

## 고리형 Nd:YAG 레이저에서 진동수 어긋남에 의한 출력세기의 불안정성\*

박대운 · 김기식 · 최승호

인하대학교 물리학과

이재철 · 김상근 · 홍정미

고등기술연구원

(1997년 3월 15일 받음)

고리형 레이저에서 단일모드로 발진되는 양방향 광속의 출력세기를 맥스웰-블로흐 방정식을 사용한 준고전적 모형으로 분석하였다. Nd:YAG를 레이저 매질로 설정하고, 한쪽 방향의 광속이 반대 방향의 광속에 미치는 영향을 고려하여, 펄핑률과 감쇄율 및 진동수 어긋남에 따른 레이저 발진의 안정성과 출력변조를 조사하였다. 특히, 전산시뮬을 통하여 진동수 어긋남에 따른 출력광속의 변화를 조사하고, 안정한 연속발진 조건을 규명하였다.

### I. 서 론

고리형 레이저 발진기로부터 발생하는 양방향 출력광속 사이에는 선형적 및 비선형적 상호작용이 일어난다.<sup>[1-4]</sup> 선형적 상호작용의 요인으로는 레이저 매질의 불균질성과 공진기를 구성하는 광학부품의 반사면에서 일어나는 후방산란이 있다. 이는 광학부품의 개구에 의한 회절 때문에 나타나는 두 광속 사이의 회절결합으로 설명할 수 있다. 한편, 레이저 매질에서 각 준위의 밀도 차이에 의해 생기는 공간적 변형에 의한 양방향 광속 사이의 비선형 결합에 의해서, 레이저 매질은 양방향으로 발진하는 광속에 대해서 회절격자의 역할을 한다.<sup>[5,6]</sup> 만일 두 광속의 진동수가 같지 않으면, 광학장의 에너지 밀도와 시간에 따른 광학장의 진동은 공진기의 광축에 대하여 주기적으로 공간적 변화를 보인다. 만일 밀도반전이 고리형 공진기 내에서 복사 전기장으로 포화된다면, 레이저 매질은 주기적 구조를 갖는 회절격자로 작용하고, 이렇게 형성된 회절격자에 의한 자체회절 효과로 양방향 출력광속의 이득이 변형된다. 고리형 레이저에서 양방향 광속의 상호작용과 관련한 중요한 매개변수 중의 하나는 이득곡선의 중심으로부터 발진 진동수의 어긋남이다.

그림 1과 같이 고리형 공진기에서 발진되는 양방향 출력광속의 상호작용을 알아보기 위하여 맥스웰-블로흐 방정식을 사용하여 공진기 내에서의 전기장과 레이저 매질에서의 밀도반전 및 분극을 묘사하였다.<sup>[7]</sup> 이를 Nd:YAG 레이저 매질을 갖는 고리형 공진기에 적용하여 그 출력특성을 알아보았다. Nd:YAG 레이저 매질의 분극 감쇄율  $\gamma_{\perp}$ 가 공진기 내의 전기장 진폭 감쇄율  $\chi_{1,2}$ 나 밀도반전의 감쇄율  $\gamma_{\parallel}$ 보다 훨씬 클 때 ( $\gamma_{\perp} \gg \chi_{1,2}, \gamma_{\parallel}$ ), 분극상태는 매우 빠르게 정상상태로 도달하기 때문에 시간에 무관한 주기적인 함수로 표현할 수 있다. 그러

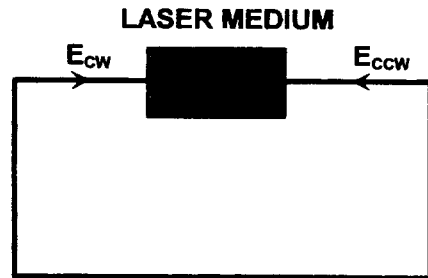


그림 1. 고리형 공진기를 갖는 레이저에서의 양방향 광속.

