

## 평면 반일체 고리형 공진기를 이용한 Nd:YAG 레이저의 단방향 단일 모드 발진

박종락 · 이해웅

한국과학기술원 물리학과

윤태현 · 정명세

한국표준과학연구원

(1999년 2월 19일 받음, 1999년 6월 18일 수정본 받음)

다이오드 레이저 펌핑 Nd:YAG 레이저를 평면 반일체 고리형 공진기를 이용하여 1064 nm 파장에서 단방향, 단일 모드로 발진시켰다. 실험에 사용된 반일체 고리형 공진기는 자기장 내에 놓여진 Nd:YAG 레이저 활성매질, 결정 석영판, 출력경으로 구성되어 전체적으로 광 다이오드로서 작용한다. 이에 대한 고유편광 이론 연구가 수행되었으며, 고유편광 모드에 대한 광손실이 계산되었다. 1.2 W, 809 nm 다이오드 레이저로 펌핑하여 155 mW의 단일 모드 출력을 얻었으며, 이 때의 기울기 효율은 17%이었다. 동일한 두 레이저 시스템이 제작되었는데, 그 출력들의 맥놀이 주파수 스펙트럼으로부터 100 kHz 이하의 레이저 선폴을 갖는 것으로 측정되었고, 2 GHz 이상의 영역에서 연속적인 주파수 튜닝이 관측되었다.

### I. 서 론

레이저 다이오드로 펌핑되는 단일 모드 Nd:YAG 레이저는 그 규모가 콤팩트하고 출력 파워와 주파수가 매우 안정하여 고체 레이저를 이용한 코히런트 라이더(coherent LIDAR) 시스템,<sup>[1]</sup> 고변환 효율을 갖는 2차 조화파 발생 광원,<sup>[2]</sup> 광주파수 표준기를 위한 주파수 안정화 레이저<sup>[3]</sup> 등 여러 분야에 사용되어 왔다. Nd:YAG와 같이 균질 선폴확대된 레이저에서 단일 종모드 발진은 일반적으로 일정한 수준의 출력까지만 가능한데, 이것은 레이저 매질 내에 공간적 홀버닝(hole burning) 효과가 나타나기 때문이다.<sup>[4]</sup> 공간적 홀버닝 효과를 제거하여 안정한 단일 모드 동작을 실현하는 방법으로는 트위스트 모드 방법<sup>[5]</sup>과 고리형 레이저를 단방향으로 발진시키는 방법<sup>[6,12]</sup>이 있다. 트위스트 모드 방법의 중심 아이디어는 레이저 활성매질 내에서 반대방향으로 진행되는 두 파가 서로 직교하는 편광 상태를 갖도록 만들어 주어 레이저가 정상파 형태로 발진하지 않도록 하는 것인데, 두 개의 거울을 사용하는 일반적인 레이저 공진기에 두 개의 1/4 파장판과 한 개의 편광자를 삽입하여 트위스트 모드 방법을 실현하였다.<sup>[5]</sup> 대부분의 고리형 공진기는 단방향 발진을 위해 광 다이오드를 사용한다. 광 다이오드는 비가역적인 편광 회전기, 가역적인 편광 회전기, 편광자의 세 요소로 구성되어 있다. 광 다이오드에 의해 고리형 공진기 내에서 서로 반대 방향으로 진행되는 파들은 서로 다른 손실을 경험하게 되는데, 그 이유는 어느 한쪽 방향으로 진행되는 파에 대해서 비가역적인 편광 회전기와 가역적인 편광 회전기에 의한 편광 회전이 서로 상쇄되었다면, 다른 한쪽 방향으로 진행되는 파에 대해서는 합쳐지게 되어 반대 방향으로 진행되는 파들이 서로 다른 고유편광 모드를 갖게 되기 때문이다. 두 모드 중에서 작은 손실을 갖고 있는 모드가 모드 경쟁에서 살아남아 단방향 발진이 이루어진다. 단방향 발진이 일어나게 되면 공진기 내에 정상파가 형성되지 않고, 따라서

공간적 홀 버닝 효과가 나타나지 않게 된다. 그 외에 공진기 외부 되반사경을 이용하여 단방향 발진을 실현한 보고가 있는데,<sup>[12]</sup> 이것은 고리형 레이저의 양방향 출력 중 한쪽을 외부 되반사경을 사용하여 공진기 내부로 반사시켜 양방향 발진에 대한 비대칭성을 유도하는 방법으로 진정한 의미에서의 단방향 발진은 아니다.

