



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

2023년 2월
석사학위 논문

레이저 공진기 내부 빔의 편광 상태를
이용한 정산 분산 소자로 구성된
광섬유 레이저의 모드 잠금 안정 영역
분석 연구

조선대학교 대학원

광기술험공학과

장명재

레이저 공진기 내부 빔의 편광 상태를
이용한 정상 분산 소자로 구성된
광섬유 레이저의 모드 잠금 안정 영역
분석 연구

Mode-locking stability analysis of an optical fiber laser
composed of all normal dispersion element using beam
polarization state inside the laser resonator

2023년 2월 24일

조선대학교 대학원

광기술험공학과

장명재

레이저 공진기 내부 빔의 편광 상태를
이용한 정산 분산 소자로 구성된
광섬유 레이저의 모드 잠금 안정 영역
분석 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학석사학위신청 논문으로 제출함

2022년 10월

조선대학교 대학원

광 기 술 공 학 과

장 명 재

장명재의 석사학위논문을 인준함

위원장 조선대학교 교 수 안 태 정 (인)

위 원 조선대학교 교 수 김 현 수 (인)

위 원 조선대학교 교 수 박 종 락 (인)

2022년 12월

조선대학교 대학원

목 차

ABSTRACT

제1장 서론	1
제1절 연구 배경	1
제2장 이론	4
제1절 정상 분산 소자로 구성된(ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저의 모드 잠금 원리	4
제2절 광의 편광 표현	7
2.1 광의 편광 표현	7
2.2 존스 벡터(Jones vector)	10
2.3 스토크스 매개변수(Stokes parameter)	12
제3절 광 세기 자기상관기를 이용한 펄스폭 측정	15
제4절 선행 연구 분석	16
4.1 HQ ANDi 광섬유 공진기 실험 구조의 이론 분석	20
4.2 QH ANDi 광섬유 공진기 실험 구조의 이론 분석	22
제3장 실험 결과 및 분석	24
제1절 HQ ANDi 광섬유 레이저 구성 및 제작	24
제2절 공진기 내부의 편광 상태 측정을 위한 시스템 설계	26
2.1 편광 상태 측정을 위한 부분 반사 거울 제작 및 삽입 ..	26

2.2 편광 측정기(Stokesmeter) 제작 및 검증	28
제3절 HQ ANDi 광섬유 공진기 내부 빔의 편광 상태 측정을 통한 모드 잠금 안정 영역 분석 및 레이저 출력 특성	32
3.1 공진기 내부 빔의 편광 상태 측정	32
3.2 광섬유 공진기 출력단에서 투과도와 위상 정보 지도 제작	35
3.3 투과도와 위상 지도를 이용한 모드 잠금 안정 영역 분석	38
3.4 출력단에서 CW 빔과 ML 펄스 빔의 투과도 비교를 통한 모 드 잠금 발진 조건 해석	40
3.5 모드 잠금된 HQ ANDi 광섬유 레이저 출력 특성	42
제4절 ANDi 광섬유 공진기 구조 변경 및 공진 빔의 타원 편 광 회전 방향 변화에 따른 모드 잠금 안정 영역 변화 분석	48
4.1 공진기 내의 파장판 배열 순서 변화에 따른 모드 잠금 안 정 영역 분석	48
4.2 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에서 광섬유로 입사하는 편광 의 회전 방향 변화에 따른 모드 잠금 안정 영역 분석 ·	54
4.3 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에서 광섬유로 입사하는 편광 의 회전 방향 변화에 따른 모드 잠금 안정 영역 분석 ·	61
4.4 이론 분석 결과와 실험 결과 비교 분석	66
 제4장 결 론	 70

[참고문헌] 71

그림 목 차

그림 2.1 Chong에 의해 개발된 ANDi 광섬유 레이저 모식도	4
그림 2.2 수치해석을 통한 ANDi 광섬유 레이저의 펄스 형성 메커니즘	5
그림 2.3 비선형 편광 회전 메커니즘	6
그림 2.4 본 연구에서 사용한 광 세기 자기상관기의 모식도	15
그림 2.5 Andrey Komarove의 논문에서 사용된 실험 구성도	16
그림 2.6 비선형 투과율 그래프	19
그림 2.7 HQ ANDi 광섬유 공진기의 모식도와 편광 상태	20
그림 2.8 QH ANDi 광섬유 공진기의 모식도와 편광 상태	22
그림 3.1 제작된 ANDi 광섬유 레이저 구성도 및 장치 사진	25
그림 3.2 입사각 및 편광 상태에 따른 이론적인 반사율	27
그림 3.3 본 연구에서 설계 제작된 편광 측정기 모식도	28
그림 3.4 입력 편광과 측정 편광 상태 비교	30
그림 3.5 HWP 62° , QWP 195° 에서 측정된 ML이 발진할 때의 편광 상태	32
그림 3.6 HWP 62° , QWP 195° 에서 측정된 CW가 발진할 때의 편광 상태	33
그림 3.7 다양한 HWP 및 QWP 각도에 따른 공진기 내부의 CW 빔의 편광 상태 및 내부 빔 파워	34
그림 3.8 HQ ANDi 광섬유 공진기의 HWP 회전각(α)과 QWP 회전각(β) 변 화에 대한 출력단에서 공진 빔의 투과도 지도와 위상 지도	37
그림 3.9 HQ ANDi 광섬유 공진기의 출력단에서 공진 빔의 투과도 지도 와 위상 지도 및 특이점 위치	39
그림 3.10 $\beta = 195^\circ$ 및 $\beta = 75^\circ$ 에 대한 CW, ML, 모니터링된 신호를 통해 얻은 투과도 곡선	41

그림 3.11 펌프 파워에 따른 레이저 발진기 출력 42

그림 3.12 측정된 레이저 펄스 열 43

그림 3.13 OSA로 측정된 모드 잠금 레이저의 출력 스펙트럼 44

그림 3.14 본 연구에서 사용한 광 세기 자기상관기(FR103-XL) 45

그림 3.15 광 세기 자기상관기로 측정된 레이저의 펄스폭 47

그림 3.16 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 대해 HWP 38°, QWP 190° 에서
 측정된 CW 모드의 편광 상태 및 ML 모드의 편광 상태 49

그림 3.17 광 세기 변화에 따른 모드 잠금 편광 상태 50

그림 3.18 QH ANDi 광섬유 공진기의 출력단에서 공진 빔의 투과도 지도
 와 위상 지도 51

그림 3.19 QH ANDi 광섬유 공진기 구조일 때 $\beta = 190^\circ$ 및 $\beta = 100^\circ$ 에 대
 한 CW, ML, 모니터링된 신호를 통해 얻은 투과도 곡선 53

그림 3.20 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)에 대해 HWP
 10°, QWP 180° 에서 측정된 CW 모드의 편광 상태 및 ML 모드의
 편광 상태 55

그림 3.21 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 출력단에서
 공진 빔의 투과도 지도와 위상 지도 56

그림 3.22 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 $\beta = 180^\circ$
 및 $\beta = 90^\circ$ 에 대한 CW, ML 모드의 투과도 곡선 58

그림 3.23 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 $\beta = 180^\circ$
 및 $\beta = 90^\circ$ 에 대한 CW 모드의 위상 곡선 59

그림 3.24 QH ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)에 대해 HWP
 12°, QWP 210° 에서 측정된 CW 모드의 편광 상태 및 ML 모드의
 편광 상태 62

그림 3.25 QH ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 출력단에서
 공진 빔의 투과도 지도와 위상 지도 63

그림 3.26 QH ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 $\beta = 210^\circ$

및 $\beta = 120^\circ$ 에 대한 CW, ML 모드의 투과도 곡선 65
 그림 3.27 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율 66
 그림 3.28 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율 및 투과
 도 그래프 비교 67
 그림 3.29 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율 68
 그림 3.30 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율 및 투과
 도 그래프 비교 69

표 목 차

표 2.1 편광 상태에 해당하는 존스 벡터	11
표 2.2 광학 소자에 해당하는 존스 행렬	11
표 2.3 편광 상태에 해당하는 스톡스 벡터	14
표 3.1 입사각 및 편광 상태에 따른 부분 반사 거울의 반사율	27
표 3.2 편광 상태에 대한 스톡스 벡터 이론값과 측정값 및 존스 벡터 이론값과 변환값	31
표 3.3 자기상관 신호에 따른 성형 인자	47

ABSTRACT

Mode-locking stability analysis of an optical fiber laser composed of all normal dispersion element using beam polarization state inside the laser resonator

Myeong Jae Jang

Advisor : Prof. Hyun Su Kim, Ph.D.