므로 균질확대 레이저 매질은 주기적인 회절격자의 형태를 갖는다고 가정할 수 있다. 이러한 가정 하에, 맥스웰-블로흐 방정식으로부터 양방향으로 발진하는 전기장과 레이저 매질의 밀도반전에 대한 정상해를 구할 수 있다. 레이저 매질이 회절격자의 역할을 하기 때문에 생기는 후방산란을 고려한 해를 구하고, 이로부터 레이저의 단일모드 출력광속이 진동수 어긋남이 있을 경우에 생기는 출력 불안정성을 펄핑률과 대비하여 조사하였다. 이 조건에 의해 레이저 발진시 발생하는 진동수 어긋남에 대한 최적 펄핑율이 조사되었다.<sup>[8-12]</sup>

본 연구에서는 Nd:YAG 레이저 매질 내에서 공간적으로 주기적 구조를 갖는 밀도반전에 결합하는 전기장을 묘사하는 4개의 미분방정식을 수치적으로 해석하였다. 이 방정식으로부터 전기장의 시간에 의존하는 해를 구할 수 있으며, 이로부터 출력세기가 주기적인 발진형태를 갖고 있음을 분석할 수 있었다. 결과적으로 진동수 어긋남이 레이저 출력세기의 변조현상을 일으키게 됨을 보여준다. 본문에서는 고체레이저 매질인 Nd:YAG에서 이들을 적용하여 전기장과 밀도 반전에 대한 4개의 미분 방정식을 이용하여 펄핑률과 진동수 어긋남 사이의 관계 및 레이저 출력세기의 불안정성에 관한 여러 가지 경우에 대하여 적용하였다. 이 과정을 통하여 고리형 공진기를 갖는 레이저 발진에서 양방향 광속 사이에 상호작용에 의한 현상을 분석하였다.

\*본 연구는 고등기술연구원과 1996년도 인하대학교 교내 연구비의 지원을 받아 수행 하였습니다.

## II. 고리형 레이저의 준고전적인 모형

고리형 레이저로부터 발전되는 양방향 광속의 출력특성을 조사하기 위하여 맥스웰-블로흐 방정식에 기반을 둔 준고전적 모형을 사용하자. 준고전적인 모형에서 공진기 내의 전기장은 고전적 복소함수로 취급하여 맥스웰 방정식으로 기술하고, 레이저 매질은 양자역학적으로 다루어 그 분극과 밀도반전은 블로흐 방정식으로 묘사한다. 자발방출에 의한 소신호 이득은 레이저 출력에 미치는 영향이 작으므로 무시하고 유도방출에 의한 증폭만을 고려한다.

레이저 매질은 크게 세가지로 나뉘어진다. 즉,  $\gamma_{\perp} \gamma_{\parallel} \gg \chi_{1,2}$ 의 조건을 만족시키는 경우로 He-Ne, Ar<sup>+</sup>, Kr<sup>+</sup> 등이 이에 해당하고,  $\gamma_{\perp} \gg \gamma_{\parallel} \chi_{1,2}$ 의 조건을 만족시키는 경우로 Nd, Ruby, CO<sub>2</sub> 등이 이러한 특성을 가지며, 마지막으로  $\gamma_{\perp} \approx \gamma_{\parallel} \approx \chi_{1,2}$ 의 조건을 만족시키는 경우로 NH<sub>3</sub> 등이 이런 경우에 해당된다. 여기서  $\gamma_{\parallel}$ 은 밀도반전의 감쇄율,  $\gamma_{\perp}$ 은 분극의 이완율, 그리고  $\chi_{1,2}$ 는 공진기 내에서 양방향으로 발전되는 전기장 진폭의 감쇄율이다.<sup>[13]</sup> 각 경우에 대해서, 맥스웰-블로흐 방정식은 매질의 특성에 의해서 다소 간소화될 수 있다.

