $\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle \approx a$ 로 일정하였다.

그림 3은 양자요동만 존재하는 2모드 레이저에서 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 가 출력에 미치는 영향을 고찰하기 위한 것으로서 편의상, 한 모드의 세기에 대한 수치해만 나타내었다. 여기서  $a$ 는 8,  $\Delta a$ 는 일정한 값  $\pm 0.4$ 로 하였다.  $\Delta a$ 가 0인 그림 2의 모드 1의 세기  $I_1(t)$ 에 비하여  $\Delta a$ 가 양의 값일 때에는 이득의 증가로 인하여 발진 지속시간이 길어져 세기의 평균값이 증가하고, 음의 값에서는 앞서와 반대 현상이 일어남을 확연하게 알 수 있다. 그러나 출력요동에 대한 두드러진 변화는 없으며, 이는  $\Delta a$ 가  $a$ 보다 매우 작기 때문으로 설명된다.

그림 4는 양자요동과 noise의 상대적 세기  $Q$ 가 300, 진동수 폭  $\Gamma$ 가 5인 펄프요동이 함께 존재하는 2모드 색소레이저에서 펄프매개변수  $a$ 가 30인 경우 출력의 반상관 스위칭에 대한 수치해의 결과이다. 여기서  $Q$ 와  $\Gamma$ 의 선택은 본 실험실의 단

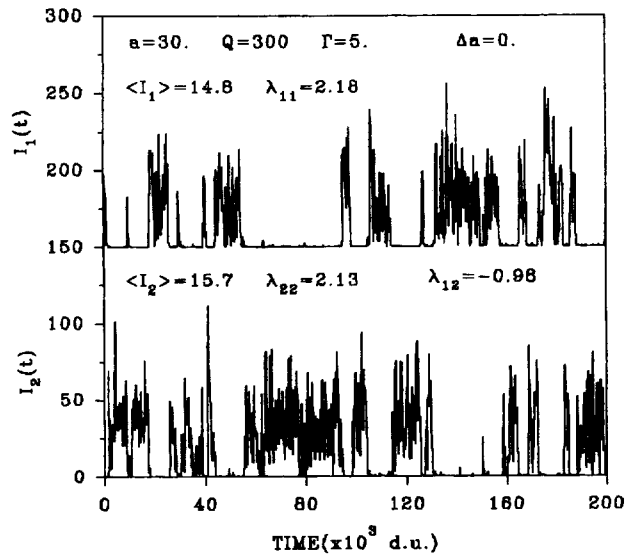


그림 4. 양자요동과 noise의 세기  $Q=300$ , 진동수 폭  $\Gamma=5$ 인 펄프요동이 포함된 2모드 색소레이저에서의 반상관 모드 스위칭. 여기서  $I_1$ 은 150 증가되어 나타나 있으며, 비대칭 매개변수  $\Delta a=0$ 이다.

일모드 색소레이저에서 측정된 것을 근거로 하였다.<sup>[3]</sup>

펄프요동의 존재로 자기세기상관  $\lambda_{ii}(0)$ 은 1보다 큰 값을 가짐을 알 수 있으며,  $\Delta a$ 가 0인 대칭의 공진기에서 두 모드의 자기세기상관과 세기의 평균값은 거의 동일하다. 양자요동만 있을 때와 비교해 보면 출력요동의 정도가 훨씬 심하고, 한 모드의 발진 지속시간이 더욱 불규칙적임을 볼 수 있다.

그림 5는 그림 4의 조건에서 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 를 양과 음인  $\pm 2.0$ , 즉 한 모드에 이득을 증감시킨 비대칭 레이저 공진기에서의 출력모양이다.  $\Delta a$ 가 +2.0의 값에서 자기세기상관