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

In this study, we investigate the stable mode-locking region of an all normal dispersion (ANDi) optical fiber laser using the transmittance map of the output coupler obtained by measuring the polarization of the beam inside the resonator. The obtained transmittance map is a function of the rotation angles of the half and quarter-wave plates installed inside the laser resonator. We measured the mode-locking region according to the change in the rotation angles of these two wave plates. By a comparative analysis of the measured mode-locking region and the obtained transmittance map, we found the transmittance conditions for the ANDi fiber laser to generate an stable mode-locking pulse. That is, with the transmittance map, we can easily find the rotation angles of the wave plates at which a stable mode-locking pulse generates. We also compare the transmittance obtained under continuous wave state conditions with the transmittance under mode-locking state conditions. The comparative analysis results show that stable mode-locking pulse only occurs when they satisfy positive feedback conditions.

제1장 서론

제1절 연구 배경

수 ps ~ 수 fs급의 펄스폭을 갖는 극초단 펄스 레이저는 다양한 첨단 과학 분야 및 산업 분야에서 폭넓게 사용되고 있다[1-7]. 일반적으로 극초단 펄스는 고체 레이저와 광섬유 레이저를 이용하여 구현된다. 특히 Ti:sapphire를 이용한 고체 레이저는 고출력 극초단 펄스 레이저 특성을 가지고 있어 특수 연구나 산업용으로 잘 활용되고 있다[8]. 그러나 Ti:sapphire 레이저는 부피가 크고 매우 비싸다는 단점이 있어 이를 대체하는 레이저 개발 연구가 지속적으로 이루어지고 있다. 반면에 소형화가 가능하고 제작 비용이 낮은 장점이 있는 광섬유 레이저는 Ti:sapphire 레이저와 같은 극초단 펄스를 만들지는 못하지만, 산업용으로 활용 가능한 수 ps의 펄스폭을 갖는 레이저 펄스를 만들 수 있다. 현재는 Ti:sapphire 레이저를 대체하여 재료 가공[5], 의료 분야[6], 리소그래피 공정[7] 등과 같은 다양한 산업 분야에서 사용되고 있다.

광섬유 레이저에서 극초단 펄스를 구현하는 방법으로는 모드 잠금 기술이 활용된다. 모드 잠금 기술은 수동형 모드 잠금과 능동형 모드 잠금 기법으로 나뉜다. 능동형 모드 잠금 기법은 음향 광학 변조기(Acousto-Optic Modulator, AOM) 또는 전기 광학 변조기(Electro-Optic Modulator, EOM) 등과 같은 광학 변조기를 사용하여 공진기 내부의 손실을 주기적으로 변조시켜 모드 잠금을 형성하는 방식이다. 수동형 모드 잠금 기법은 레이저 공진기 내부에 비선형 매질을 삽입하여 모드 잠금을 형성하는 방식이다. 대체로 많이 활용하는 수동형 모드 잠금 기법으로는 비선형 편광 회전(Nonlinear Polarization Rotation, NPR)[9-11] 방식, 비선형 루프 거울(Nonlinear loop mirror) 방식[12]과 같이 광섬유 자체의 비선형 성질을 이용하는 방법과 탄소 나노 튜브[13], 그래핀[14] 등과 같은 비선형 흡수 성질을 갖는 포화 흡수체(Saturable Absorber, SA)를 이용하는 방법들이 있다. 일반적으로 수동형 모드 잠금 기법은 능동형 모드 잠금 기법과 비교하여 더 짧은 펄스를 생성 [15]하고 광학 변조기, 전기 드라이버와 같은 모드 잠금을 위한 외부 장치가 필요하지 않아 비용적으로 저렴하고 모드 잠금 펄스를 손쉽게 구현할 수 있다는 장점

이 있다. 광섬유 공진기 내부의 수동형 모드 잠금 펄스 특성에 따라 솔리톤(Soliton) 펄스[16], Stretched 펄스[17], Self-similar 펄스[18] 등과 같이 불린다.

본 연구에서는 모든 정상 분산(All Normal Dispersion, ANDi) 특성을 갖는 광학 소자들만으로 구성된 광섬유 레이저를 이용하여 극초단 레이저 펄스가 발생하도록 설계하였다. 설계된 ANDi 광섬유 레이저는 광섬유의 비선형 편광 회전을 특성을 이용하여 모드 잠금 펄스를 발생시킨다. 광학 소자의 정상 분산 성질에 의해 광섬유 내부에서 전파하는 펄스는 선형 처핑(Chirping)되면서 펄스 확장이 발생하고 밴드 패스 필터에 의해 펄스폭이 재단된다. 이런 과정을 통해 발생된 펄스는 다른 모드 잠금 원리에 의해 발생한 펄스보다 펄스폭이 늘어나 단일 펄스 당 에너지를 크게 할 수 있다는 장점이 있다. 늘어난 펄스폭은 광섬유 분산에 의해 유도된 펄스의 처핑 특성 때문에 공진기 외부에 추가적인 펄스 압축 시스템을 이용하면 수백 fs 급의 극초단 펄스까지 만드는 것이 가능하다. 그러나 ANDi 광섬유 레이저에서는 광섬유의 비선형 편광 회전 특성을 이용한 인위적인 포화 흡수체 특성이 나타나도록 하기 위해 공진기 내에 1/2 파장판과 1/4 파장판 및 편광기를 삽입하여 레이저 빔의 투과율을 조절하는 문제가 생긴다. 따라서 안정적인 모드 잠금을 위해서는 파장판들의 각도 조정이 필수적이고, 파장판들의 다양한 각도 조합으로 인해 모드 잠금 조건을 찾기 위한 레이저 공진기 내부의 파장판 정렬이 매우 어렵다는 단점이 있다. 이러한 어려움을 해소하고 안정적인 모드 잠금이 이루어지는 파장판들의 각도 구간을 쉽게 찾기 위해 다양한 방법들이 제안되었다[19-24]. 특히 광섬유 비선형 슈뢰딩거 방정식을 풀어 모드 잠금 안정 영역을 만족하는 파장판들의 각도 구간을 찾는 연구들이 많이 이루어졌다. 이 방법은 광섬유 공진기 내부 빔이 공진하면서 광섬유에 의해 비선형 편광 회전이 발생하고 파장판과 편광기에 의해 재단된 후 다시 공진할 때 빔의 광 세기가 양의 피드백 조건을 만족하는 경우 안정적인 모드 잠금이 된다고 가정하고 그것에 대응하는 파장판들의 각도 범위를 구한다[21-24]. 그러나 광섬유가 이상적으로 균질하다는 가정하에 복잡한 광섬유 슈뢰딩거 방정식의 해를 구하여 모드 잠금 영역을 구했기 때문에 실제 실험 결과와는 잘 맞지 않는다는 한계가 있고, 산업 현장에서 레이저 설계자가 어려운 분석 방법을 이용하여 모드 잠금 영역을 쉽게 찾기 어렵다는 단점이 있다.