본 연구에서는 레이저 매질로서 Nd:YAG를 고려하고, 따라서 레이저 발전 시에 나타나는 매개변수는 위의 둘째 경우에 해당하는 조건을 갖는다. 균질화대 단일모드 발전에서 공간적 구멍태움 효과를 고려한 방정식은 다음과 같다.<sup>[11]</sup>

$$i(\partial_t + \kappa_j)\beta_j(t) - \omega \beta_j(t) = \frac{N}{L} \int_0^L dx g_j^*(x) \alpha(x, t) \quad (1.a)$$

$$i(\partial_t + \gamma_{\perp})\alpha(x, t) - \omega_{\alpha} \alpha(x, t) = -D(x, t) \sum_j g_j(x) \beta_j(t) \quad (1.b)$$

$$i(\partial_t + \gamma_{\parallel})D(x, t) = i\sigma\gamma_{\parallel} + 2 \sum_j [g_j(x) \alpha^*(x, t) \beta_j(t) - c.c.] \quad (1.c)$$

모드를 나타내는 첨자  $j=1,2$ 는 각각 시계방향과 반시계방향으로 진행되는 광속을 나타내고,  $\beta(t)$ 는 시간에 대해 느리게 변하는 전기장의 포락선,  $\alpha(x, t)$ 는 매질내에 유도되는 분극,  $L$ 은 매질의 길이,  $N$ 은 매질이 포함하는 전체 원자 또는 분자의 수,  $D(x, t)$ 는  $\frac{(N_+ - N_-)}{(N_+ + N_-)}$ 으로 규격화된 밀도반전, 그리고  $\sigma p_{\parallel}$ 는 밀도반전을 일으키는 펌핑율이다.  $\omega_{\alpha}$ 는 레이저 매질의 전이 각진동수이고  $\omega_c$ 는 공진기의 공명 각진동수이며, 발전되는 광속의 각진동수는  $\omega_k$ 이다. 결합상수  $g(x)$ 는

$$g_j(x) = -i(2\pi\omega_k)^{1/2}(\mu/\hbar) \exp[(-1)^{j-1}ikx] \quad (2)$$

으로 주어지고,  $k = \omega_k/c$ .  $\mu$ 는 쌍극자 행렬요소,  $x$ 는 공진기를 따라 측정된 거리이다.

각 방향으로 발전되는 전기장과 밀도반전을 무차원량으로 표현하기 위해서

$$E_j \equiv \left( \frac{\gamma_{\perp} \gamma_{\parallel}}{4|g|^2} \right)^{-1/2} e^{i\omega_k t} \beta_j(t) \quad (3.a)$$

$$P_j \equiv \sigma^{-1} \left( \frac{|g|^2 \gamma_{\parallel}}{4\gamma_{\perp}} \right)^{-1/2} g_j^*(x) \alpha(x, t) e^{i\omega_k t} \quad (3.b)$$

$$D \equiv D \sigma^{-1} \quad (3.c)$$

을 도입하고, 새로운 무차원 시간은  $\tau = \kappa_1 t$ 로 정의한다. 이렇게 정의된 무차원량을 사용하여 (1) 식들은 다음과 같이 새롭게 쓸 수 있다.

$$i(\partial_{\tau} + K_j)E_j(\tau) = \frac{A}{L} \int_0^L dx P_j(x, \tau) \quad (4.a)$$

$$i(\partial_{\tau} + \Gamma_{\perp})P_j(x, \tau) + \theta P_j(x, \tau) = -\Gamma_{\perp} D(x, \tau)(E_j + E_{3-j} e^{(-1)^j 2ikx}) \quad (4.b)$$

$$i(\partial_{\tau} + \Gamma_{\parallel})D(x, \tau) = i\Gamma_{\parallel} + \frac{\Gamma_{\parallel}}{2} \sum_j [P_j^* E_j - P_j E_j^*] \quad (4.c)$$

$$K_j \equiv \frac{\kappa_j}{\kappa_1}, \quad A \equiv \frac{\sigma N |g|^2}{\gamma_{\perp} \kappa_1}, \quad \Gamma_{\perp} \equiv \frac{\gamma_{\perp}}{\kappa_1}, \quad \Gamma_{\parallel} \equiv \frac{\gamma_{\parallel}}{\kappa_1}, \quad \theta \equiv \frac{\omega_c - \omega_A}{\kappa_1} \quad (5)$$

