

광섬유 레이저의 편광 특성들에 미치는 뒤틀림(twist)에 의해 유도되는 원 복굴절의 효과*

김 호 영

한국전자통신연구소

김 병 윤

한국과학기술원 물리학과

(1996년 10월 22일 받음)

선형 공진기로 구성된 Nd, Er 첨가 광섬유 레이저에서 광섬유에 뒤틀림을 가하여 유도되는 원 복굴절에 의해 발진되는 레이저들의 편광 특성 변화를 조사 연구하였다. 뒤틀림의 크기가 커짐에 따라 레이저의 편광 고유 모드들은 언제나 선 편광이었고, 편광모드들의 주파수 차는 감소하였으며 편광 방향이 뒤틀림 크기 변화의 대략 절반으로 회전하였다.

I. 서 론

광섬유 레이저는 희토류 이온 첨가 광섬유의 양 끝에 한 쌍의 거울을 설치하여 선형 공진기를 구성한다. 광섬유 레이저는 광통신 분야에서는 초고속 광원으로 사용되며, 최근에 개발된 분야로서 고리형 공진기를 구성하여 각속도에 따라 편광특성이 변하는 것을 측정하는 레이저 자이로 스코프,^[1] 광섬유의 복굴절을 이용하여 편광모드들의 위상차를 측정하는 광섬유 레이저 편광센서^[2] 등이 있다. 이와 같은 광섬유 레이저 센서들은 외부 섭동(각운동, 압력, 뒤틀림, 온도)에 의해 변하는 광섬유 레이저의 편광특성을 측정하는 시스템이므로 광섬유 레이저 공진기내에서의 편광특성변화를 이해하는 것이 중요하다.

광섬유에 스트레스나 뒤틀림 등의 외부 섭동이 가해지면 복굴절(birefringence)이 유도되어 광섬유를 통과하는 빛의 편광상태를 변화시키는데, 뒤틀림(twist)은 두 개의 원편광 사이의 위상을 변화시키는 가역적인 원복굴절을 유도시킨다.^[3] 복굴절이 있는 광섬유를 레이저 매질로 사용하는 광섬유 레이저에서는 이 복굴절의 효과에도 불구하고 편광상태가 변하지 않아야 한다는 편광에 대한 레이저 공진조건이 있기 때문에 레이저의 편광이 복굴절에 의해 고유하게 정해진다.^[4]

본 논문에서는 원복굴절을 유도하는 뒤틀림이 광섬유에 존재할 때, 이 광섬유로 구성된 선형 레이저 공진기에서 발진되는 레이저 광의 편광 특성에 대해 Jones 수학을 이용하여 이론적인 분석을 유도하고, 광섬유에 뒤틀림이 있을 때 제작된 광섬유 레이저에서 측정된 실험 결과들과 비교 검토하면서 뒤틀림의 효과를 분석하였다.

*이 논문 연구에 전념 할 수 있도록 시간 배려를 해 주신 전자통신 연구소의 이만섭 부장님과 실험장비와 부품들을 빌려주신 박창수 박사님께 감사드립니다.

II. 본 론

2.1. 광섬유 레이저의 편광 특성

광섬유 레이저의 편광 특성에 대한 뒤틀림의 효과를 조사하기 위해 그림 1과 같이 선형 공진기를 제작하였다. 광섬유를 직선으로 펴고, 양 끝을 광축에 대해 수직인 광학 평면이 되도록 절단하여 거울지지기에 고정시킨 다음, 다층 박막으로 반사율 99% 및 90%로 제작된 평면 거울 한 쌍을 각각 밀착하여 Fabry-Perot 공진기를 구성하였으며 2개의 편광을 모두 발진시키도록 가능한 편광에 의존하는 공진기내의 손실을 막도록 설계하였다. 광증폭용 광섬유는 Nd 이온(300 ppm)이나 Er 이온(500 ppm)이 첨가된 광섬유를 사용하였는데 모두 5,145 nm Ar 레이저 광에 의해 펌핑이 가능하기 때문에^[5] 그림 1과 같이 후면경을 통과해서 밀착된 광섬유의 한 끝에 펌핑용 레이저 광을 렌즈로 집속 입사시켜 광섬유를 펌핑하였다.