따라서 본 논문에서는 공진기 내부의 편광 상태 측정을 통해 모드 잠금 안정 영역을 찾는 방법에 대해 고찰한다. 본 연구에서는 파장판들의 배열 순서가 다른 2

종류의 ANDi 광섬유 공진기의 모드 잠금 안정 영역을 고찰하기 위해 각각의 공진기에서 연속파로 발진할 때 공진기 내부 빔의 편광 상태를 측정하였다. 이를 통해 파장판들의 회전각 함수로 표현되는 투과도와 위상 지도를 만들었다. 이 투과도 지도 및 위상 지도와 실험을 통해 얻은 모드 잠금 영역을 비교 분석하였다. 그리고 분석 결과를 활용하여 모드 잠금 발진이 이루어지는 구간에서 투과도 지도의 특성과 모드 잠금이 발생하는 파장판들의 회전각 구간을 찾을 수 있음을 보였다. 또한 연속파 조건에서의 투과 특성과 모드 잠금 상태의 투과 특성의 비교 분석을 통해 왕복한 빔이 출력단에서 양의 피드백 조건일 때 모드 잠금이 발진한다는 것을 실험적으로 확인하였다.

제2장 이 론

제1절 정상 분산 소자로 구성된(ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저의 모드 잠금 원리

최근 정상 분산 소자로만 이루어져 기존의 펄스 형성 이론과는 다른 솔루션을 갖는 ANDi 광섬유 레이저가 제안되었다[25]. 그림 2.1은 Chong에 의해 개발된 ANDi 광섬유 레이저의 모식도이다. 이론적으로 분석한 ANDi 광섬유 레이저의 펄스 폭 변화 과정은 그림 2.2에서 보여준다. 그림에서도 알 수 있듯이 광섬유에서 분산과 비선형 효과에 의해 늘어난 펄스는 이득 매질을 지나도 크게 감소하지 않는다. 이후 비선형 편광 회전과 스펙트럼 필터링을 겪으면서 펄스가 재단되고, 다시 단일 모드 광섬유를 지나면서 증가하게 된다. 이런 과정을 반복하면서 모드 잠금된 극초단 펄스가 형성된다. 이러한 펄스 형성은 단일 펄스 당 에너지를 높일 수 있고, 공진기 외부에 추가적인 펄스 압축 소자를 사용하여 수백 펨토초급의 극초단 펄스를 형성할 수 있다는 장점이 있다. 본 연구에서 설계한 ANDi 광섬유 공진기도 그림 2.2와 유사한 형태로 모드 잠금 펄스가 공진기 내에서 형성될 것으로 예상할 수 있다.

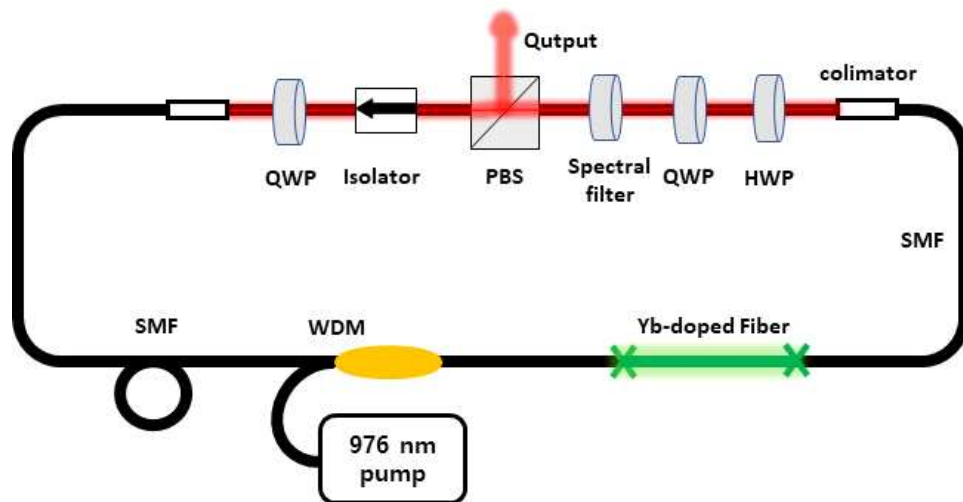


그림 2.1 Chong에 의해 개발된 ANDi 광섬유 레이저 모식도[25]

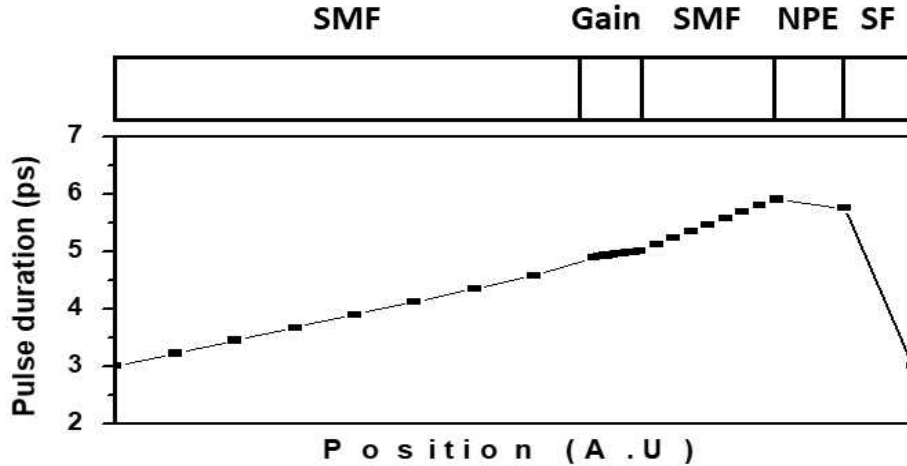


그림 2.2 수치해석을 통한 ANDi 광섬유 레이저의 펄스 형성 메커니즘[26]

ANDi 광섬유 레이저에서 모드 잠금 펄스를 형성하는 방식으로는 비선형 편광 회전 방식이 사용된다. 이러한 비선형 효과를 발생시키기 위해서는 광섬유에 입사하는 빔은 타원 편광과 같이 직교하는 두 편광 성분의 상대적 진폭 크기가 달라야 한다. 그림 2.3은 비선형 편광 회전 효과에 의해 펄스가 발생하는 원리를 설명한다. 레이저 펄스가 선 편광기를 지나고, 1/4 파장판(Quarter Wave Plate, QWP)을 통과하면 임의의 타원 편광 상태가 만들어진다. 이때 직교하는 편광 성분의 차이에 따라 비선형 편광 회전 효과가 달라진다. 광섬유로 입사한 타원 편광된 광은 비선형 Kerr 매질인 광섬유를 통과하면서 펄스의 중심부와 가장자리 부분의 상대적인 광 세기차이 때문에 서로 다른 복굴절이 발생하게 되고, 그로 인해 서로 다른 편광 회전을 겪게 된다. 그 결과 광섬유를 통과한 펄스의 첨두 부분과 가장자리 부분의 편광 상태는 달라진다. 이후 QWP의 회전 각도를 조절해 가능한 첨두 부분의 편광 상태가 선 편광이 되도록 만든다. 선 편광된 펄스의 첨두 부분은 1/2 파장판(Half Wave Plate, HWP)을 조절하여 편광기의 축에 맞춰 통과시키면 첨두 부분의 강한 부분만 투과하고 가장자리 부분은 차단되면서 짧은 폭을 갖는 펄스를 만들 수 있다.