이제  $\Gamma_{\perp} \gg \Gamma_{\parallel}$ ,  $K_j$ 임을 고려하여, 분극 성분을 단열적으로 제거하고, 밀도반전에 대한 조화전계

$$D(x, \tau) = \sum_n D_n(\tau) e^{-i2n\kappa x} \quad (6.a)$$

$$D_n(\tau) = \frac{1}{L} \int_0^L D(x, \tau) e^{i2n\kappa x} dx \quad (6.b)$$

에서  $n=0,1$  두 항만을 택하면, (4) 식들로부터 다음의 연립 편미분 방정식을 얻는다.

$$(\partial_{\tau} + 1)E_1 = (1 + i\Delta)\bar{A}(E_1 D_0 + E_2 D_1^*) \quad (7.a)$$

$$(\partial_{\tau} + K_2)E_2 = (1 + i\Delta)\bar{A}(E_2 D_0 + E_1 D_1) \quad (7.b)$$

$$(\partial_{\tau} + \Gamma_{\parallel})D_0 = \Gamma_{\parallel} - \bar{\Gamma}_{\parallel} D_0 (|E_1|^2 + |E_2|^2) - \bar{\Gamma}_{\perp} [E_1 E_2^* D_1 + E_1^* E_2 D_1^*] \quad (7.c)$$

$$(\partial_{\tau} + \Gamma_{\parallel})D_1 = -\bar{\Gamma}_{\perp} D_1 (|E_1|^2 + |E_2|^2) - \bar{\Gamma}_{\parallel} E_1^* E_2 D_0 \quad (7.d)$$

$$\Delta \equiv \frac{\omega_c - \omega_A}{\gamma_{\perp}}, \quad \bar{A} \equiv \frac{A}{1 + \Delta^2}, \quad \bar{\Gamma}_{\perp} \equiv \frac{\Gamma_{\perp}}{1 + \Delta^2} \quad (8)$$

(7) 식들이 전산시능을 위한 기본식들이다. 펌핑율과 감쇄율 및 진동수 어긋남을 변화시키면서 출력광속의 특성을 조사하고자 한다.

## III. 진동수 어긋남에 의한 출력 안정성

앞 절에서 구한 연립 편미분 방정식에서 두 광속의 감쇄율은 시계방향으로 진행되는 광속의 감쇄율로 규격화하였다.  $K \geq 1$ 인 경우만을 고려하여 시계방향으로 진행되는 광속을 강한 모드, 반시계방향으로 진행되는 광속을 약한 모드라고 부르자. 반대로  $K \leq 1$ 인 경우는 강한 모드와 약한 모드의 역할만이 바뀔 뿐이다. 정상상태에서 (7) 식들은 다음의 4가지 해를 갖는다.<sup>[11]</sup>

- (i)  $E_1 = E_2 = 0$
- (ii)  $I_1 \equiv |E_1|^2 = A - (1 + \Delta^2), E_2 = 0$   
 $A \geq 1 + \Delta^2$
- (iii)  $I_2 \equiv |E_2|^2 = \frac{A}{K} - (1 + \Delta^2), E_1 = 0$   
 $A \geq K(1 + \Delta^2)$
- (iv)  $I_1 = \frac{1}{2(K^2 + 1)} \{A - 2(K^2 + 1)(1 + \Delta^2) + [A^2 + 4(1 + \Delta^2)^2(1 + K^2)]^{1/2}\}$   
 $I_2 = KI_1 + (K - 1)(1 + \Delta^2)$

첫 번째는 펌핑률이 레이저 발진문턱을 넘지 못하여 발진되지 않은 경우이고, 두 번째와 세 번째는 오직 시계방향이거나 혹은 반시계방향으로만 발진되는 경우이며, 네 번째는 양방향으로 발진되는 경우이다.