그림 2는 펌핑 레이저의 출력에 대한 레이저의 발진 출력인데, 2개의 편광성분이 서로 다른 출력 곡선을 보이고 있다. 2개의 편광 성분이 모두 발진할 때 편광기를 통과한 레이저 광을 검출기로 신호를 받아서 rf 스펙트럼 분석기로 관측해보면 종모드 맥놀이 신호(longitudinal mode beat signal; LMB)가 공진기 길이에 해당하는 주파수 간격으로 규칙적으로 나타나며 그 사이에 2개의 신호가 쌍으로 존재한다. 이 2개

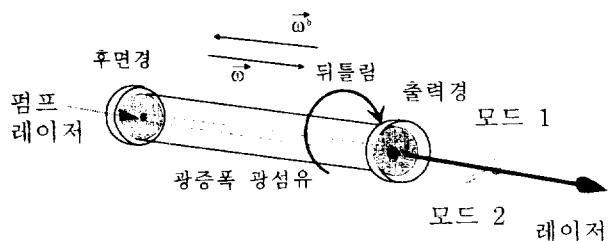


그림 1. 실험장치 개략도

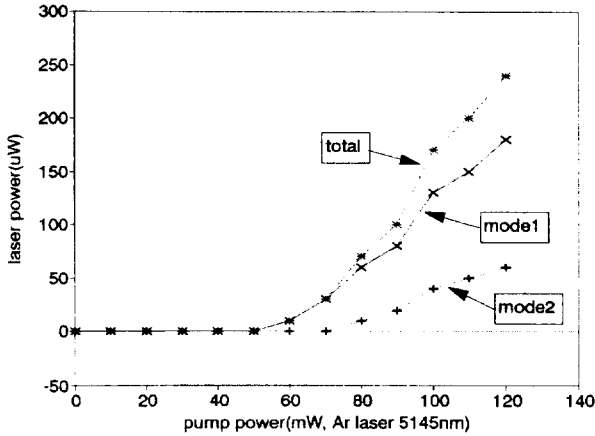


그림 2. 펌프 출력에 대한 광섬유 레이저의 출력(뒤틀림이 없을 때 Nd광섬유 레이저, 광섬유 길이는 0.95 m, 편광 고유 모드에 따른 광섬유 출력)

의 신호가 편광모드 맥놀이 신호(polarization mode beat signal; PMB)이며 두 주파수의 합이 LMB의 주파수 간격이고 편광기의 각에 대해 신호 크기가 변화한다. 편광기의 각에 대한 PMB 신호의 변화로 발진된 레이저 광의 편광 종류와 편광축을 측정할 수 있다. 편광기의 각에 대한 PMB의 변화를 조사한 결과 뒤틀림과 관계없이 PMB가 없어지는 각이 90도 간격이었으므로 발진되는 레이저 광은 수직인 2개의 선 편광으로 구성되어 있었음을 알 수 있었다.

레이저광의 편광 고유모드는 광섬유내의 복굴절에 의해 유일하게 결정된다. 이 상태에서 광섬유 한 끝이 부착된 후면경은 거울 지지기와 같이 고정하고 광섬유를 거의 직선으로 곧게 편 후 다른 광섬유 끝을 부착시킨 출력경의 지지기를 광섬유 축에 일치하게 회전시키면 광섬유에 일정한 뒤틀림을 주게 된다. 이렇게 광섬유에 일정한 뒤틀림을 가하면 복굴절이 변화하여 새로운 편광 모드가 발진하게 된다.

2.2. 광섬유의 복굴절에 의한 편광변화

일반적인 광의 편광상태를 두개의 수직인 편광모드 a_1 와 a_2 로 표현해보면 다음과 같이 되고,

$$\begin{aligned} a_1(z) &= a_{10} \exp(ik_1 z - i\omega_1 t) = a_{10} \exp(iG_1) \\ a_2(z) &= a_{20} \exp(ik_2 z - i\omega_2 t) = a_{20} \exp(iG_2) \end{aligned} \quad (1)$$

k_m 는 m 모드의 광섬유내에서의 전파상수, a_{m0} 는 각모드의 초기($z=0$)의 상수, $\mu_m(z)$ m 모드의 진동수, $a_m(z)$ 는 m 모드의 진폭(위상을 포함한)이다.

이 편광상태를 Jones 벡터를 사용하여 표현하면 다음과 같으며

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{10} \exp(iG_1) \\ a_{20} \exp(iG_2) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \cos R \exp(-iG/2) \\ \sin R \exp(iG/2) \end{pmatrix} \quad (2)$$

여기서 매개변수 진폭비 $R = \tan^{-1}(a_{20}/a_{10})$ 이고 위상차 $G = -(G_1 - G_2)$ 로 나타내게 된다. 이와 같은 편광의 성분 $a_1(z)$, $a_2(z)$ 가 광섬유의 광축을 따라 서로 다르게 변하는 것이 복굴절이다.

레이저 광의 광섬유 내의 전파 특성은 두모드들의 결합형태로 표현할 수 있다.^[3]

$$\frac{da_n}{dz} = i \sum_m k_{mn} a_m(z) \exp(i(k_n - k_m)z), \quad n = 1, 2 \quad (3)$$

여기서 $k_{mn}(m, n=1, 2)$ 는 두 모드의 결합 계수인데, 축방향의 계수 k_{11} , k_{22} 은 선 복굴절과 관련이 있게 되며, 비축 계수 k_{12} , k_{21} 은 복소수 위상이 원 복굴절과 관련이 있게 된다.