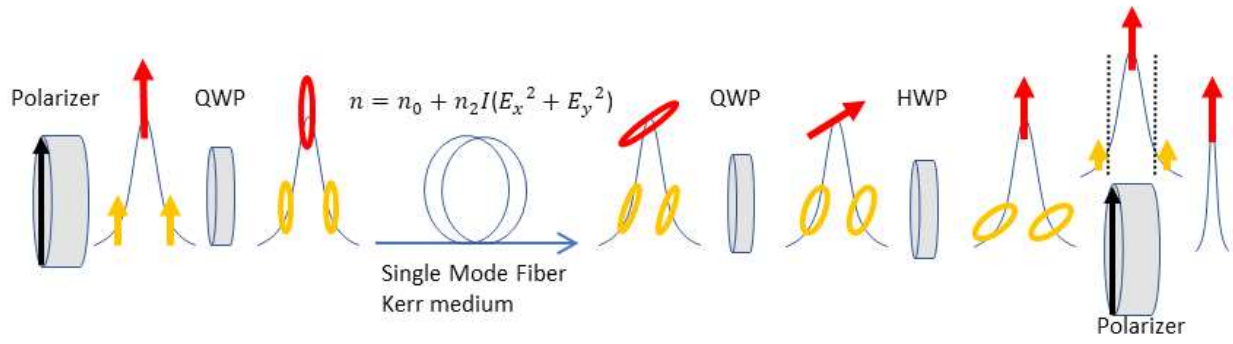


그림 2.3 비선형 편광 회전 메커니즘

제2절 광의 편광 표현

2.1 광의 편광 표현

광은 전자기파의 일종이다. 자유 공간이나 균질한 등방성 비감쇠 매질을 진행하는 전자기파는 진행 방향과 진동 방향이 서로 수직인 횡파의 특성을 갖는다. 따라서 z 축으로 진행하는 광의 전기장 벡터는 항상 x 축과 y 축의 성분만을 가지고 있어야 한다. 관습적으로 전기장의 진동 방향을 전자기파의 진동 방향으로 정의한다. 임의의 전자기파를 구성하는 전기장의 진동 방향이 일정한 규칙성을 갖고 진동할 때 이 광은 편광되어 있다고 한다. 이러한 성질을 갖고 z -방향으로 진행하는 전기장 벡터의 x 축 성분과 y 축 성분을 각각 식 (2.1)과 (2.2)로 표현한다.

$$\vec{E}_x(z,t) = \hat{x}E_{0x}\cos(kz - wt) \quad (2.1)$$

$$\vec{E}_y(z,t) = \hat{y}E_{0y}\cos(kz - wt + \delta) \quad (2.2)$$

여기서 \hat{x} , \hat{y} 은 진동 방향을 나타내는 단위벡터이다. E_{0x} , E_{0y} 는 전기장의 진폭을 나타낸다. δ 는 x -방향으로 진동하는 파와 y -방향으로 진동하는 파의 상대적 위상 차이를 의미하며 $\delta = \delta_y - \delta_x$ 로 정의된다. 서로 수직인 방향으로 진동하는 식 (2.1)과 (2.2)의 합성 전기장 벡터는 식 (2.3)과 같이 벡터 합으로 표현된다.

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_x(z,t) + \vec{E}_y(z,t) = \hat{x}E_{0x}\cos(kz - wt) + \hat{y}E_{0y}\cos(kz - wt + \delta) \quad (2.3)$$

광이 진행할 때 전기장의 진동 방향이 항상 일정한 경우 선 편광(Linear polarization)되어 있다고 말한다. 일반적인 전기장 표현인 식 (2.3)에서 δ 가 $0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$ 만큼 차이가 난다면 두 파는 위상이 일치하게 되고, 이 경우 식 (2.3)은 식 (2.4)와 같이 표현된다.

$$\vec{E} = (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y)\cos(kz - \omega t) \quad (2.4)$$

이러한 상태의 광은 제1 사분면과 제3 사분면에서 진동하게 된다. 이때, x 축과 이루는 각도 θ 는 x 축 방향의 진폭과 y 축 방향의 진폭에 의해서 결정된다. 반면에, δ 가 $\pm\pi, \pm3\pi, \pm5\pi, \dots$ 만큼 차이가 나는 경우, 합성 전기장 벡터는 식 (2.5)와 같이 표현되고, 광은 제2 사분면과 제4 사분면에서 진동하게 된다.

$$\vec{E} = (\hat{x}E_x - \hat{y}E_y)\cos(kz - \omega t) \quad (2.5)$$

x -방향으로 진동하는 파와 y -방향으로 진동하는 파의 진폭이 같고($E_x = E_y = E_0$) 상대 위상차를 나타내는 δ 가 $\frac{\pi}{2} + 2n\pi$ ($n = \pm 0, 1, 2, \dots$)만큼 차이가 나는 경우 식 (2.3)은 식 (2.6)과 같이 표현된다.

$$\vec{E} = E_0(\hat{x}\cos(kz - \omega t) + \hat{y}\sin(kz - \omega t)) \quad (2.6)$$

이때 $\vec{E}_y(z, t)$ 는 $\vec{E}_x(z, t)$ 를 $\frac{\pi}{2}$ 만큼 앞서게 된다. 그 결과 합성 전기장 벡터 \vec{E} 는 관찰자의 관점에서 시간이 지남에 따라 시계 방향으로 회전한다. 이렇듯 시계 방향으로 회전하는 파를 우원 편광(Right Circular Polarization, RCP)이라고 한다. 마찬가지로 $\vec{E}_x(z, t)$ 가 $\vec{E}_y(z, t)$ 를 $\frac{\pi}{2}$ 만큼 앞서게 되면 시간이 지남에 따라 반시계 방향으로 광이 회전하게 되고, 이를 좌원 편광(Left Circular Polarization, LCP)이라고 한다.

앞서 말한 선 편광과 원형 편광은 타원 편광의 특수한 경우로 생각할 수 있다. 타원 편광이란 합성된 전기장 벡터 \vec{E} 가 시간이 지남에 따라 회전하면서 그 크기 또한 변하여 고정된 지점에서 편광을 관찰하면 타원의 형태로 편광 상태가 변화하는 것을 의미한다. 이를 수학적으로 표현하면 식 (2.7)과 같다[27].

$$\left(\frac{E_x(t)}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y(t)}{E_{0y}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x(t)}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y(t)}{E_{0y}}\right)\cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (2.7)$$

식 (2.7)에서 시간에 대한 의존성을 없애고 크기에 대해서만 정리하면 (E_x, E_y) 좌표계에서 E_x 축에 대해 α 만큼의 각을 주축의 각도를 가진 타원 방정식이며 이때의 α 는 식 (2.8)을 만족한다.

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_{0x}E_{0y}\cos(\delta)}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (2.8)$$

2.2 존스 벡터(Jones vector)

광의 편광 상태를 표현하는 방법 중 하나는 1941년 R.C. Jones에 의해 고안된 존스 벡터 표현 방법이다[28]. 존스 벡터는 광의 진폭과 위상 정보만으로 광의 편광 상태를 표현하므로 수학적으로 쉽게 표현할 수 있다. 존스 벡터는 일반적으로 두 성분 제곱의 합이 1이 되도록 정규화하여 사용한다. 이를 수학적으로 표현하면 식 (2.9)와 같다. 여기서 $E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = 1$ 이다.