위에서 열거한 두 번째 경우에 대해서 정상해의 안정성을 조사하기 위하여, 정상상태 부근에서 다음과 같이 시도함수들을 도입하자.

$$E_1 = I_1^{1/2} e^{i\Delta\tau} + \varepsilon \xi_1 e^{i\Delta\tau} e^{\lambda\tau} + O(\varepsilon^2) \quad (9.a)$$

$$E_2 = \varepsilon \xi_2 e^{i\Delta\tau} e^{\lambda\tau} + O(\varepsilon^2) \quad (9.b)$$

$$D_0 = \bar{A}^{-1} + \varepsilon \eta_0 e^{\lambda\tau} + O(\varepsilon^2) \quad (9.c)$$

$$D_1 = \varepsilon \eta_1 e^{\lambda\tau} + O(\varepsilon^2) \quad (9.d)$$

여기서  $\xi_1, \xi_2, \eta_0, \eta_1$ 은  $O(1)$ 의 양이고,  $\varepsilon$ 은 매우 작은 섭동변수다.  $\lambda$ 값의 부호에 따라 정상해의 안정성을 알 수 있다. 즉  $\lambda$ 의 실수부가 음이면 출력광속의 포락선이 지수적으로 감소되어 전기장이 정상상태의 해로 접근하므로 안정적인 출력을 얻을 수 있고,  $\lambda$ 의 실수부가 양이 되면 지수적으로 증가하게 되어 출력광속의 변조가 나타난다. (9) 식들을 (7) 식들에 대입하여  $\lambda$ 에 대하여 정리하면  $\lambda$ 가 0인 경우와

$$\lambda^2 + \lambda\Gamma \bar{A} + 2\Gamma_1 (\bar{A} - 1) = 0 \quad (10)$$

로 계산된다. (10) 식으로부터  $\bar{A} > 1$ 인 경우,  $\lambda$ 가 음의 실수부를 가지므로 항상 강한모드가 안정하게 발진함을 알 수 있다. 그리고 나머지 4차식은 두개의 2차 복소 방정식으로 인수분해되고, 그 중 하나의 2차 복소 방정식은

$$\lambda^2 + \lambda(\Gamma_1 \bar{A} + K - 1) + \Gamma (K\bar{A} - 1) + i\Delta\Gamma_1 (\bar{A} - 1) = 0 \quad (11)$$

이고 다른 하나는 (11) 식의 복소켈레식이다.  $\bar{A} > 1$ 인 경우에  $\lambda$ 의 실수부가 음의 값을 갖는 조건은

$$\Delta^2 < \frac{(\bar{A}K - 1)(\Gamma_1 \bar{A} + K - 1)^2}{\Gamma (\bar{A} - 1)^2} \quad (12)$$

이고, 이것이 바로 레이저 출력광속이 안정적으로 발진하는 조건이다.

그림 2와 3은 펌핑률과 진동수 어긋남의 그래프 상에서 시계방향으로 진행되는 레이저 광속의 안정 및 불안정 영역을 보여준다. 그림 2는 양방향 레이저 광속의 감쇄율 차이가 변하면서 레이저 출력광속의 안정 및 불안정 영역의 변화를 보

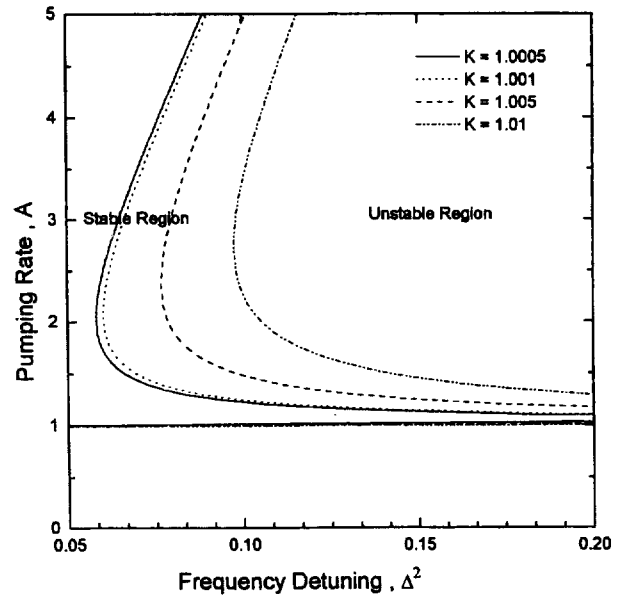


그림 2. 손실률에 따른 진동수 어긋남과 펌핑률에 대한 출력세기의 안정 영역.