이 방정식의 해는

$$\begin{aligned} a_1 &= a_{10} \exp(i(\lambda + \omega/2)z), \\ a_2 &= a_{20} \exp(i(\lambda + \omega/2)z) \end{aligned} \quad (4)$$

의 형태가 되고, 각 계수는

$$\begin{aligned} \omega &= k_1 - k_2 + \sqrt{(k_{11} - k_{22} + k_1 - k_2)^2 + 4k_{12}k_{21}} \approx \sqrt{(k_{11} - k_{22})^2 + 4k_{12}k_{21}}, \\ \lambda &= [k_{11} + k_{22}]/2 \end{aligned}$$

이 되며 전파상수의 차가 거의 없을 때에는

$$\omega \approx \sqrt{(k_{11} - k_{22})^2 + 4k_{12}k_{21}} \quad (5)$$

2개의 편광 모드는 광섬유 단위길이당 ω 의 위상지연을 경험하게 된다.

이와 같은 편광의 변화에 대해 Poincare 구면에서 복굴절을 다음과 같은 방위각과 이심율을 갖는 회전 벡터 $\vec{\omega}$ 로 표현하고,^[6]

$$A_w = [\tan^{-1}(2\text{re}(k_{12})/(k_{11} - k_{22}))]/2, \quad (6)$$

$$B_w = \tan^{-1}[2\text{im}(k_{12})/\sqrt{(k_{11} - k_{22})^2 + 4\text{re}(k_{12})^2}]/2 \quad (7)$$

편광 상태를 나타내는 점 $P(a_2/a_1)$ 의 변화 궤적은 복굴절 벡터와 편광 벡터의 곱으로

$$\vec{P} = \vec{\omega}_x \vec{P} \quad (8)$$

표시된다.^[3] 따라서, 광이 광섬유를 진행해가면 복굴절 벡터 $\vec{\omega}$ 를 중심축으로 위상지연 $\delta(\omega L)$ 에 해당하는 각을 회전하여 편광상태(SOP)가 변화하기 때문에 복굴절의 효과를 하나의 연산자(O)로 생각하여 다음과 같은 Jones 행렬로 표현한다.^[7]

$$O = \begin{bmatrix} \cos \delta/2 + i \cos 2A \cos 2B \sin \delta/2 \\ -\sin 2B \sin \delta/2 + i \sin 2A \cos 2B \sin(\delta/2) \\ i \sin 2B \sin \delta/2 + i \sin 2A \cos 2B \sin(\delta/2) \\ \cos(\delta/2) - i \cos 2A \cos 2B \sin(\delta/2) \end{bmatrix} \quad (9)$$

광섬유 축을 중심으로 광섬유에 뒤틀림(회전각; $\phi; \phi = \tau z$, 뒤틀림의 방향이 오른손 방향이 양수일 때)이 있게 되면, 횡축방향의 응력(shear stress)이 발생하여 축방향계수가

$$k_{11} = k_{22} = 0, \quad k_{12} = -k_{21} = -ig \tau/2$$

가 되어 이심율이 -45도이므로 복굴절의 종류가 왼쪽 원 복굴절이며, 그 크기는

$$\alpha_T = -2ik_{12} = g \tau \quad (10)$$

로 된다.^[3] 그리고 뒤틀림의 방향에 따라 부호가 반대가 되기 때문에 가역적이다. 뒤틀림에 의한 원복굴절 유도 상수인 g 의 값은 광섬유의 재질에 대한 물성계수로 부터 계산해보면 0.16이다.^[8]

이제부터 광섬유가 뒤틀림이 없을 때 광축 방향으로 균일한 선 복굴절 β_1 만을 가지고 있다고 하자. 좌표계는 뒤틀림이 없을 때 선 복굴절에 광축을 일치시킨 실험실 좌표계를 사용한다. 이 광섬유에 외부에서의 뒤틀림이 있게되면 뒤틀림에 의해 고유의 선 복굴절의 방향은 광축 단면내에서 뒤틀림만큼 회전을 하게 되며, 뒤틀림에 의해 원복굴절이 유도 증가되므로 좌표계의 회전에 의한 복굴절 벡터 $2\vec{\tau}$ 가 존재하고, 뒤틀림에 의해 광섬유 매질내에 유도되는 복굴절 $g\vec{\tau}$ 가 존재하므로,^[3] 결과적인 복굴절 벡터 $\vec{\omega}_b$ 는

$$\vec{\omega}_b = \vec{\beta}_1 + g\vec{\tau} - 2\vec{\tau} \quad (11)$$

이다. 따라서, 결합계수들은

$k_{11} = -k_{22} = (\beta_1 \cos 2\tau l)/2$, $k_{12} = (\beta_1 \sin 2\tau l)/2 - i(2-g)\tau/2$, $k_{21} = (\beta_1 \sin 2\tau l)/2 + i(2-g)\tau/2$ 이 된다.^[3] 식 (5),(6),(7)로 부터 Poincare 구면에서의 이심율 B 와 복굴절에 의한 위상지연의 크기 δ 는