단방향 발진 고리형 공진기는 그 구조에 따라 개방형(open),<sup>[6,7]</sup> 일체형(monolithic),<sup>[8,9]</sup> 반일체형(semimonolithic) 공진기로<sup>[10,11]</sup> 분류할 수 있다. 개방형 공진기는 두 개 이상의 거울과 레이저 활성 매질, 광 다이오드 등으로 구성되어 있다. 일반적으로 개방형 공진기는 그 디자인에 있어서 매우 큰 유연성을 갖고 있기 때문에 내부 공진기형 2차 조화파 발생, 펄스 동작 등 매우 다양한 동작 모드로 사용이 가능하다. 그러나 그 규모가 크고 많은 수의 광학 부품으로 구성되어 있어서, 역학적으로 불안정하여 일체형에 비해 매우 낮은 주파수 안정도를 갖고 있다. Kane 등<sup>[8]</sup>에 의해 최초로 제안된 비평면 일체형 공진기는 자기장이 가해진 레이저 활성매질, 비평면 고리형 구조, 사각으로 입사되는 다층 유전체 코팅된 레이저 활성매질의 거울면이 각각 비가역적인 편광 회전기, 가역적인 편광 회전기, 편광자의 역할을 하여 레이저 활성매질 자체가 공진기 및 광 다이오드로 작용하는 구조이다. 오직 하나의 광학 부품으로만 구성되어 있으므로 콤팩트하고 매우 뛰어난 출력 및 주파수 안정도를 갖고 있다. 그러나 일체형 구조를 갖고 있기 때문에 그 동작 모드는 연속 발진이나 이득 스위칭 모드로 제한되며, 주파수 튜닝은 매우 느린 튜닝 방법인 열팽창을 이용한 온도 튜닝을 주로 사용한다. PZT(piezoelectric transducer)를 사용하여 레이저 활성매질에 역학적인 응력을 주어 주파수를 튜닝할 수도 있으나, 그 튜닝 범위는 100 MHz 정도로 제한된다.<sup>[13]</sup> 따라서 개방형 공진기나 반일체형 공진기의 거울을 PZT로 구동하여 공진기의 길이를 변화시키는 것이 비교적 넓은 주파수 영역을 빠른 속도로 튜닝하는 방법으로 적합하다. 반일체형 공

진기는 하나 혹은 그 이상(전부는 아님.)의 공진기 반사경이 레이저 활성매질의 일부로 대체된 공진기로 정의할 수 있다.<sup>[11]</sup> 반일체형 공진기는 비교적 적은 수의 광학 부품들로 구성되어 있어 개방형 공진기보다 역학적으로 안정하며, 반사경 하나와 레이저 활성매질이 분리되어 있어 PZT로 거울을 구동하여 직접적인 주파수 튜닝이 가능한 장점을 갖고 있다.

본 논문에서는 평면 반일체 고리형 공진기를 이용한 단방향 발진 단일 모드 Nd:YAG 레이저에 대한 이론 및 실험적 결과를 보고한다. 실험에 사용된 반일체 고리형 공진기는 자기장 내에 놓여진 Nd:YAG 레이저 활성매질, 결정 석영판, 출력경으로 구성되어 있고, 각각은 비가역적인 편광 회전기, 가역적인 편광 회전기, 편광자의 역할을 하여 전체적으로 광 다이오드로서 작용한다. 이러한 공진기 구조에서의 고유편광에 대한 이론적 연구가 수행되어 고유편광 모드에 대한 광손실이 계산되었으며, 단일 모드 출력 파워 특성이 측정되었다. 동일한 두 레이저 시스템을 제작하여 그 출력들의 맥놀이 주파수 스펙트럼을 측정하여 제작된 레이저의 선풍을 측정하였으며, 레이저 출력경을 PZT로 구동하여 연속적 주파수 튜닝 특성을 관측하였다.

## II. 평면 반일체 고리형 공진기에 대한 고유편광 이론

존스 벡터와 존스 행렬을 이용해 광의 편광 상태와 편광 상태를 바꾸어 주는 광학 요소를 기술하는 방법은 편광된 광을 사용하는 광학 시스템을 분석하는데 매우 유용하다. 존스 벡터  $\mathbf{E}$ 는  $z$  축으로 진행하는 광의  $x$  축과  $y$  축 방향으로의 전기장의 복소수 크기가 각각  $E_x, E_y$ 일 때, 다음과 같이 표현된다.<sup>[14]</sup>

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (1)$$

여기서  $E_x, E_y$ 는  $x$  축과  $y$  축 방향으로의 전기장이 공통적으로 갖고 있는 시간 공간적으로 변하는 위상항을 제거한 값이다. 광의 편광 상태를 바꾸어 주는 임의의 광학 요소에 대한  $2 \times 2$  존스 행렬을  $\mathbf{M}$ 이라 할 때, 광학 요소에 입사하는 광의 편광 상태  $\mathbf{E}_{in}$ 은 광학 요소를 통과 한 후 다음과 같은 일반적인 행렬곱의 법칙에 따라  $\mathbf{E}_{out}$ 으로 변환된다.

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{out} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{in} \quad (2)$$

여기서

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (3)$$

이다. 공진기를 구성하는 광학 요소들의 광경로에 따른 존스 행렬의 곱을  $\mathbf{M}^{tot}$ 라고 하면, 고유편광에 대한 고유값  $\lambda$ 는 고유값 방정식

$$\mathbf{M}^{tot} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (4)$$

로부터 다음의 방정식을 만족함을 알 수 있다.

$$\lambda^2 - \lambda Tr(\mathbf{M}^{tot}) + det(\mathbf{M}^{tot}) = 0 \quad (5)$$

여기서  $Tr(\mathbf{M}^{tot})$ 는 행렬  $\mathbf{M}^{tot}$ 의 대각합(trace)을,  $det(\mathbf{M}^{tot})$ 는 행렬  $\mathbf{M}^{tot}$ 의 행렬식(determinant)을 의미한다. 고유값  $\lambda$ 는 그 값에 해당하는 고유편광의 광손실  $L$ 과 다음과 같은 관계를 갖고 있다.