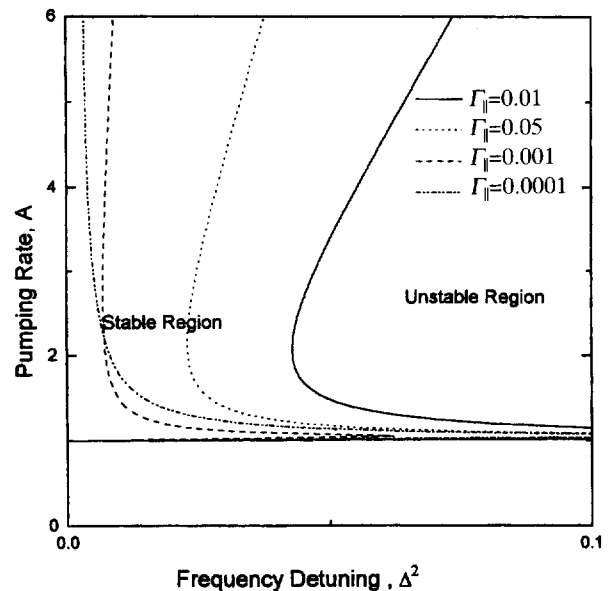


그림 3.  $\Gamma_1$ 에 따른 진동수 어긋남과 펌핑률에 대한 출력세기의 안정 영역.

여주며, 규격화된 감쇄율  $K$ 가 1.0005, 1.001, 1.005, 그리고 1.01로 점점 커지면서 안정 영역이 진동수 어긋남과 펌핑률의 그래프 상에서 점점 증가함을 보여준다. 양방향에 같은 손실을 갖게 되면, 강한 모드와 약한 모드의 구분이 없고, 따라서 레이저 발진시 같은 안정 조건을 갖게 된다. 그림 3은 밀도반전 감쇄율과 시계방향 전기장의 감쇄율의 비인  $\Gamma_1$ 의 차이에 따른 안정 영역의 변화를 나타낸다. 이 결과로부터 고리형 공진기 내에서 전기장의 감쇄율에 비하여 밀도반전의 감쇄율이 작아질 때 펌핑률과 진동수 어긋남에 대해 레이저의 안정적인 출력을 얻기가 용이함을 알 수 있다. 이는 고체 레이저의 경우, 밀도반전 감쇄율이 작으므로 더욱 안정적으로 레이저