$$B = \tan^{-1}((g-2)\tau / \sqrt{(\beta_1 \cos \tau l)^2 + (\beta_1 \sin \tau l)^2})/2 = (\tan^{-1}((g-2)\tau / \beta_1))/2 \quad (12)$$

$$\delta = \sqrt{(\beta_1 \cos 2\tau l)^2 + [(\beta_1 \sin 2\tau l)^2 - i(g-2)\tau]^2} / l = \sqrt{(\beta_1)^2 + ((g-2)\tau)^2} l \quad (13)$$

이 되며, 방위각(A)은 광섬유의 뒤틀림 각 τl 이 된다.

공진기내에서 반대방향으로 진행하는 광에 대해서는 뒤틀림의 방향이 반대방향이 되고, 같은 실험실 좌표계에서 고려하면 복굴절의 크기 δ_b 는 전방향의 크기 δ 와 같고 복굴절 위도 B_b 의 부호가 반대가 된다, 즉 $B_b = -B$.^[9]

그러면, 구성된 공진기내에서 출력경으로 부터 출발한 레이저 광은 광섬유의 역방향 벡터 $\vec{\omega}^T$ 를 경험한후 입력경에서 반사되어 다시 $\vec{\omega}$ 를 경험하므로, 공진기를 1회 왕복할 때의 종합적인 편광의 변화는 2개의 행렬의 곱으로 표시된다.

$$OO^T = \begin{pmatrix} a+bi & ic \\ ic & a-bi \end{pmatrix} \quad (14)$$

여기서 $a = \cos(\delta) + \sin^2 2B * (1 - \cos(\delta))$, $b = \cos 2B * [\cos 2A * \sin(\delta) - (1 - \cos(\delta)) * \sin 2B * \sin 2A]$, $c = \cos 2B * [\sin(\delta) \sin 2A + (1 - \cos(\delta)) * \sin 2B * \cos 2A]$ 이다.

2.3. 편광 고유모드의 주파수 차에 미치는 효과

레이저공진기를 구성하면 발진되는 레이저광은 다음과 같은 레이저의 공진조건을 만족해야 한다.^[2]

- i) 광증폭이 가능해야 하는 레이저 이득 공진 조건,
 - ii) 광의 편광이 불변해야 하는 조건
- 레이저광의 펄핑이 안정하게 유지되면 광의 세기(즉 두 편

광모드의 합)는 변화가 없다. 따라서, 광의 편광 변화에 대한 분석만으로 레이저의 특성을 예측할 수 있게 된다.

종합행렬 OO^T 의 고유 벡터가 편광상태가 변하지 않는 레이저의 편광모드에 해당한다. 이 고유 벡터의 고유치는 크기가 1인 2개의 복소수이며, 이에 해당하는 한 쌍의 고유 벡터가 존재하며

$$\xi_{\pm} = a \pm \sqrt{1-a^2}i = \exp(\pm i\eta) \quad (15)$$

두 고유 벡터는 다음과 같은 위상차가 나게 되는데

$$\eta = \cos^{-1} a = \cos^{-1} [\cos(\delta) \cos 2B + \sin^2 2B] \quad (16)$$

이 위상차는 복굴절의 크기 $\delta(\omega l)$ 에 대해 2개의 한계치 ($\pi-4B$ 과 0) 사이의 값을 가지게 된다. 이 위상차는 고유모드인 레이저 광이 공진기 내를 1회 왕복할 때마다 생기기 때문에 발진되는 레이저광의 편광모드는 이 왕복주파수($f_L = c/2nl$)에 비례하여 주파수 차(f_p)가 나게 된다.

$$f_p = \frac{\eta}{\pi} f_L \quad (or) \quad \frac{\pi-\eta}{\pi} f_L \quad (17)$$

그러므로, 광섬유 레이저가 발진할 때 2개의 편광 고유 모

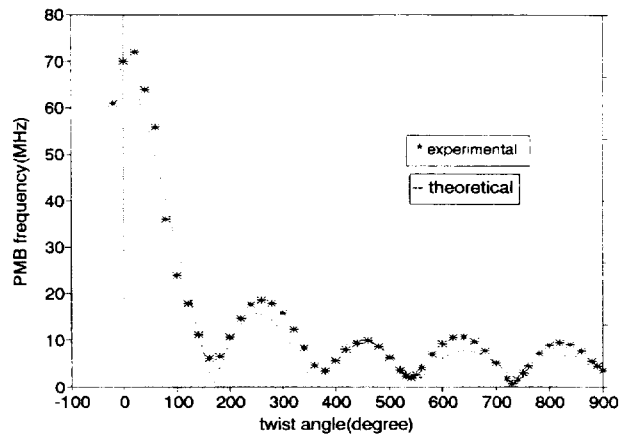


그림 3. 뒤틀림 크기에 대한 Nd광섬유 레이저의 PMB주파수 (길이는 0.95 m, 선복굴절 크기는 1.8 rad/m, g=0.16)