$$L = 1 - |\lambda|^2 \quad (6)$$

유전체 코팅된 반사면에 대한 존스 행렬은 특성행렬의 방법(method of characteristic matrices)으로 구할 수 있는데,<sup>[15]</sup> 1/4 파장의 광경로 두께로 굴절률이 크고 작은 유전체를 번갈아 다층 코팅한 반사면에 대해서는  $p$  편광과  $s$  편광에 대한 상대적 위상차가  $\pi$  만큼 나기 때문에 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{bmatrix} ir_p & 0 \\ 0 & -ir_s \end{bmatrix} \quad (7)$$

여기서  $r_p$ 와  $r_s$ 는 각각  $p$  편광과  $s$  편광에 대한 반사계수의 절대값인데,  $x$  축 방향으로의 편광과  $y$  축 방향으로의 편광이 각각  $p$  편광과  $s$  편광에 해당한다고 가정하였다. 내부 전반사에 대한 존스 행렬은 다음과 같다.<sup>[16]</sup>

$$\begin{bmatrix} e^{i(\Delta/2)} & 0 \\ 0 & e^{-i(\Delta/2)} \end{bmatrix} \quad (8)$$

여기서  $\Delta$ 는 입사각을  $\theta$ , 굴절률을  $n$ 이라 할 때, 다음 관계식을 만족한다.

$$\tan(\Delta/2) = \frac{\cos\theta \sqrt{\sin^2\theta - 1/n^2}}{\sin^2\theta} \quad (9)$$

Nd:YAG 결정의 굴절률  $n$ 은 1064 nm의 파장에서 1.82이다.<sup>[4]</sup> 복굴절이 없는 투과면에서는  $p$  편광과  $s$  편광이 겪는 위상변화가 동일하므로 존스 행렬은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{bmatrix} t_p & 0 \\ 0 & t_s \end{bmatrix} \quad (10)$$

여기서  $t_p$ 와  $t_s$ 는 각각  $p$  편광과  $s$  편광에 대한 투과율의 제곱근이다. 편광회전 소자에 대한 존스 행렬은 회전각도를  $\gamma$ 라 할 때 다음과 같이 주어진다.

$$\mathbf{R}(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos\gamma & -\sin\gamma \\ \sin\gamma & \cos\gamma \end{bmatrix} \quad (11)$$

본 연구에서 제안된 평면 반일체 고리형 공진기의 개략도는 그림 1(a)와 같다. 시계 방향(CW)으로 진행하는 파와 반시계 방향(CCW)으로 진행하는 파에 대해 그림 1(b)와 같은 좌표계를 사용하고, 광경로의 시작점을 경로 AB사이(+)에 잡도록 한다. CW로 회전하는 모드는  $A \rightarrow G \rightarrow F \rightarrow E \rightarrow D \rightarrow C \rightarrow B$

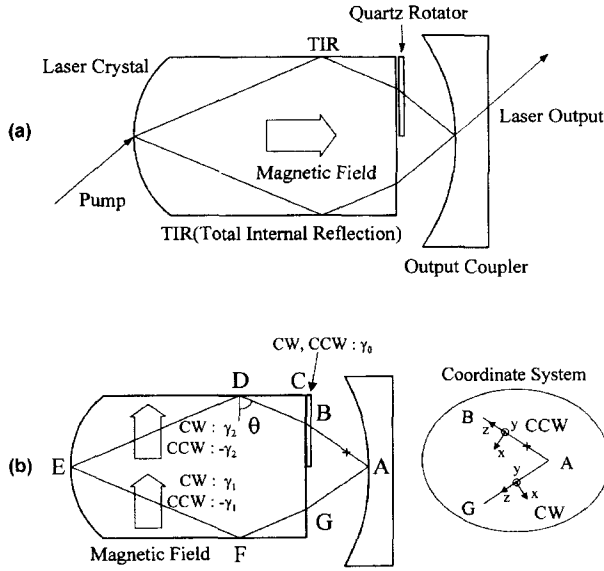


그림 1. (a) Schematic of the planar semimonolithic ring cavity. (b) Definitions of the parts in the optical system for the corresponding Jones matrices and the coordinate systems used in the numerical calculations.

의 경로를 따라 진행하고, CCW로 회전하는 모드는 B → C → D → E → F → G → A의 경로를 따라 진행한다. 여기서 A는 출력경의 반사면, B는 결정 석영의 투과면, C는 결정 석영의 투과면과 Nd:YAG 결정의 투과면, D와 F는

표 1. Jones matrices and numerical values of optical elements used for numerical investigations

Jones Matrix	Numerical Value
$M_A = \begin{bmatrix} ir_{p,A} & 0 \\ 0 & -ir_{s,A} \end{bmatrix}$	$r_{p,A} = \sqrt{0.500}$ $r_{s,A} = \sqrt{0.910}$
$M_B = \begin{bmatrix} t_{p,B} & 0 \\ 0 & t_{s,B} \end{bmatrix}$	$t_{p,B} = \sqrt{0.999}$ $t_{s,B} = \sqrt{0.997}$
$M_C = \begin{bmatrix} t_{p,C} & 0 \\ 0 & t_{s,C} \end{bmatrix}$	$t_{p,C} = \sqrt{1.000 \times 0.999}$ $t_{s,C} = \sqrt{0.997 \times 0.997}$
$M_D = M_F = \begin{bmatrix} e^{i(\Delta/2)} & 0 \\ 0 & e^{-i(\Delta/2)} \end{bmatrix}$	$\tan(\Delta/2) = \frac{\cos \theta \sqrt{\sin^2 \theta - 1/n^2}}{\sin^2 \theta}$ $\theta = 72.2^\circ, n = 1.82$
$M_E = \begin{bmatrix} ir_{p,E} & 0 \\ 0 & -ir_{s,E} \end{bmatrix}$	$r_{p,E} = \sqrt{0.996}$ $r_{s,E} = \sqrt{0.998}$
$M_G = \begin{bmatrix} t_{p,G} & 0 \\ 0 & t_{s,G} \end{bmatrix}$	$t_{p,G} = \sqrt{1.000}$ $t_{s,G} = \sqrt{0.997}$