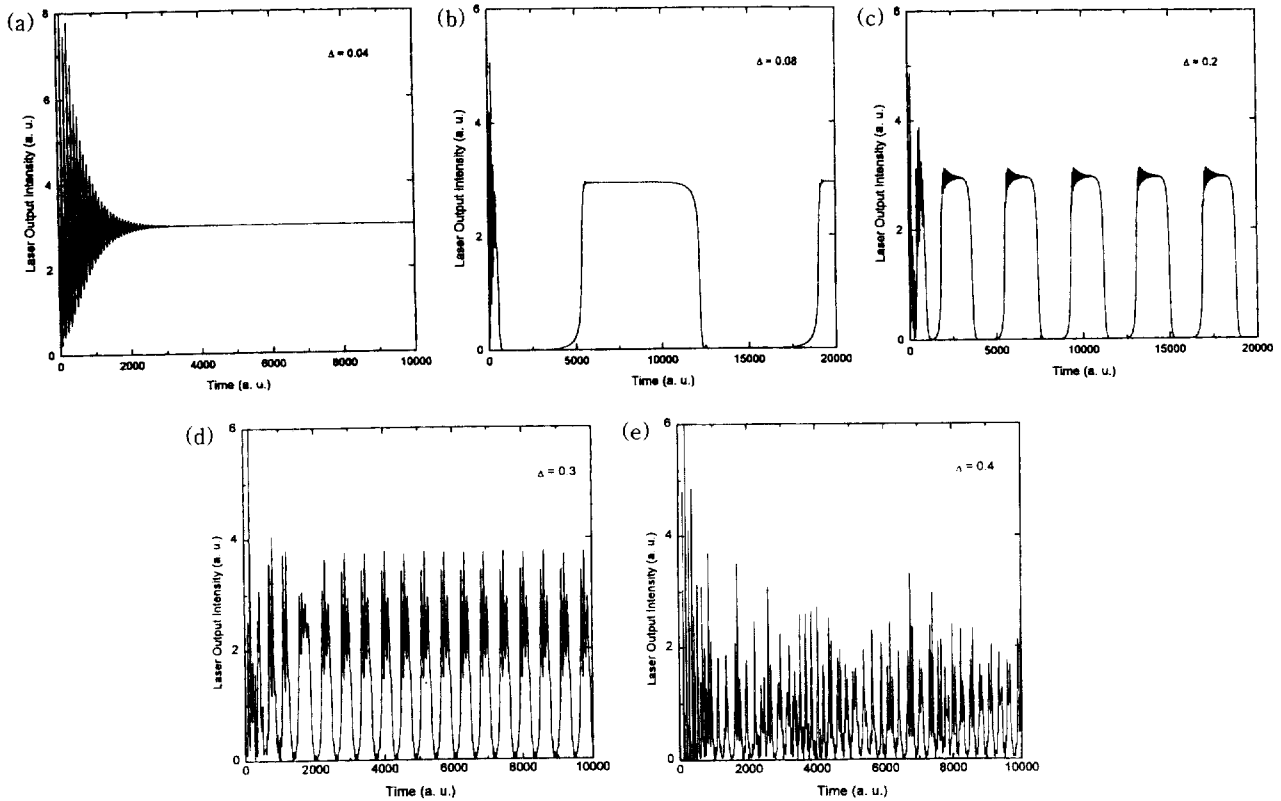


그림 4. 진동수 어긋남에 따른 시간에 의존하는 출력세기 형태 ( $\bar{A} = 3$ )  $\Delta$ 가 각각 (a) 0.04 (b) 0.08 (c) 0.2 (d) 0.3 (e) 0.4

를 발견시킬 수 있음을 의미한다.

레이저 출력의 시간 의존성을 수치해석적으로 구하기 위하여 (7) 식들을 Lunge-Kutta 방법으로 분석하였다. 이때 사용한 매개변수로는 펄핑률을 3으로 택하여 진동수 어긋남이 변화할 때에 출력 형태를 분석하였다. 그림 4(a)는  $\Delta$ 가 0.04일 경우에 출력세기를 보여준다. 그림 2에서 볼 수 있듯이  $\Delta$ 가 0.04인 경우는 안정 영역에 속하므로 안정적인 출력을 얻을 수 있다. 그림에서 보면 임의의 시간축에서 시각이 약 4000일 때까지 출력의 이완이 일어남을 볼 수 있다. 다음으로 그림 4(b)는  $\Delta$ 가 안정 영역을 바로 벗어나 불안정 영역에 놓여있을 경우에 출력세기의 형태를 보여준다. 거의 사각 형태를 갖고 있으며 출력이 시작되면서 이완진동이 일어남을 확인할 수 있다. 이런 주기적인 사각형의 출력은 시간에 대해 주기적으로 반복된다. 출력 세기는  $I=A-I\Delta^2$ 로 정상상태의 값과  $I=0$ 의 값을 반복적으로 갖게 됨을 알 수 있다. 그림 4(c)에서는  $\Delta$ 가 0.2로 더욱 커졌을 경우인데,  $\Delta$ 가 커질수록 사각형 출력세기의 변조 진동수가 커지는 것을 확인할 수 있으며, 사각형의 출력이 시작할 때마다 나타나는 이완진동의 진폭과 진동수가 더 커지는 것을 알 수 있다. 다음으로 그림 4(d)는  $\Delta$ 가 0.3인 경우로, 주기성은 가지고 있지만 출력세기의 형태가 매우 변조되었음을 보여준다. 여기서도 마찬가지로 출력세기의 변조 진동수가 더욱 커졌음을 알 수 있다. 마지막으로 그림 4(e)는  $\Delta$ 가 0.4인 경우로, 진동수 어긋남의 정도가 너무 커서 출력세기의 변조 주기를 찾기가 힘들다.