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}(t)e^{i(kz - \omega t + \delta_x)} \\ E_{0y}(t)e^{i(kz - \omega t + \delta_y)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}e^{i\delta_x} \\ E_{0y}e^{i\delta_y} \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.9)$$

편광을 변화시키는 광학 소자로 광이 입사하면, 투과된 광은 광학 소자에 영향을 받아 편광 상태가 변하게 된다. 이러한 광학 소자의 광학적 특성을 2×2 행렬 형태로 표현할 수 있고, 이를 존스 행렬이라고 한다. 따라서 광의 편광 상태를 나타내는 존스 벡터에 광학 소자의 편광 특성을 나타내는 존스 행렬을 곱하면 투과된 광의 편광 상태를 계산할 수 있다. 일반적으로 사용되는 편광 상태에 해당하는 존스 벡터는 표 2.1에, 광학 소자에 해당하는 존스 행렬은 표 2.2에 나열되어 있다.

표 2.1 편광 상태에 해당하는 존스 벡터[27]

편광 상태	존스 벡터
수평 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
수직 선 편광	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 +45° 선 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 -45° 선 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$
우원 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$
좌원 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$

표 2.2 광학 소자에 해당하는 존스 행렬[27]

광학 소자	존스 행렬
수평 선 편광기	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
수직 선 편광기	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
$\pm 45^\circ$ 선 편광기	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix}$
투과축이 수평으로부터 θ 의 각도인 편광기	$\begin{pmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta \cos\theta \\ \sin\theta \cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix}$
회전각이 수평축으로부터 임의의 각 θ 로 정렬된 QWP	$e^{-\frac{i\pi}{4}} \begin{pmatrix} \cos^2\theta + i\sin^2\theta & (1-i)\sin\theta \cos\theta \\ (1-i)\sin\theta \cos\theta & \sin^2\theta + i\cos^2\theta \end{pmatrix}$
회전각이 수평축으로부터 임의의 각 θ 로 정렬된 HWP	$e^{-\frac{i\pi}{2}} \begin{pmatrix} \cos^2\theta - \sin^2\theta & 2\cos\theta \sin\theta \\ 2\cos\theta \sin\theta & \sin^2\theta - \cos^2\theta \end{pmatrix}$

2.3 스토크스 매개변수(Stokes parameter)

광의 편광 상태를 표현하는 또 다른 방법은 1852년 G. G. Stokes에 의해 고안된 스토크스 매개변수 표현 방법이다[29]. 앞서 설명했던 존스 행렬은 전기장의 진동 방향과 위상을 통해 편광 상태를 정의한다. 일반적으로 관측되는 광은 비 편광되어 있거나 부분 편광되어 있다. 따라서 임의의 진동 방향과 위상을 가진 전자기파들의 합으로 구성된 비 편광된 광이나 부분 편광된 광은 존스 벡터를 통해 표현하기 어렵다. 하지만 스토크스 매개변수는 존스 행렬과는 달리 완전히 편광된 광이나 편광되지 않은 광, 부분 편광된 광을 포함하는 모든 광의 편광 상태를 표현하는 것이 가능하다. 전기장의 진폭과 위상이 매우 빠른 속도로 변하기 때문에 실질적으로는 관측할 수 없다. 스토크스 매개변수는 4개의 관측 가능한 광의 세기 측정값을 이용해 광의 총 광량, 편광 정도, 편광 타원의 모양 등 광의 편광 상태를 완전히 나타낼 수 있다는 장점이 있다. 이러한 스토크스 매개변수는 가장 일반적인 광의 편광 상태를 표현하는 타원 편광에 대한 식 (2.7)을 통해 유도할 수 있다 [27]. 먼저 전기장을 관찰 가능한 영역으로 나타내기 위해서 식 (2.7)에 시간 평균을 취하면 식 (2.10)과 같이 표현된다. 이는 단일 진동 시간에 비해 매우 긴 시간으로 무한대로 간주할 수 있지만, 주기성을 고려하여 단일 진동 주기에 대해서만 평균을 취해 관찰 가능한 영역으로 변환한다.

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - 2 \frac{\langle E_x(t) \cdot E_y(t) \rangle}{E_{0x}E_{0y}} \cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (2.10)$$

여기서 $\langle E_x(t) \cdot E_y(t) \rangle$ 는 식 (2.11)과 같이 정의된다.

$$\langle E_x(t)E_y(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_x(t)E_y(t) dt \quad (2.11)$$

식 (2.10)의 양변에 $4E_{0x}^2 E_{0y}^2$ 를 곱하고 식 (2.12)와 같이 표현되는 시간 평균값을 대입하면 식 (2.13)과 같은 방정식이 도출된다.

$$\langle E_x^2(t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}^2, \langle E_y^2(t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0y}^2, \langle E_x(t) E_y(t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x} E_{0y} \cos(\delta) \quad (2.12)$$

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x} E_{0y} \cos\delta)^2 = (2E_{0x} E_{0y} \sin\delta)^2 \quad (2.13)$$

각각의 괄호 안의 값을 다음과 같이 정리하여 스토크스 매개변수로 정의한다.

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (2.14)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (2.15)$$

$$S_2 = 2E_{0x} E_{0y} \cos\delta \quad (2.16)$$

$$S_3 = 2E_{0x} E_{0y} \sin\delta \quad (2.17)$$

스토크스 벡터의 첫 번째 항인 S_0 는 광의 수평 성분인 x -방향 세기인 I_x 와 수직 성분인 y -방향 세기인 I_y 의 합인 총 광량을 나타낸다. 두 번째 항인 S_1 는 전기장의 x -방향 세기인 I_x 와 y -방향 세기인 I_y 의 차이를 나타낸다. 세 번째 항인 S_2 는 $+45^\circ$ 선 편광된 광 세기와 -45° 선 편광된 광 세기의 차이를 의미한다. 마지막 항인 S_3 는 우원 편광된 광 세기와 좌원 편광된 광 세기의 차이를 의미한다. 잘 알려진 편광 상태에 대한 스토크스 벡터는 표 2.4에 정리하였다.

광의 편광을 표현할 때 중요한 또 하나의 정보는 광이 얼마나 편광되어 있는지를 뜻하는 편광도(P)이다. 이는 식 (2.18)과 같이 정의된다. 여기서 I_{tot} 는 광의 총 세기, I_{pol} 은 편광 성분 합인 세기이다. $P=1$ 이면 완전히 편광된 광에 해당하고, $P=0$ 이면 편광되지 않은 광에 해당하며, $0 < P < 1$ 이면 부분 편광된 광에 해당한다.

$$P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (2.18)$$

표 2.3 편광 상태에 해당하는 스토크스 벡터[27]

편광 상태	스토크스 벡터
수평 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
수직 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 +45° 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 -45° 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$
우원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
좌원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