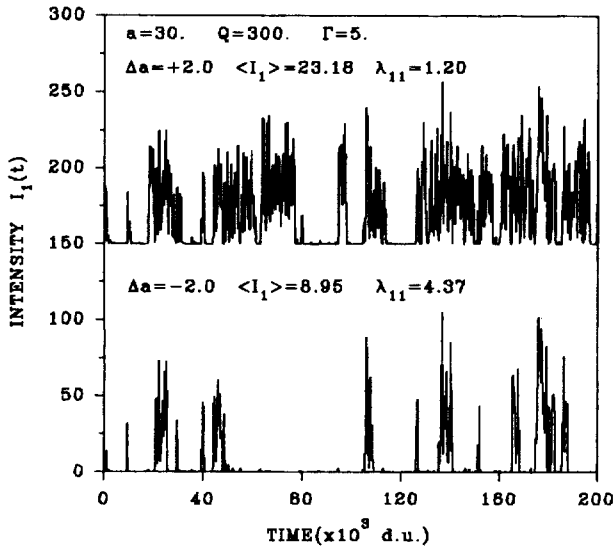


그림 5. 그림 4의 조건에서 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 를  $\pm 2.0$ 로 했을 때 모드 1의 세기의 시간적 변화. 여기서  $I_1$ 은 150 증가된 수치값.

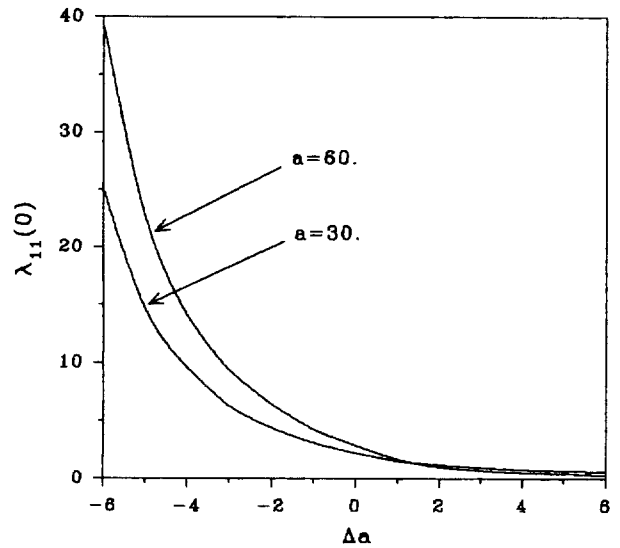


그림 7. 펌프매개변수  $a=60$ 과  $a=30$ 에서 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 의 함수로 나타낸 자기세기상관  $\lambda_{11}(0) = \langle (I_1)^2 \rangle / \langle I_1 \rangle^2$ .

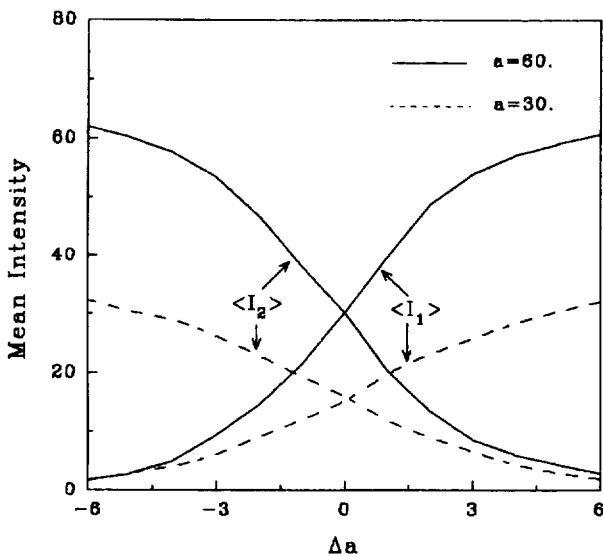


그림 6. 펌프매개변수  $a=60$ 과  $a=30$ 에서 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 에 따른 평균세기의 변화.

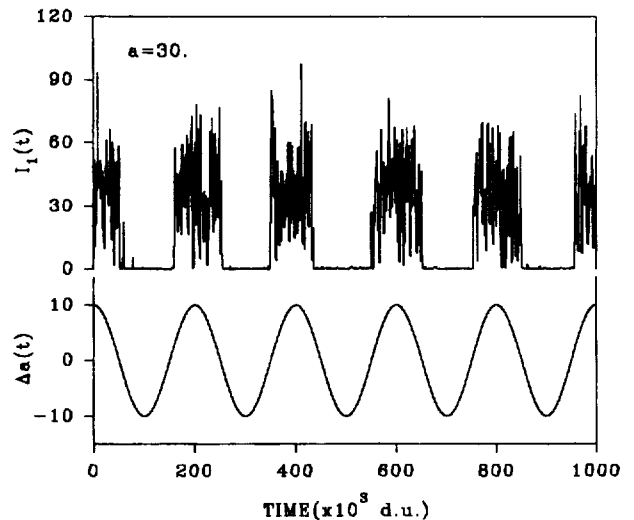


그림 8. 요동의 세기  $Q=300$ , 진동수폭  $\Gamma=5$ , 펌프매개변수  $a=30$ 일 때 사인꼴의 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 에 따른 모드 1의 세기변화.