Nd:YAG 결정 내부에서의 내부 전반사면, E는 Nd:YAG 결정의 반사면, G는 Nd:YAG 결정의 투과면을 뜻한다. 각각에 대한 존스 행렬과 행렬 요소의 값은 표 1과 같다. 각 행렬 요소의 값은 다음 장에 기술된 광학 부품들의 코팅 조건으로부터 결정된다. 결정 석영과 패러데이 효과에 의해 CW로 회전하는 모드에 대해 편광이 회전하는 각도를 각각  $\gamma_0, \gamma_{1,2}$ 라 하면, 본 논문에서 사용하는 좌표계를 따르면 CCW로 회전하는 모드에 대해서는 각각  $\gamma_0, -\gamma_{1,2}$ 가 된다. Nd:YAG 결정의 길이 방향으로 자기장을 가해주는 것이 패러데이 효과를 유도하는데 더욱 효과적인 방법이지만, 본 연구에서는 실험적 편의를 위해 그림 1(b)와 같이 Nd:YAG 결정의 폭 방향으로 자기장을 가하였다. 자기장의 세기는 광경로 DE와 광경로 EF에 걸쳐 일정하지 않으며 영구 자석 표면에서 멀어질수록 그 세기가 감소하지만, 논의를 간단히 하기 위해 광경로 DE와 광경로 EF사이에 각각 평균 자기장  $B_1$ 과  $B_2$ 가 가해졌다고 가정하면 패러데이 효과에 의해 편광이 회전되는 각도  $\gamma_{1,2}$ 는 다음 식으로부터 구할 수 있다.

$$\gamma_{1,2} = V l B_{1,2} \cos \theta \quad (12)$$

여기서  $V$ 는 Nd:YAG 결정의 버데트 상수로  $103^\circ/(\text{T}\cdot\text{m})$ 의 값을 갖고 있으며,<sup>[8]</sup> 광경로 DE(광경로 EF)의 길이  $l$ , 자기장과 광경로와의 각도  $\theta$ 는 각각 약 14.7 mm,  $72.2^\circ$ 의 값을 갖고 있다. 실험에 사용된 영구 자석에 의한 평균 자기장의 세기  $B_1, B_2$ 는 각각 0.27 T, 0.09 T이었는데, 이 때  $\gamma_1, \gamma_2$ 는 각각 약  $0.12^\circ, 0.04^\circ$ 로 계산된다.

CW, CCW로 회전하는 모드에 대한 존스 행렬  $M_{CW}$ 와  $M_{CCW}$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$M_{CW} = M_B R(\gamma_0) M_C M_D R(\gamma_2) M_E R(\gamma_1) M_F M_G M_A \quad (13)$$

$$M_{CCW} = M_A M_G M_F R(-\gamma_1) M_E R(-\gamma_2) M_D M_C R(\gamma_0) M_B \quad (14)$$

만일 결정 석영판의 편광 회전각도  $\gamma_0 = 0^\circ$ 라면,  $M_{CW}$ 와  $M_{CCW}$ 는 다음과 같이 된다.

$$M_{CW} = M_B M_C M_D R(\gamma_2) M_E R(\gamma_1) M_F M_G M_A \quad (15)$$

$$M_{CCW} = M_A M_G M_F R(-\gamma_1) M_E R(-\gamma_2) M_D M_C M_B \quad (16)$$

이 때, 행렬곱의 행렬식은 각 행렬의 행렬식의 곱과 같으므로

$$\det(M_{CW}) = \det(M_{CCW}) \quad (17)$$

이다. 또한 관계식

$$\begin{aligned} Tr(M_{CW}) &= Tr(M_{CW}^T) \\ &= Tr(M_A^T M_G^T M_F^T R(\gamma_1)^T M_E^T R(\gamma_2)^T M_D^T M_C^T M_B^T) \\ &= Tr(M_A M_G M_F R(-\gamma_1) M_E R(-\gamma_2) M_D M_C M_B) \end{aligned} \quad (18)$$

로부터

$$Tr(M_{CW}) = Tr(M_{CCW}) \quad (19)$$

을 얻을 수 있다. 여기서  $T$ 는 행렬의 전치연산을 뜻한다. 두 행렬의 행렬식과 대각합이 모두 동일하므로 식 (5)로부터 CW, CCW로 회전하는 두 모드는 같은 광 손실을 갖고 있음을 알 수 있다. 따라서 결정 석영판과 같은 가역적인 편광 회전기가

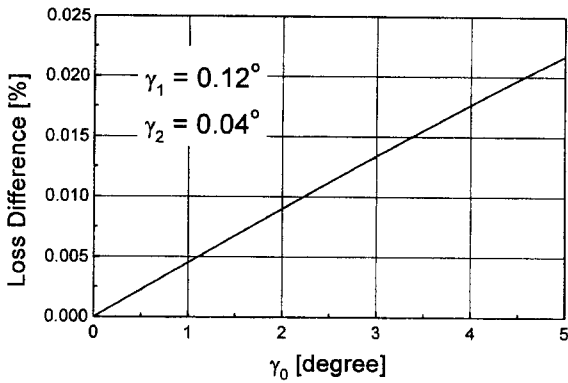


그림 2. Calculated loss differences as a function of the polarization rotation angle of the quartz plate for the case of  $\gamma_1 = 0.12^\circ$ , and  $\gamma_2 = 0.04^\circ$ .