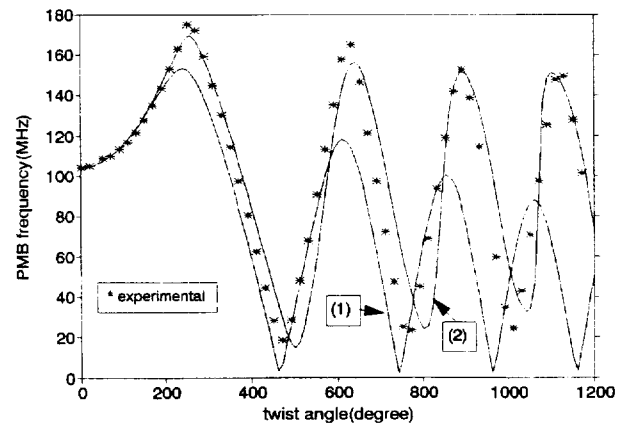


그림 4. 뒤틀림 크기에 대한 Er광섬유 레이저의 PMB주파수(길이는 0.4 m, 선복굴절 크기는 104.5 rad/m, g=0.16)

드가 존재하며, 두 모드 사이의 위상차가 2η (혹은 $2\pi-2\eta$)이다. 이 위상차는 편광 고유 모드 의 맥놀이 신호(PMB; polarization mode beat)의 주파수에 비례하고, 종모드 주파수 내에 2개의 맥놀이 주파수가 존재하게 된다.

그림 3과 그림 4는 광섬유에 뒤틀림을 주면서 Nd광섬유 레이저와 Er광섬유 레이저의 PMB주파수를 측정 한 것 이며, 뒤틀림에 대해 크게 다른 형태의 PMB주파수 변화가 일어나는 것을 알 수 있다. 식 (6)에서 PMB주파수는 뒤틀림의 방향에 대해 뒤틀림이 없을 때를 중심으로 대칭으로 변한다. 뒤틀림을 증가하면서 PMB주파수 변화를 측정 할 때 뒤틀림이 0.0인 근처에서 관측되는 극대점이나 극소점이 실제 뒤틀림이 없는 위치이다. 따라서, 그림 3와 같이 PMB주파수가 감소하면 극대점이 실제로 뒤틀림이 0.0이 되는 점이며, 그림 4와 같이 PMB주파수가 증가하면 극소점이 실제로 뒤틀림이 0.0이 되는 점이된다. 뒤틀림이 전혀 없는 경우에 두 모드의 PMB주파수는 광섬유의 고유 선복굴절에 비례하므로 그림 3과 그림 4의 측정된 데이터로 부터 산출한 결과, 광섬유들의 고유의 선복굴절의 크기는 각각 Nd 광섬유에서는 1.8 rad/m, Er광섬유에서는 104.5 rad/m이었다.

뒤틀림이 증가할 때 광섬유 내의 고유의 선복굴절의 크기에 따라 PMB 주파수가 변하는 형태가 크게 달라진다.

- Nd광섬유와 같이 고유의 선복굴절이 비교적 작은($\beta < 2\pi$ (rad/m))경우

뒤틀림이 증가함에 따라 실선과 같이 복굴절의 위도가 급증하여 광섬유에서의 위상지연이 2π 가 될 때까지 편광 고유 모드들의 위상차가 감소한다.

뒤틀림이 선복굴절 보다 훨씬 커지면 다음과 같이 근사되며

$$\delta = \sqrt{\beta^2 + ((g-2)\tau)^2} l \approx |(2-g)\tau| l \quad (18)$$

이때부터 뒤틀림의 크기에 따라 두 편광 고유 모드의 위상차가 감소하면서 거의 일정한 주기로 진동하는 그림 3의 점선과 같은 특수한 함수 형태로 변하게된다. 극소치는 뒤틀림에 의한 위상지연(δ)이 360도의 배수가 될 때마다 0.0이 되며, 극대치는 δ 가 $(2N+1)\pi$ 될 때마다 $\pi-4B$ 의 값이 되는 데 뒤틀림에 의해 원복굴절이 커짐(B가 커짐)에따라 줄어들게 된다. 그리고 이때의 주기 T 는 $T \approx 2\pi/(2-g)$ 이므로, 측정된 데이터 $T \approx 195 \pm 5$ 로부터 g 를 환산해보면 $g=0.15 \pm 0.01$ 가 되며, 예측된 결과와 잘 일치하고 있다. 뒤틀림이 매우 커져서 복굴절의 변수 B가 거의 $\pi/4$ 가 되면 위상차가 진동하는진폭이 크게 줄어들어 0.0으로 수렴해가게 된다. 이것은 원복굴절이 커져서 광섬유 고유의 선복굴절에 의한 위상지연이 무시할 정도가 되기 때문이다.