제3절 광 세기 자기상관기를 이용한 펄스폭 측정

모드 잠금 레이저에서 생성되는 극초단 펄스는 매우 짧은 펄스폭을 가지고 있어 이보다 느린 반응속도를 갖는 광 다이오드 기반의 광전자 방식으로는 측정이 힘들다. 따라서 직접적으로 펄스폭을 측정하는 대신 간접적으로 펄스폭을 추정하는 방식을 이용한다. 그중 하나의 예로 2차 고조파 생성(Second Harmonic Generation, SHG)의 비선형 현상 기반의 자기상관계(Autocorrelation)가 있다. 그림 2.4는 실험에 사용된 자기상관기(FR103-XL)의 모식도를 나타낸다. 그림에서 볼 수 있듯이 빔 분할기에 의해 둘로 나누어진 후 거울들의 회전으로 인해 광경로차가 발생하게 되며, 최종적으로 M2에 의해 레이저 빔들이 제2 고조파 생성 결정에 집속되어 제2 고조파 빔을 발생시킨다. 이때, 식 (2.19)와 같이 SHG의 전기장 세기는 입사하는 전기장 세기의 제곱에 비례한다. 이 신호는 광신호를 전기 신호로 변환시키는 PMT 검출기(Photomultiplier)를 통해 검출된다. 이때, 두 펄스의 광 경로 차이가 0이면 최대 2차 고조파 세기가 생성된다. 광 경로 차이가 점차 벌어지면 두 펄스가 시간적으로 분리되면서 세기가 약해지다가 두 펄스가 완전히 분리되면 2차 고조파 신호가 나오지 않게 된다. 기존의 펄스와 τ 만큼의 시간 지연을 겪은 두 펄스의 자기상관 신호는 식 (2.20)과 같이 주어진다. 펄스폭을 계산하는 자세한 방법은 3장에서 다루도록 한다.

$$SHG : E_{2\omega}(t) \propto |E_{\omega}(t)|^2 \quad (2.19)$$

$$I_{2\omega}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega}(t)I_{\omega}(t-\tau)dt \quad (2.20)$$

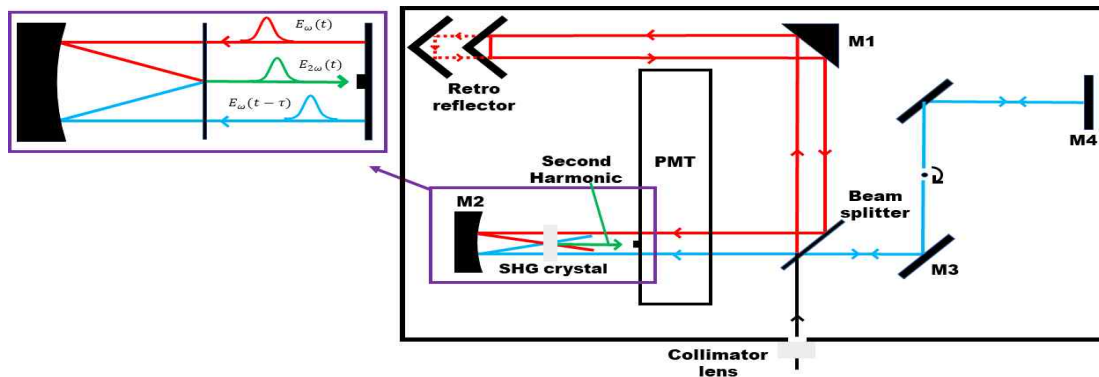


그림 2.4 본 연구에서 사용한 광 세기 자기상관기의 모식도

제4절 선행 연구 분석

여러 가지 선행 연구 중 비선형 편광 회전 방식으로 모드 잠금된 Yb 첨가 광섬유 레이저의 모드 잠금 안정 영역 분석에 관한 연구인 2005년에 발행된 Andrey Komarove의 분석 방법을 토대로 이론적 분석을 수행하였다[22]. 이 방법은 그림 2.5와 같이 편광기를 통과한 수평 편광된 빛이 광학 소자들을 한 바퀴 공진한 후 광 세기가 증가하거나 감소하는 방향으로 변화하는 것을 광학 소자들의 존스 행렬과 광섬유의 비선형 편광 회전을 이용하여 계산한다.

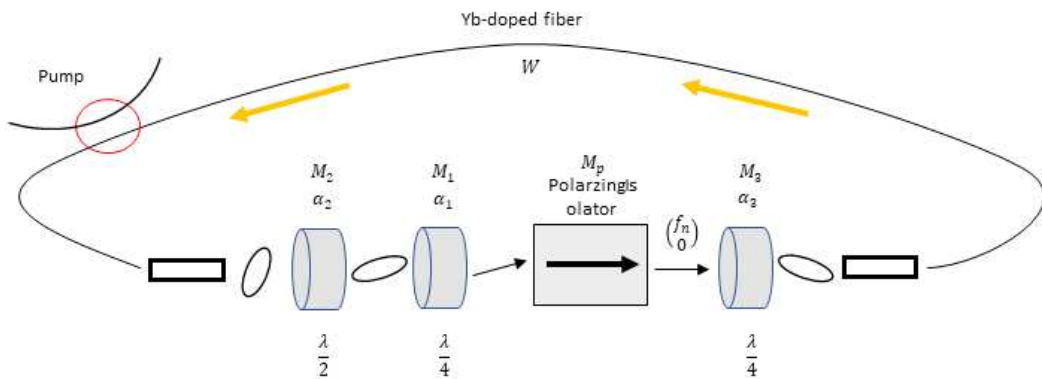


그림 2.5 Andrey Komarove의 논문에서 사용된 실험 구성도

이때 광섬유는 Kerr 비선형성을 띠고, 선형 복굴절이 없는 섬유에서 z 축을 따라 전파하는 파동을 가정한다. 큰 피크 파워를 가지는 경우, 비선형 효과가 충분히 커서 1회 왕복에서 GVD와 함께 증폭 및 주파수 이득 필터링 효과를 무시할 수 있다고 가정한다. 이러한 가정하에 전기장 구성 요소에 대한 전파 방정식은 평면파와 동일하다고 할 수 있고, 식 (2.21)과 같이 표현된다[21,25].

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\gamma(|u|^2u + A|v|^2u + Bv^2u^*) \quad (2.21a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = i\gamma(|v|^2v + A|u|^2v + Bu^2v^*) \quad (2.21b)$$

여기서 u 와 v 는 광섬유를 따라 진행하는 서로 수직한 편광 구성 성분,

$\gamma = \frac{n_2 \cdot \omega_0}{c \cdot A_{eff}} (m^{-1}W^{-1})$ 는 비선형 굴절 계수 n_2 와 관련된 비선형 계수, ω_0 는 레이

저의 공진주파수, c 는 빛의 속도, A_{eff} 는 광섬유의 MFD를 고려한 면적, n_2 는 일반적으로 광섬유의 비선형 효과에 대해 많이 연구되는 값인 $3.2 \times 10^{-20} (m^2/W)$ [30], 실리카 섬유의 경우 $A = \frac{2}{3}, B = \frac{1}{3}$ 이다. 식 (2.21)을 통해 두 개의 보존되는 값인 식 (2.22)를 얻을 수 있다.

$$I = |u(z)|^2 + |v(z)|^2 = |u(0)|^2 + |v(0)|^2 \quad (2.22a)$$

$$J = \text{Im}[u(z)v^*(z)] = \text{Im}[u(0)v^*(0)] \quad (2.22b)$$

식 (2.22a)는 섬유를 따라 에너지 I 가 보존됨을 나타내고, 식 (2.22b)는 섬유를 따라 전파하는 동안 편광 타원의 면적 J 의 보존을 나타낸다. 식 (2.22)를 통해 식 (2.21)의 해는 다음과 같이 간단하게 계산된다.

$$\begin{pmatrix} u(z) \\ v(z) \end{pmatrix} = e^{i(\gamma \cdot I \cdot z)} \begin{pmatrix} \cos(\Omega z) & \sin(\Omega z) \\ -\sin(\Omega z) & \cos(\Omega z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(0) \\ v(0) \end{pmatrix} = W \begin{pmatrix} u(0) \\ v(0) \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

여기서 $\Omega = 2\gamma BJ$ 는 상수이다. 식 (2.23)은 편광 타원이 광섬유를 따라 전파되는 동안 모양의 변화 없이 일정한 속도 Ω 로 회전함을 보여준다.