없는 경우 단방향으로의 발진이 불가능하여 양방향 발진이 일어남을 알 수 있다.

그림 2는 결정 석영판의 편광 회전각도  $\gamma_0$ 를 변화 시켜가며 CW, CCW로 회전하는 두 모드 간의 손실 차이를 계산한 결과이다. CW, CCW 각각에 대하여 두 개의 고유편광 모드가 존재한다. 그 중 광손실이 적은 것들만이 발진할 것이므로, 두 방향 CW, CCW에 대해 광손실이 적은 모드만을 택하여 그 차이를 계산한 것이다. 두 모드 사이의 광손실이 충분히 크면 단방향 발진이 일어나게 되는데, 실험적으로 0.01% 이상이어야 한다는 것이 알려져 있다.<sup>[9]</sup>  $B_1, B_2$ 가 각각 0.27 T, 0.09 T일 때 광손실 차이가 0.01% 이상이 되려면  $\gamma_0 =$  약  $2.2^\circ$  이상이어야 한다. 광축방향으로의 두께 1 mm인 결정 석영판은 1064 nm 파장에 대해  $5.09^\circ$ 의 회전각을 갖고 있으므로,<sup>[17]</sup>  $\gamma_0 = 2.2^\circ$ 는 약 0.43 mm의 두께에 해당한다. 표 1의 행렬 요소 값 중에서 Nd:YAG 결정과 결정 석영판의 무반사 코팅된 면에 대한 투과율은  $s$  편광과  $p$  편광 각각에 대해 측정된 결과를 얻지 못했기 때문에 무반사 코팅 조건에 대해 계산된 값을 사용하였다. 다음 장에서 서술된 것과 같이 실험적으로 이 면들은 무편광(unpolarized light)에 대해 99.75% 이상의 투과율을 갖는 것으로 측정되었다. 따라서 이 면들에 대한  $s$  편광과  $p$  편광 각각에 대한 투과율은 99.5% 이상이라 말할 수 있는데, 이 범위 내에서 투과율 파라미터들을 변화시키며 앞서 설명한 것과 동일한 모드 간 광손실 차이에 대한 계산을 수행하였다. 이 때 모든 계산 결과가 약 3.7% 안에서 일치하였다.

### III. 평면 반일체 고리형 Nd:YAG 레이저 출력 및 주파수 특성

실험에 사용된 레이저 시스템의 구성도는 그림 3과 같다. Nd:YAG 결정(CASIX, atomic concentration of Nd:0.9%)은  $19 \text{ mm} \times 9 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 의 크기이며, 펌프 레이저가 입사하는 면은 100 mm의 곡률 반경을 갖고 있고 1064 nm 파장에 대해 고반사 코팅, 809 nm에 대해 고투과 코팅(투과율 93%)이 되어 있다. 펌프 입사면의 1064 nm 파장에 대한 고반사 코팅은 입사각도  $33.8^\circ$ 에서  $s$  편광에 대해 99.8%,  $p$  편광에 대해

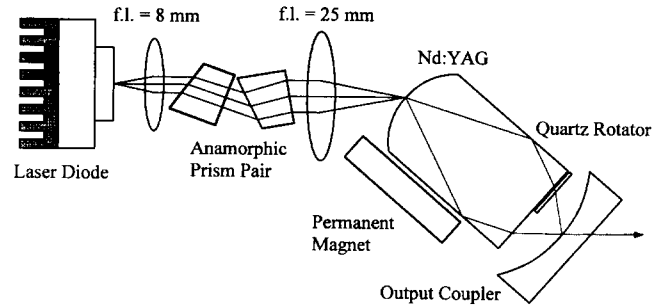


그림 3. Experimental setup.