$\lambda_{11}$ 가 2.18에서 1.20으로 낮아짐에 따라 출력요동이 감소하여 발진 지속시간과 세기의 평균값이 매우 증가하였다. 한편,  $\Delta a$ 가 -2.0의 값에서 자기세기상관  $\lambda_{11}$ 는 2.18에서 4.37로 높아져 발진의 빈도가 현저히 감소하고 강한 스파이크(spike)와 같은 출력요동을 일으켰다. 이로 인해 발진 지속시간이 줄고 세기의 평균값이 14.8에서 8.95로 감소하였다.

그림 6은 그림 4의 수치값에서 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 를 음의 값에서 양의 값으로 증가시키면서 구한 각 모드에 대한 세기의 평균값이다. 이 과정에서 각각의  $\Delta a$ 에 대하여  $5.0 \times 10^6$ 회 이상 실시하여 얻었다. 실선은 펌프매개변수  $a$ 가 60이며, 점선은 30으로  $\Delta a$ 가 커짐에 따라 모드 1의 평균세기  $\langle I_1 \rangle$ 은 증가하고 모드 2의 평균세기  $\langle I_2 \rangle$ 는 감소하였다. 그리고 각 모

드의 평균 세기들의 합  $\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$ 은 펌프매개변수의 평균값  $a$ 로 일정함을 알 수 있다.

그림 7은 펌프요동의 상대적 세기  $Q$ 가 300, 진동수폭  $\Gamma$ 가 5일 때 펌프매개변수를 60과 30으로 유지시킨 후 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 의 변화에 따른 모드 1의 자기세기상관을 그린 것이다. 출력요동의 지표인 자기세기상관은 두 펌프매개변수에 대해 기울기의 차이는 있으나 지수함수로 감소함을 알 수 있다.  $\Delta a$ 가 음의 영역에서는 자기세기상관이 1보다 훨씬 큰 값으로 출력요동이 심하게 작용하여 발진 빈도가 감소하며, 0을 넘어서면서 출력요동은 약화되어 정상적인 발진상태에 도달하게 된다.

그림 8과 9는 시간적으로 변하는 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 가 레

IV. 결 론

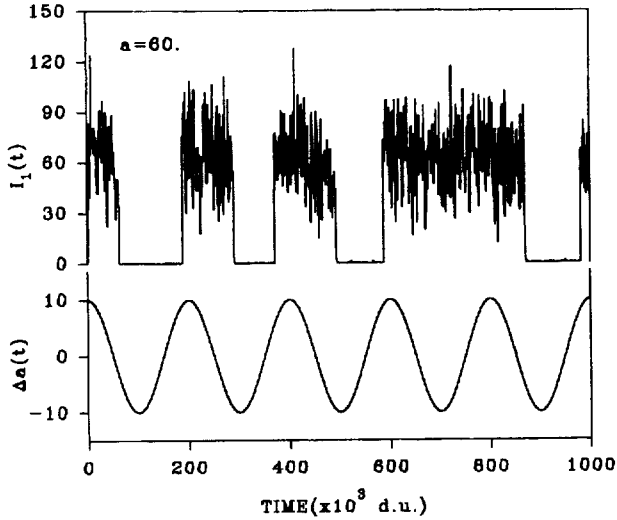


그림 9. 요동의 세기  $Q=300$ , 진동수폭  $\Gamma=5$ , 펌프매개변수  $a=60$ 일 때 사인꼴의 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 에 따른 모드 1의 세기변화.

이저 출력에 미치는 효과를 조사한 그림이다. 이 과정에서  $\Delta a$ 를 아래와 같이 사인꼴로 변조되도록 모형화 하였다.

$$\Delta a(t) = \Delta a_m \cos(t/T_m) \quad (15)$$

여기서 진폭  $\Delta a_m$ 은 10으로 편각 내의  $T_m$ 은 10,000으로 하였다. 펌프요동의 특성은 앞 그림과 동일하게  $Q$ 를 300, 진동수폭  $\Gamma$ 를 5로 유지시킨 후 Monte-Carlo 방법에 의한 수치해로 모드 1과 모드 2에 대한 세기를 구하였다. 이는 각각의 펌프매개변수에 대하여  $1.0 \times 10^7$ 회 이상을 실시하여 얻은 것이다.