#### IV. 결 론

고리형 공진기를 갖는 레이저에서 양방향으로 발견되는 광속들은 서로간의 상호작용에 의해 그 출력세기가 변조 현상을 보인다. 맥스웰-블로흐 방정식으로 기술되는 준고전적 모형을 이용하여 고리형 레이저에서의 출력세기 변조 현상을 분석하였다. 또한 이러한 매개변수들에 의해 나타나는 출력세기의 변조 현상을 전산시뮬레이션으로 조사하였다.

레이저 출력세기의 변조 특성은 두가지로 나누어 생각할 수 있다. 첫번째로는 변조 진동수인데, 이는 단일 모드 발진시, 양방향 광속의 이득곡선 중심으로부터 벗어나는 진동수 어긋남의 차이에 의존한다. 전산시뮬레이션을 통하여 진동수 어긋남이 커질수록 변조 진동수는 커지는 것을 확인할 수 있었으며, 이는 레이저 매질내에 밀도반전이 주기적으로 분포되기 때문이다. 단일모드로 레이저를 발진할 때 사용되는 Fabry-Perot etalon의 간격을 조절함으로써 진동수 어긋남을 조절할 수 있고, 따라서 출력세기 변조 진동수가 변화하는 것을 실험적으로도 확인할 수 있다.

#### 참 고 문 헌

[1] J. A. White "Stability of Traveling Waves in Lasers," Phys. Rev. **137A**, 1651 (1965).  
 [2] Frederick Aronowitz, "Theory of a Traveling-Wave Optical Maser," Phys. Rev. **138A**, 635 (1965).

- [3] E. M. Belenov, "Spatial Field Distribution in a Ring Laser," *Sov. Phys.-Tech. Phys.* **13**, 654 (1968).
- [4] L. N. Menegozzi and W. E. Lamb, Jr., "Theory of a Ring Laser," *Phys. Rev.* **A8**, 2103 (1973).
- [5] E. L. Klochan, L. S. Kornienko, et. al., "Oscillation regimes in a rotating solid-state ring laser," *Sov. Phys. JETP*, **38**, 669 (1974).
- [6] E. L. Klochan, L. S. Kornienko, et. al., "Unidirectional oscillation in a solid state ring laser," *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 215, 313 (1974).
- [7] M. Sargent III, M. O. Scully, et al, *Laser Physics*, (Addison-Wesley Pub. Com. Inc., 1st ed., 1974), Ch 8~11.
- [8] P. Mandel, "Fluctuations in a laser theory," *Phys. Rev.* **A21**, 2020 (1980).
- [9] P. Lett, W. Christian, et. al., "Macroscopic Quantum Fluctuations and First-Order Phase-Transition in a Laser," *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1892 (1981).
- [10] P. Mandel, "Modes Instabilities in a Homogeneously Broadened Ring Laser," *Opt. Commun.* **42**, 269 (1982).
- [11] H. Zeghlache and P. Mandel, et al, "Bidirectional ring laser : Stability analysis and time-dependent solutions," *Phys. Rev.* **A37**, 470 (1988).
- [12] H. Zeghlache and P. Mandel, et. al., "Phase and amplitude dynamics in the laser Lorenz model," *Phys. Rev.* **A38**, 3128 (1988).
- [13] K. Shimoda, *Introduction to Laser Physics*, (Springer-Verlag Vol. 44, 2nd ED, 1991), Ch 9.

### **Instability of the output intensity of Nd:YAG ring laser with the frequency detuning**

Dae-Yoon Park, Kisik Kim and Seungho Choi  
*Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea*

Jaechul Lee, Sang-Geun Gil and Jung-Mee Hong  
*Institute for Advanced Engineering, Yongin 449-800, Korea*

(Received : March 15, 1997)

We analyze the intensity characteristics of the output beams of the ring laser, in which only one mode is generated in each direction, within the neoclassical model by using the Maxwell-Bloch equation. Considering the Nd:YAG crystal as a gain medium, we investigate the stability and the modulation of the output beam intensity as the pumping rate, the relaxation or the decay rate, and the frequency detuning vary, upon taking into account the effect of the beam in one direction onto the beam in the other direction. In particular, we examine the variation of the output beam intensity and the stability condition through a computer simulation.