99.6%의 반사율을 갖고 있는 것으로 측정되었다. Nd:YAG 결정의 윗면과 아랫면을 제외한 나머지 세면은 광학적으로 연마되어 있고, 그 중 펌프 입사면의 반대면에는 1064 nm 파장에 대해 무반사 코팅이 되어 있다. 무반사 코팅된 면은 입사각도  $33.8^\circ$ 에서  $s$  편광에 대해 100.0%,  $p$  편광에 대해 99.7%의 투과율을 갖고 있는 것으로 계산되었고, 무편광에 대해 99.75% 이상의 투과율을 갖고 있는 것으로 측정되었다. 광학적으로 연마된 나머지 두면에서는 내부 전반사가 일어나는데, 약  $72.2^\circ$ 의 입사각을 갖도록 공진기가 설계되었다. 출력경은 40 mm의 곡률 반경을 갖고 있으며, 입사각도  $33.8^\circ$ 와 1064 nm 파장에서  $s$  편광에 대해 91.0%,  $p$  편광에 대해 50.0%의 반사율을 갖고 있는 것으로 측정되었다. 실험에 사용된 Nd계열 영구자석의 크기는  $15 \text{ mm}$ (직경)  $\times$   $10 \text{ mm}$ (두께)이고, 표면에서의 자기장 세기는 0.41 T이었다. 앞서 서술한 것과 같이 영구 자석에 의한 평균 자기장의 세기  $B_1, B_2$ 는 각각 0.27 T, 0.09 T로 측정되었다. 결정 석영판은  $5.0 \text{ mm} \times 4.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ (두께)의 크기이며 광축이 공진기 내부의 광경로와 일치하도록 제작되었다. 양면이 1064 nm 파장에 대해 무반사 코팅되어 있는데, 입사각도  $33.8^\circ$ 에서  $s$  편광에 대해 99.9%,  $p$  편광에 대해 99.7%의 투과율을 갖고 있는 것으로 계산되었고, 무편광에 대해 99.75% 이상의 투과율을 갖고 있는 것으로 측정되었다. 회전되는 편광의 각도는 레이저 광이 경험하는 광축의 길이가 석영판의 두께 0.5 mm 보다 약간 길기 때문에 약  $2.7^\circ$ 이었다. 이 때의 광 손실 차이(그림 2)는 약 0.012%로 계산된다. 결정 석영판은 Nd:YAG 결정과 그림 3과 같은 위치에 접합되어 있는데, 무반사 코팅된 면들의 단순접합으로 인한 광 손실을 막기 위해 그 사이에 공기층이 형성되도록 약  $100 \mu\text{m}$  두께의 간격 띄우개를 삽입하였다. 펌프 레이저로는 1.2 W GaAlAs 다이오드 레이저(SDL-2362-P1)가 사용되었다. 조리개 수가 0.5, 초점거리 8 mm인 렌즈로 펌프빔을 평행광으로 만들고, 배율 3을 갖는 프리즘 쌍을 이용해 펌프빔의 공간적 비대칭성을 바로잡고, 초점거리 25 mm인 렌즈로 Nd:YAG 결정에 집속시켰다.

위에 서술된 실험 조건에서 항상 단방향 발진이 일어났고, 자기장의 방향을 반대로 가해 주면 단방향의 발진의 방향도 역전됨을 관측하였다. 그림 4는 펌프 파워에 대한 레이저의 단일 모드 출력을 보여 준다. 1.2 W의 펌프 파워에서 약 155 mW의 최고 출력을 얻었고, 문턱 값 이상에서의 기울기 효율은 약 17%이었다. 이 값은 Chen 등이<sup>[11]</sup> 비평면 반일체 고리

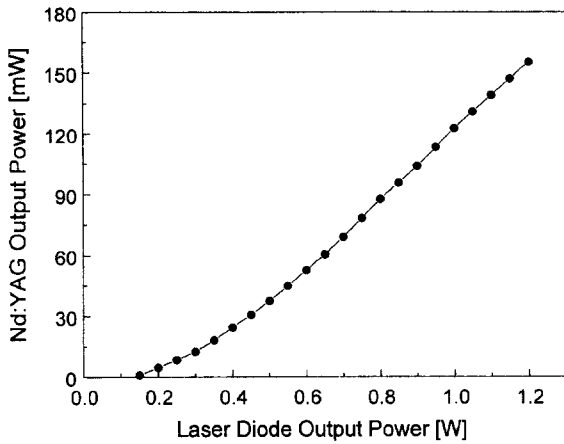


그림 4. The single-mode output power of the semimonolithic ring laser at 1064 nm as a function of the pump power at 809 nm.

형 공진기로 얻은 기울기 효율 35% 보다는 작은 값이지만, Trutna와 Donald가<sup>[10]</sup> 얻은 기울기 효율 10%보다는 큰 값이다. 또한 본 연구에서 얻은 기울기 효율은 펄핑 시스템과 출력경 반사율등의 최적화를 시도하여 얻은 값은 아니다. 단일 모드임을 확인하기 위해 주사형 공초점 패브리-페로 간섭계를 사용하였다. 사용된 간섭계의 자유분광넓이(free spectral range)는 1.5 GHz이고, 예리도(Finesse)는 300이다. 스펙트럼을 측정하기 위해 고속 Ge 광검출기(DET310/THORLAB)와 디지털 오실로스코프(HP 54520A)가 사용되었다. 패브리-페로 간섭계의 주파수 주사는 레이저 공진기의 종모드 간격 여러개를 지나도록 수행되었는데, 설계된 레이저 공진기의 종모드 간격은 약 3.6 GHz이다. 그림 5는 측정된 스펙트럼을 보여준다. 그림 5(a)와 같이 1.5 GHz 간격을 갖는 등간격의 신호를 얻었는데, 이는 단일 종모드 발진을 증명해 준다. 출력경을 잘 정렬된 위치에서 고의로 틀어지게 정렬하였을 경우 그림 5(b)와 같이 새로운 횡모드가 나타남을 알 수 있었는데, 이는 펌프빔과 공진기의 기본 모드가 오정렬 되었기 때문이다.