- 고유의 선복굴절이 비교적 큰 경우; $\beta \geq 4\pi$

초기에 선복굴절에 의한 위상차에 해당하는 βl 의 값으로부터 뒤틀림이 커지면 복굴절의 크기가 증가하는 데 선복굴절이 뒤틀림보다 매우 큰 범위에서는($(2-g)\tau \ll \beta$) 편광 고유모드의 위상차 η 가

$$\eta \approx \delta = \sqrt{\beta^2 + ((2-g)\tau)^2} l \approx \beta l + \frac{[(2-g)\tau]^2 l}{2\beta} \quad (19)$$

으로 되어 뒤틀림(τl)의 2차함수로 표현된다.

따라서 그림 4의 점선과 같이 위상차가 일단 증가하였다가 뒤틀림에 의한 원복굴절이 커짐에 따라(증가하는 이심을 때문에) 매우 큰 주기로 진동하며 점차 줄어들게 된다. 이후에 뒤틀림에 의한 원복굴절의 크기가 선복굴절 크기보다 훨씬 커지게 되면 선복굴절이 작은 경우와 비슷한 형태를 가지면서 진동하며 0.0으로 수렴한다.

그림 4의 점선 곡선 (1)은 Er이온이 첨가된 광섬유 레이저의 PMB를 선복굴절의 크기를 104.5 rad/m로 하고 앞에서 측정한 매개변수들을 이용하여 모의실험한 결과인 데, 측정된 결과(별표 데이터)와 비교해보면 위에서 언급한 위상차가 초기에 증가하는 형태를 가지고 있는 점이 비슷하게 나타나고 있는 데, 극소치와 극대치의 값과 위치가 차이가 나는 것을 알 수 있다.

이것은 공진기 제작 과정에서 거울지지기의 거울에 광섬유를 고정할 때 본드를 사용하여 고정하였는 데 그 위치가 광섬유의 끝과 약간의 거리(대략 5 cm)가 있어서 뒤틀림이 없는 부분이 있기 때문으로 분석되었으며 이 부분을 고려한 수정된 모의실험 결과는 점선 (2)와 같이 실험 데이터와 잘 일치한다.^[10]

2.4. 광섬유 레이저의 편광축에 미치는 효과

다음에는 식 (15)와 같이 고유치로 부터 고유 벡터의 위치와 편광상태를 구해보자.

고유 벡터의 성분은 다음의 방정식을 만족한다.^[11]

$$OO^T u_{\pm} = \begin{pmatrix} a+bi & ic \\ ic & a-bi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}_{\pm} = \xi_{\pm} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}_{\pm} \quad (20)$$

이식을 정리하면 두성분의 비가 얻어지는데,

$$(a_2/a_1)_{\pm} = (-b \pm \sqrt{(1-a^2)})/c = \tan(A + R_{\pm}^T) \quad (21)$$

이 된다. 이 때

$$\tan R_{\pm}^T = \frac{-\sin \delta \pm \sqrt{\sin^2 \delta + (1-\cos \delta)^2 \sin^2 2B}}{(1-\cos \delta) \sin 2B} \quad (22)$$

이다. 이 성분비가 실수 이므로 두 편광모드의 편광 상태는 선편광이며, 편광축의 각이 $\theta = A + R_{\pm}^T$ 로 표현된다.

그리고, 두 벡터의 내적은

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}_{+} \begin{pmatrix} c \\ -b + \sqrt{(1-a^2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ -b - \sqrt{(1-a^2)} \end{pmatrix} = a^2 + b^2 + c^2 - 1 = 0$$

이기 때문에, 두 편광 고유모드의 편광 방향은 뒤틀림의 크기에 관계없이 서로 수직이다.

앞에서 언급했던 복굴절의 변수들을 대입하여 그림 5의 점선은 Er광섬유 레이저의 편광축을 그림 6의 점선은 Nd광섬유 레이저의 편광축을 모의실험한 결과들을 나타낸 것인 데 편광모드의 위상차와 마찬가지로 뒤틀림에 대한 편광축의 변화가 선복굴절의 크기에 따라 크게 다른 형태를 나타내고 있다.