그림 8은 두 모드의 펌프매개변수 평균값  $a$ 가 30일때 비대칭 매개변수  $\Delta a$ 에 대한 모드 1의 세기변화로  $\Delta a$ 의 변화에 반응하여 출력이 잘 공진하고 있음을 알 수 있다. 그리고 한 모드의 발진 지속시간은  $\Delta a$ 에 의해 결정됨을 확인할 수 있다. 그러나  $\alpha$ 를 두 배로 증가시켜 60으로 했을 때에는 그림 9에서 보듯이 레이저의 출력에서 시간지연이 생겨 공진이 잘 일어나지 않는다. 이것은 매우 큰 펌프매개변수에 대해 포텐셜 우물이 깊어져 레이저가 발진상태에서 다음 발진상태로 가는 시간이 길어지게 되므로 주입된 신호  $\Delta a$ 의 반응에 따르는 모드 스윙칭을 기대할 수 없음을 의미한다.

양방향으로 진행하는 2모드 레이저의 운동방정식에 양자요동만 존재할 경우와 펌프요동이 포함될 때를 구별하여 출력의 스윙칭과 세기상관을 구하였다. 그리고 대칭형 공진기의 두 모드 가운데 한 모드에 임의적으로 이득과 손실을 가한 비대칭형 공진기에서 비대칭 매개변수의 변화에 따른 발진 모드의 출력특성을 관찰하였다.

문턱여기를 넘어선 반상관 스윙칭 영역에서 선별된 한 모드의 이득 증가는 자기세기상관의 감소를 가져와 출력요동을 감소시켰다. 이로 인하여 발진 지속시간이 길어져 세기의 평균값이 증가하였으나, 상대적으로 다른 모드에 손실을 초래하여 심한 출력요동을 일으켰다. 그러나 두 모드의 평균세기의 합은 펌프매개변수 평균값과 일치하였다.

펌프요동이 포함된 2모드 색소레이저의 출력은 낮은 펌프매개변수에서 사인꼴로 변화하는 비대칭 매개변수에 따라 공진하였다. 그러나 큰 펌프매개변수의 경우에는 퍼텐셜 장벽의 증가로 한 모드의 발진에 시간지연이 발생하여 공진하지 않았다.

참 고 문 헌

- [1] D. Lenstra and S. Singh, Phys. Rev. **A28**, 2318(1983).
- [2] X. W. Wang and D. L. Lin, F. T. Hioe, Phys. Rev. **A34**, 1251(1986).
- [3] 박구동, 하양, 신종태, 김태수, 새물리 **34**, 38(1994).
- [4] P. Lett, R. Short and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **52**, 341(1984).
- [5] T. S. Kim, E. C. Gage and L. Mandel, JOSA **B5**, 1596(1988).
- [6] Li Cao and Da-jin Wu, Phys. Rev. **A45**, 6848(1992).
- [7] H. Atmanspacher and H. Scheingraber, Phys. Rev. **A34**, 253(1986).
- [8] E. C. Gage and L. Mandel, Phys. Rev. **A38**, 5166(1988).
- [9] F. C. Cheng and L. Mandel, JOSA **B8**, 1681(1991).
- [10] H. Risken, The Fokker-Planck Equation (Springer, New York, 1984).
- [11] M. Sargent III, M. O. Scully and W. E. Lamb, Jr., Laser Physics (Addison-Wesley, 1974).
- [12] P. Lett and L. Mandel, JOSA **B2**, 1615(1985).
- [13] R. Loudon, Rep. Prog. Phys. **43**, 913(1980).

## **The effects of asymmetry parameter in a two-mode laser output**

Goodong Park, Yang Ha and Taesoo Kim

*Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Korea*

(Received: October 24, 1996)

We report an investigation of the statistical fluctuations of the two-mode laser output as the asymmetry parameter is varied. The above results relate to computer solutions of the coupled Langevin equations both with and without pumping fluctuations. We find that as the asymmetry parameter is changed positively, the mean intensity of one mode is increased because the normalized intensity auto-correlation is decreased so that the natural dwell time is lengthen. The laser output does respond to a sinusoidally injected asymmetry parameter for small pump parameter.