그림 2.5의 공진기에서 레이저 빔이 공진하고 있다고 가정하면 편광판을 통과한 빔의 전기장은 x 축을 따라 편광된다. 이 빔에 대한 존스 벡터를 $\begin{pmatrix} f_n(t) \\ 0 \end{pmatrix}$ 와 같이 쓸 수 있다. 여기서 n 은 임의의 n 번째 공진 상태를 나타낸다. 이후 공진 빔의 진폭 f_n 이 QWP(M_3), 광섬유(W), HWP(M_2), QWP(M_1), 편광기(M_p)를 통과하면 추가로 한번 더 공진하게 되고, 이때의 공진 빔의 전기장 진폭은 f_{n+1} 로 표기된다. 한 바퀴 공진한 뒤의 존스 벡터는 식 (2.24)와 같은 관계식을 갖는다.

$$\begin{pmatrix} f_{n+1}(t) \\ 0 \end{pmatrix} = M_p M_1 M_2 W M_3 \begin{pmatrix} f_n(t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

여기서 M_1, M_3 는 QWP의 존스 행렬이고, M_2 는 HWP의 존스 행렬, W 는 식 (2.23)과 같이 표현되는 광섬유에서 광 세기에 따른 비선형 편광 회전을 설명하고, M_p 는

식 (2.25)와 같이 표현되는 투과되는 수평 편광의 존스 행렬이다. 여기서 편광기의 x축 성분에 대한 χ 는 투과 계수이고, 이상적인 경우 1의 값을 갖는다.

$$M_p = \begin{pmatrix} \chi & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

식 (2.24)를 계산하고 정리하면 다음과 같은 4가지 식으로 표현된다.

$$f_{n+1} = -\chi e^{i(\gamma \cdot I \cdot L)} [\cos(pI_n + \kappa) \cos(\alpha_1 - \alpha_3) - i \sin(pI_n + \kappa) \sin(\alpha_1 + \alpha_3)] f_n \quad (2.26a)$$

$$I_{n+1} = \chi^2 [\cos^2(pI_n + \kappa) \cos^2(\alpha_1 - \alpha_3) + \sin^2(pI_n + \kappa) \sin^2(\alpha_1 + \alpha_3)] I_n \quad (2.26b)$$

$$\eta = \frac{I_{n+1}}{I_n} = \chi^2 [\cos^2(pI_n + \kappa) \cos^2(\alpha_1 - \alpha_3) + \sin^2(pI_n + \kappa) \sin^2(\alpha_1 + \alpha_3)] \quad (2.26c)$$

$$\eta' = \frac{1}{2} B \chi^2 \sin(4\alpha_3) \cos(2\alpha_1) \sin(2(pI_n + 2\alpha_2 - \alpha_1 - \alpha_3)) \quad (2.26d)$$

여기서 $\kappa = 2\alpha_2 - \alpha_1 - \alpha_3$ 이고, 각각의 식들은 투과 진폭, 투과 세기, 비선형 투과 계수 및 비선형 투과율이다. 비선형 투과율 η' 은 비선형 투과 계수 η 를 광 세기에 대해 미분한 값으로 순간 광 세기 변화를 의미한다. 또한 각각의 변수들은 $\Omega = \gamma B |f_n|^2 \sin(2\alpha_3)$, $I_n = \gamma \cdot L \cdot |f_n|^2$, $p = \frac{1}{3} \sin(2\alpha_3)$, $|f_n|^2 = P_{peak} = \frac{P_{avg}}{f \cdot \Delta\tau}$ 로 표현된다. 이때 α_3 는 QWP1 회전 각도, L 은 광섬유 길이, P_{avg} 는 공진기 내부의 평균 파워, f 는 레이저 주파수, $\Delta\tau$ 는 펄스폭이다. 이러한 변수들은 실험을 통해 측정이 가능하며, 이후, 측정을 통해 대입하고 계산하여 파장판들의 각도 함수로 표현되는 비선형 투과율 그래프를 그릴 수 있다.

비선형 투과율 η' 은 그림 2.5에 나타난 파장판들의 회전 각도 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 및 내부 광세기에 비례하는 값 I_n 에 따라 달라진다. 이때 $\eta' < 0$ 의 경우 투과도가 감소하여 광 세기가 감소한다. 이 경우를 음의 피드백 상태라고 말하며, 수동 모드 잠금이 불가능하여 CW가 발생한다. $\eta' > 0$ 의 경우 투과도가 증가하여 광 세기가 증가한다. 이 경우를 양의 피드백 상태라고 말하며, 수동 모드 잠금에 필요하다. 비선형 투과율 η' 의 그래프는 그림 2.6에 나와 있다. 그림에서 노란색 영역은 양의 피드백이 발생하는 구간이고, 하얀색 영역은 음의 피드백이 발생하는 구간이다. 영

역의 경계조건은 식 (2.27)과 같이 표현된다.

$$\alpha_1 = \pm \frac{\pi}{4}, \pm \frac{3\pi}{4}, \dots \quad \text{및} \quad \alpha_2 = \frac{\alpha_1}{2} + \frac{\alpha_3}{2} + \frac{k\pi}{4} - \frac{pI_n}{2} \quad (2.27)$$

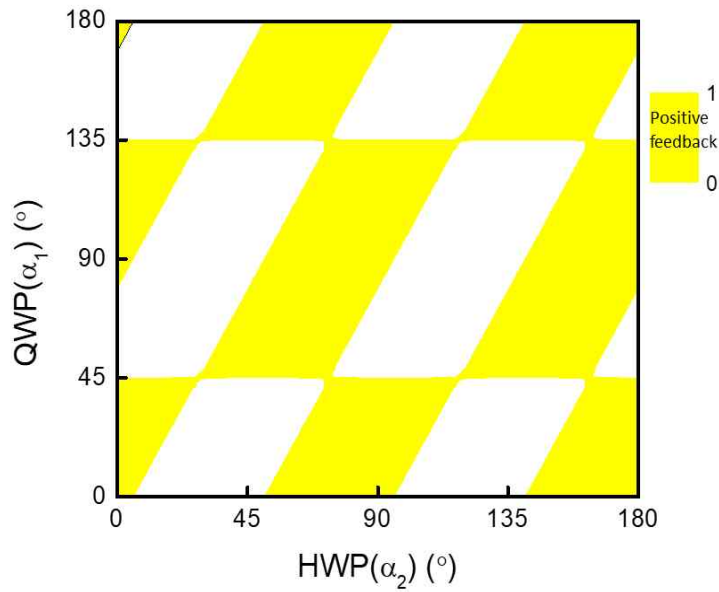


그림 2.6 비선형 투과율 η' 그래프 ($\alpha_3 = 0.2, I_n = 0, \chi = 0.95$)

여기서 k 는 정수이다. 식 (2.27)을 만족하는 경계조건은 비선형 투과율이 0인 지점으로, 모드 잠금이 발생하지 않는 영역이다. 경계는 광 세기에 의존하므로 큰 광 세기의 경우 그래프는 우측 방향으로 평행 이동하게 된다. 따라서 수동 모드 잠금의 구현 조건은 광 세기에 따라 달라진다. 그러나 실제 실험에서는 광섬유의 꼬임이나 응력에 의해 추가로 발생한 비선형 굴절률 효과 때문에 그림 2.6과 같이 모드 잠금 펄스가 발생할 수 있는 영역 형태로 표시되지 않을 것이다.