- 선복굴절이 클 때

뒤틀림이 없을 때 복굴절 벡터는 선복굴절 밖에 없으므로

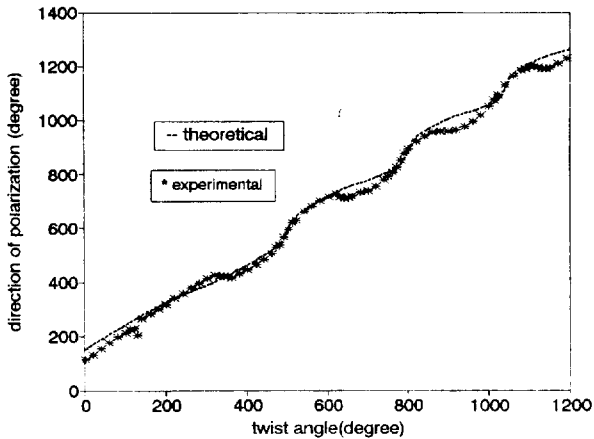


그림 5. 뒤틀림 크기에 대한 Er광섬유 레이저의 편광축 (길이는 0.4 m, 선복굴절 크기는 104.5 rad/m, $g=0.16$, 5 cm 뒤틀림 없는 부분 포함)

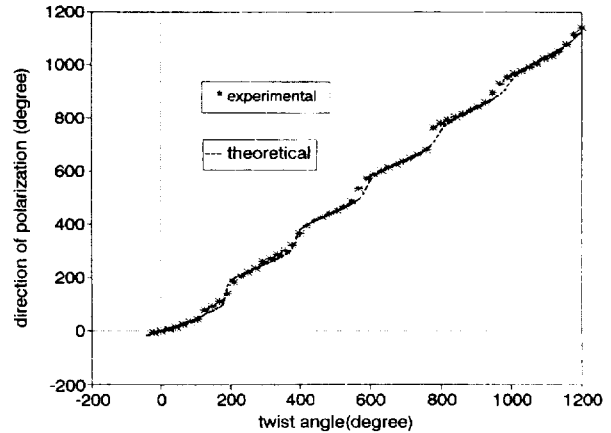


그림 6. 뒤틀림 크기에 대한 Nd광섬유 레이저의 편광축 (길이는 0.95 m, 선복굴절 크기는 1.8 rad/m, $g=0.16$, 5 cm 뒤틀림 없는 부분 포함)

적도면 상에 존재하며 두개의 선편광 고유모드가 복굴절 벡터축에 존재한다. 그러므로 편광축의 방위각은 복굴절 벡터의 방위각이다. 선복굴절 크기보다 뒤틀림에 의한 원 복굴절의 크기가 훨씬 작으면 뒤틀림과 같이 회전하기 때문에 그림 5의 곡선의 뒤틀림 전반부의 모습과 같이 편광축의 각이 뒤틀림 각과 같다. 뒤틀림이 더 증가하면 원복굴절이 선복굴절과 대등하게 되고 레이저 광의 편광축이 곡선의 후반부와 같이 서서히 복굴절 축과 차이가 나게 된다.

뒤틀림이 증가할 수록 이 방위각차 $R\tau$ 는 뒤틀림의 증가에 대해 (-) 방향으로 커지기 때문에 편광축($\theta_p = \tau + R\tau$)은 뒤틀림이 증가하면 뒤틀림의 크기와 점차 차이가 커져간다.

이 후로 계속 뒤틀림이 증가하면 출력경의 편광축은 복굴절 축에서 뒤쳐지게 되어 90도 만큼에서 벌어지는 데 복굴절의 크기인 위상지연 δ 가 360도 증가 할 때마다 편광축의 방위각차가 90도가 되며 축이 바뀌는 주기는 뒤틀림이 증가할 수록 짧아져서 뒤틀림이 많아지면 195도에 가까와져 간다. 이 주기는 두 편광 모드의 위상차의 주기와 일치한다.

위도 2B 가 거의 -90도일 때

$R\tau \approx -(2-g)|\tau|/4$ 이며, $R\tau \approx -(2-g)|\tau|/4 + \pi/4$ 이 되므로, 편광축이 뒤틀림에 대해 0.54의 기울기이 되어 뒤틀림(τ)의 절반으로 따라가게 된다.

- 고유의 선복굴절이 매우 작은 광섬유의 경우($\beta < 2\pi$)

선복굴절이 매우 작은 경우에는 뒤틀림 초반부터 그림 6과 같이 직선 운동을 하게되며 90도차가 나는 주기가 거의 195도에 해당한다. 편광축의 기울기는 출력경에서 0.54이며, 후면경은 0.46이 되어 후면경의 광이 뒤틀림을 가진 광섬유를 통과하여 출력경에 이르면 0.08의 기울기로 편광축이 회전하는 결과에 해당한다.