동일한 구조를 갖는 두 개의 평면 반일체 고리형 Nd:YAG 레이저 시스템이 제작되었다. 온도 안정화와 레이저 주파수의 온도 튜닝을 위해 온도 안정화 회로를 제작하여 Nd:YAG 결정을 온도 제어하였다. 온도 안정화 회로는 8°C에서 58°C사이의 온도 변화가 가능하도록 설계되어 있으며, 상온±5°C의 온도에서 약 20 mK 이내로 온도 제어가 이루어짐을 확인하였다. 또한 PZT로 레이저의 주파수를 변조하기 위해 출력경을 선형 스테이지(TLC45013/SPINDLER & HOYER)에 장착시키고, 선형 스테이지를 PZT(PA1000-16/SPINDLER & HOYER)로 구동하였다. 두 레이저 시스템의 출력을 하나의 광검출기(C5658/HAMAMATSU)로 검출하여 맥놀이 신호의 스펙트럼을 RF 스펙트럼 분석기(HP 8566B)로 측정하였다. 측정된 스펙트럼은 그림 6과 같고, 이 때의 분해능 대역폭(resolution bandwidth)은 100 kHz이었고 주사시간(sweep time)은 20 ms이었다. 맥놀이 주파수가 광검출기의 검출 대역폭의 반인 약 0.5 GHz가 되도록 한 레이저 시스템의 온도를 제어하였다. 이

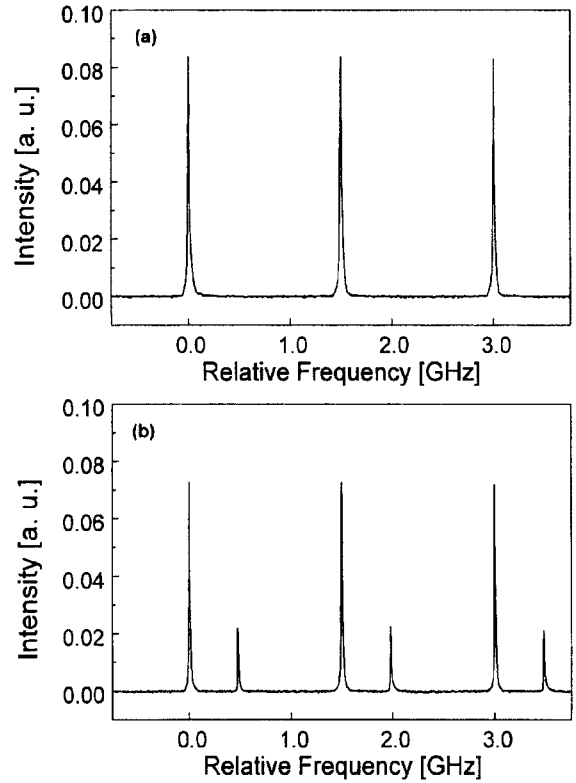


그림 5. Frequency spectra of the semimonolithic laser obtained by using a confocal scanning Fabry-Perot interferometer with a free spectral range of 1.5 GHz: (a) well-aligned case, (b) mis-aligned case.

때 온도에 따른 주파수 변화 계수는  $-2.8 \text{ GHz}^\circ\text{C}$ 이었다. 맥놀이 신호의 3 dB 폭은 RF 스펙트럼 분석기의 분해능 대역폭인 100 kHz이다. 레이저의 주파수를 안정화하기 위한 어떤 특별한 방법도 사용되지 않았기 때문에, 제작된 레이저는 역학적 떨림에 의한 주파수 요동(frequency jitter)이 일체형 레이저보다 심하였다. 역학적 떨림에 의한 주파수 요동 때문에 100 kHz이하의 분해능 대역폭에서는 의미있는 측정이 불가능하였다. 참고로 역학적으로 매우 안정한 일체형 레이저의 경우 5 ms와 300 ms의 측정 시간에 대해 각각 300 Hz와

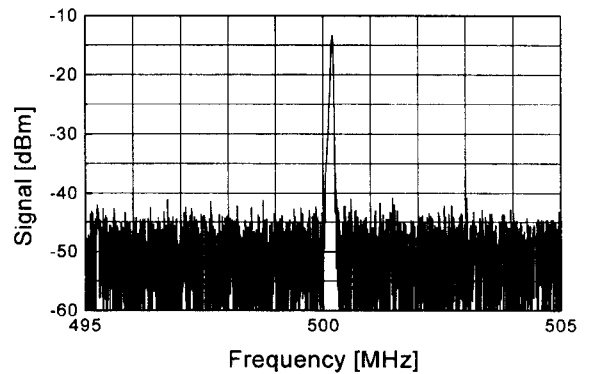


그림 6. RF spectrum for the beat note of two identical planar semimonolithic ring lasers. The resolution bandwidth and the sweep time were 100 kHz and 20 ms, respectively.

10 kHz의 선폭이 보고되어 있으며,<sup>[4]</sup> 개방형 공진기에서 트위스트 모드 방법으로 단일 모드 발진을 실현한 Wallmeroth와 Peuser의 논문에서는 300 ms의 측정 시간에서 1 MHz 이하의 선폭 측정이 어려웠다고 보고되었다.<sup>[5]</sup> PZT로 한 레이저 시스템의 출력경을 구동하여 레이저 주파수의 연속적 튜닝을 시도하였다. RF 스펙트럼 분석기의 측정 주파수폭을 최대인 2.5 GHz로 놓고 연속적으로 RF 스펙트럼 분석기의 출력 화면을 모니터하여 주파수의 연속적 튜닝을 관측하였다. 이 때 광검출기의 검출 대역폭 1 GHz 이상의 맥놀이 신호도 미약하지만 관측할 수 있었다. 한 레이저의 주파수를 고정해 놓고 다른 레이저의 주파수를 튜닝할 때, 튜닝되는 레이저의 주파수가 고정된 레이저 주파수를 중심으로  $\pm 1$  GHz 안에 있으면 검출 대역폭 1 GHz의 광검출기로 맥놀이 신호가 검출되므로 2 GHz 영역에서의 주파수 튜닝을 관측할 수 있다. 본 연구의 실험에서는 모드 건너뛰(mode hopping)이 없이 2 GHz 이상의 영역에서 연속적인 주파수 튜닝이 일어나고 있음을 확인하였다.