그림 5와 그림 6의 실험 데이터는 뒤틀림의 크기를 변화시키면서 제작된 광섬유 레이저의 편광고유모드의 PMB가 편광기에 의해 사라지는 각을 측정했 것이다. 앞에서 서술한 바와 같이 레이저는 2개의 선 편광고유모드로 이루어져 있으므로 PMB가 사라지는 각이 편광축에 해당한다. 그림 6에서와

같이 Nd광섬유 레이저의 편광축은 195도 간격으로 도약하여 뒤틀림 각을 따라가는 데 모의실험한 결과와 비슷한 모습을 뒤틀림 초반에는 보이고 있으나 뒤틀림이 커지면서 도약하는 폭이 조금씩 달라지며 변화율도 조금씩 다르다. 이것은 앞에서 위상차에서도 언급한 바와 같이 뒤틀림이 가해지지 않는 부분이 있기 때문으로 분석되었다.^[10]

그림 5와 같이 Er광섬유 레이저에서는 선복굴절이 크기 때문에 뒤틀림 초반에는 뒤틀림각과 거의 일치하다가 뒤틀림이 커질 때 편광축이 분리되면서 뒤틀림각과는 벌어지는데 Nd 첨가 광섬유 레이저에서와 마찬가지로 주기마다 90도를 도약한 것과 비슷해지고 있다.

III. 결 론

광섬유 레이저 공진기에 사용되고 있는 광섬유에 뒤틀림이 외부에서 부가할 때 광섬유 레이저의 편광 특성에 대한 분석을 하였다.

뒤틀림은 광섬유에 가역적인 원복굴절을 유도하여 광섬유 레이저의 편광 특성을 변화시킨다. 광섬유의 고유의 복굴절이 가역적인 경우에는 공진기에서 발견되는 고유한 편광모드는 두개의 수직인 선편광인 데, 뒤틀림의 크기에 대해 두 편광 고유모드의 위상차가 변화하는 함수의 형태는 고유의 선복굴절의 크기에 크게 의존하였다. 뒤틀림이 증가할 수록 광섬유가 가지고 있는 고유 선 복굴절에 의한 위상지연 효과가 감소해서 두 고유 모드 사이의 위상차는 주기적으로 진동하며 감소하는 형태를 보였다.

두 선편광 모드의 편광축은 뒤틀림이 있으면 광섬유 고유의 선 복굴절 축과 일치하지 않고 일정한 각을 유지하게 된다. 벌어지는 각의 변화율이 광섬유 고유의 선복굴절의 크기에 크게 의존하게 되며 뒤틀림이 선복굴절보다 훨씬 작을 때에는 거의 없으며 뒤틀림에 의한 원복굴절이 선복굴절보다 훨씬 커지면 뒤틀림 각의 54% 만큼 편광 고유 모드의 축이 변한다.

참 고 문 헌

- [1] M. Y. Jeon, H. J. Jeong and B. Y. Kim, "Mode-locked fiber laser sensors," *Opt. Lett.* **18**, 320-322 (1993).
- [2] H. K. Kim, S. K. Kim, H. G. Park and B. Y. Kim, "Polarimetric fiber laser sensors," *Opt. Lett.* **18**, 817-819 (1993).
- [3] R. Ulrich and A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *Appl. Opt.* **18**, 2241-2251 (1979).
- [4] G. Stephan, R. Le Naour and A. Le Floch, "Experimental and theoretical study of the anisotropy induced in a laser by a saturating field," *Phys. Rev. A.* **17**, 733-746 (1977).
- [5] 김향균, "희토류 첨가 광섬유 레이저의 편광 및 모드 특성과 그 응용에 관한 연구," 박사 학위 논문(1994), p52.
- [6] 김호영, "광섬유 레이저의 편광특성에 미치는 원복굴절의 효과에 관한 연구," 박사 학위 논문(1995), p20.
- [7] B. Lamouroux, B. Prade and A. Orszag, "Polarization effect in optical-fiber ring resonators," *Opt. Lett.* **7**, 391-393 (1982).
- [8] D. E. Gray, "*American Institute of Physics Handbook*," 3rd ed. McGraw Hill Inc. New York (1987), p6.231-6.232.
- [9] R. Ulrich, *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies*, (Springer-Verlag, New York, 1982), p. 54.
- [10] H. Y. Kim, S. K. Kim, H. J. Jeong, H. K. Kim and B. Y. Kim, "Polarization properties of a twisted fiber laser," *Opt. Lett.* **20**, 386-387 (1995).

The effects of twist-induced circular birefringence on the polarization properties of fiber lasers

Ho Young Kim

*Electronics and Telecommunications Research Institute, P.O. Box 8 Taedok Science Town,
Taejon 305-606, Korea*

Byoung Yoon Kim

*Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology,
Taejon 305-701, Korea*

(Received : October 22, 1996)

The effects of twist induced birefringence on the polarization properties of Er and Nd fiber laser with a linear type cavity were experimentally observed and theoretically analyzed. As the twist rate increases, the polarization states of the polarization eigenmodes are found to be always linear, and their frequencies gradually coincide with each other, and their polarization directions rotate at about half of twist rate at large twist rates.