#### IV. 결 론

평면 반일체 고리형 공진기를 이용한 단방향 발진 Nd:YAG 레이저에 대한 고유편광 이론과 실험이 수행되었다. 본 연구에서 사용된 Nd:YAG 레이저는 자기장 내에 놓여진 Nd:YAG 레이저 활성매질, 결정 석영판, 출력경 등 세 개의 광학 부품으로 구성되어 있고, 각각 비가역적인 편광 회전기, 가역적인 편광 회전기, 편광자의 역할을 하여 전체적으로 광 다이오드로서 작용한다. 고유편광 이론을 수행하여 본 연구에 사용된 것과 같은 평면 반일체 고리형 레이저에서는 결정 석영판과 같은 가역적인 편광 회전기 없이는 단방향 발진이 불가능함을 보였고, 본 연구의 실험 조건에서 단방향 발진이 일어날 수 있는 가역적인 편광 회전기의 회전각도를 추정하였다. 1.2 W, 809 nm 다이오드 레이저 펌핑하여 약 155 mW의 최고 출력을 얻었고, 문턱 값이상에서의 기울기 효율은 약 17%이었다. 동일한 두 레이저 시스템을 제작하였고 그 출력들의 맥놀이 주파수 스펙트럼을 측정하여 제작된 레이저의 선폭을 측정하였는데, 100 kHz이하의 선폭을 갖는 것으로 측정되었다. PZT로 한 레이저 시스템의 출력경을 구동하여 레이저 주파수를 튜닝하였는데, 2 GHz 이상의 영역에서 모드 건너뛰 없이 연속적

인 주파수 튜닝이 일어나고 있음을 관측하였다. 본 연구에서 제안되고 제작된 레이저 시스템은 비교적 좁은 선폭으로 고속 및 광대역 레이저 주파수 튜닝이 필요한 응용 분야에 사용될 수 있을 것으로 기대되며, 앞으로 광주파수 표준기로서의 응용 가능성에 대한 실험을 수행할 예정이다.

#### 참고문헌

- [1] T. J. Kane, W. J. Kozlovsky, R. L. Byer, and C. E. Byvik, *Opt. Lett.* **12**, 239 (1987).
- [2] W. J. Kozlovsky, C. D. Nabors, and R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 913 (1988).
- [3] J. Ye, L.-S. Ma, and J. L. Hall, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **46**, 178 (1997).
- [4] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, Berlin, 1996) Chap. 5.
- [5] K. Wallmeroth and P. Peuser, *Electron. Lett.* **24**, 1086 (1988).
- [6] A. J. Alfrey, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-30**, 2350 (1994).
- [7] J. L. Nightingale and J. K. Johnson, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 12 of 1992 OSA Technical Digest Series, paper CM18 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1992).
- [8] T. J. Kane and R. L. Byer, *Opt. Lett.* **10**, 65 (1985).
- [9] W. R. Trutna, Jr., D. K. Donald, and M. Nazarathy, *Opt. Lett.* **12**, 248 (1987).
- [10] W. R. Trutna, Jr., and D. K. Donald, *Opt. Lett.* **15**, 369 (1990).
- [11] D. Chen, C. L. Fincher, D. A. Hinkley, R. A. Chodzko, T. S. Rose, and R. A. Fields, *Opt. Lett.* **20**, 1283 (1995).
- [12] 김점술, 공홍진, *새물리* **30**, 630 (1990).
- [13] T. J. Kane and E. A. P. Cheng, *Opt. Lett.* **13**, 970 (1988).
- [14] E. Hecht, *Optics* (Addison-Wesley, Singapore, 1989) Chap. 8.
- [15] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, Oxford, 1980) pp. 51-70.
- [16] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics* (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1975) p. 51.
- [17] V. G. Dmitriev, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, Berlin, 1991) p. 93.

## **Unidirectional single-mode operation of a Nd:YAG laser by using a planar semimonolithic ring cavity**

Jong Rak Park and Hai-Woong Lee

*Department of Physics, KAIST, Taejon 305-701, Korea*

Tai Hyun Yoon and Myung Sai Chung

*KRISS, Taejon 305-600, Korea*

(Received February 19, 1999, Revised manuscript received June 18, 1999)

Unidirectional single-mode operation of a diode-pumped Nd:YAG laser with a planar semimonolithic ring cavity has been demonstrated at 1064 nm. The semimonolithic cavity consists of a laser active medium placed in a magnetic field, a crystal quartz plate, and an output coupling mirror. They form an optical diode by acting each part as a Faraday rotator, a reciprocal polarization rotator and a partial polarizer, respectively. An eigenpolarization theory for the cavity configuration was presented and losses for the eigenmodes were calculated. A pump-limited single-mode output power of 155 mW and a slope efficiency of 17 % were obtained when the laser was pumped by a 1.2 W, 809 nm diode-laser. A laser linewidth of less than 100 kHz is inferred from a beat note frequency spectrum between two identical laser systems and continuous single-mode tuning range was more than 2 GHz.