4.1 HQ ANDi 광섬유 공진기 실험 구조의 이론 분석

본 연구에서는 ANDi 광섬유 레이저 구조에서 HWP와 QWP의 배열 순서가 서로 반대인 두 종류의 레이저 공진기에 대해 모드 잠금 안정 영역 분석 실험을 수행하였다. 먼저, 빔의 진행 순서가 HWP와 QWP로 구성된 ANDi 광섬유 레이저에 대해 Andrey Komarove의 분석 방법을 토대로 이론적 분석을 수행하였다. 이 공진기를 편의상 HQ ANDi 광섬유 공진기라고 명명한다. 먼저 그림 2.7과 같은 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에 대해 이론 분석을 진행하였다. 이 구조는 그림 2.6에 추가로 패러데이 회전자가 포함된 구조이다.

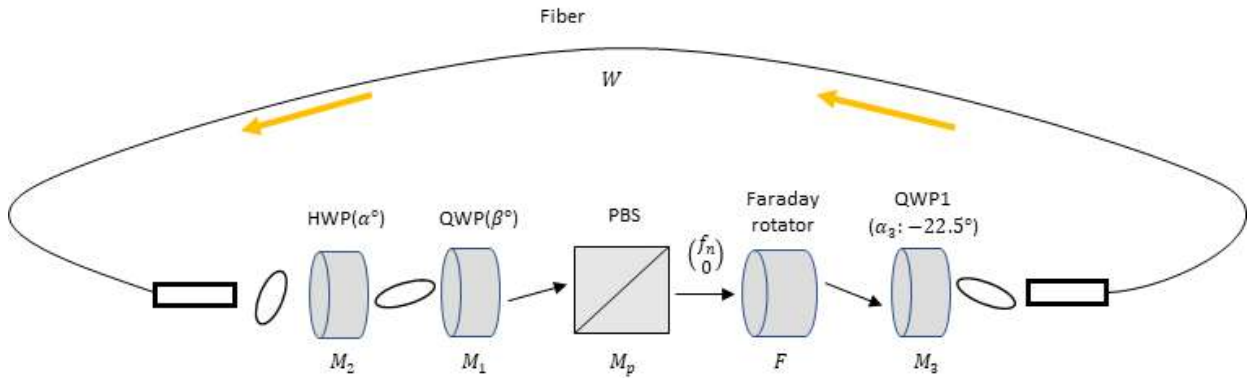


그림 2.7 HQ ANDi 광섬유 공진기의 모식도와 편광 상태

HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에서 한 바퀴 공진한 뒤의 전기장 진폭은 식 (2.28)과 같이 표현된다.

$$\begin{pmatrix} f_{n+1}(t) \\ 0 \end{pmatrix} = M_p M_1 M_2 W M_3 F \begin{pmatrix} f_n(t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

식 (2.28)을 계산하고 정리하면 다음과 같은 4가지 식으로 표현된다.

$$f_{n+1} = -\chi e^{i\gamma L} \left[\cos(pI_n + \psi) \cos(\beta - \alpha_3 - \frac{\pi}{4}) - i \sin(pI_n + \psi) \sin(\beta + \alpha_3 + \frac{\pi}{4}) \right] f_n \quad (2.29a)$$

$$I_{n+1} = \chi^2 \left[\cos^2(pI_n + \psi) \cos^2(\beta - \alpha_3 - \frac{\pi}{4}) + \sin^2(pI_n + \psi) \sin^2(\beta + \alpha_3 + \frac{\pi}{4}) \right] I_n \quad (2.29b)$$

$$\eta = \frac{I_{n+1}}{I_n} = \chi^2 \left[\cos^2(pI_n + \psi) \cos^2(\beta - \alpha_3 - \frac{\pi}{4}) + \sin^2(pI_n + \psi) \sin^2(\beta + \alpha_3 + \frac{\pi}{4}) \right] \quad (2.29c)$$

$$\eta' = \frac{1}{3} \chi^2 \sin^2(2\alpha_3) \cos(2\beta) \sin(2(pI_n + 2\alpha - \beta - \alpha_3)) \quad (2.29d)$$

여기서 $\psi = 2\alpha - \beta - \alpha_3$ 이고, 각각의 식들은 투과 진폭, 투과 세기, 비선형 투과 계수 및 비선형 투과율이다. 앞서 분석한 방법과 같은 방법으로 비선형 투과율 η' 식을 이용하면 광 세기에 따라 변화하는 비선형 피드백 변화를 볼 수 있다. 이때 HQ ANDi 광섬유 공진기의 비선형 투과율 경계조건은 식 (2.30)과 같이 표현된다.

$$\beta = \pm \frac{\pi}{4}, \pm \frac{3\pi}{4}, \dots \quad \text{및} \quad \alpha = \frac{\beta}{2} + \frac{\alpha_3}{2} + \frac{k\pi}{4} - \frac{pI_n}{2} \quad (2.30)$$

4.2 QH ANDi 광섬유 공진기 실험 구조의 이론 분석

다음은 빔의 진행 순서가 QWP와 HWP로 구성된 ANDi 광섬유 공진기에 대해 이론적 분석을 수행하였다. 모식도는 그림 2.8과 같고, 이 구조를 QH ANDi 광섬유 공진기 구조라고 명명하였다[31].

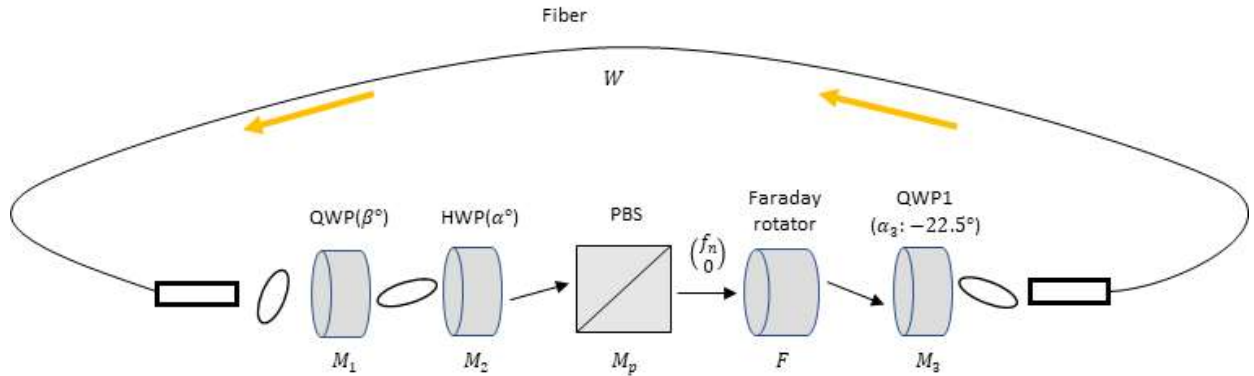


그림 2.8 QH ANDi 광섬유 공진기의 모식도와 편광 상태

QH ANDi 광섬유 공진기 구조에서 한 바퀴 공진한 뒤의 전기장 진폭은 식 (2.31)과 같이 표현된다.

$$\begin{pmatrix} f_{n+1} \\ 0 \end{pmatrix} = M_p M_2 M_1 W M_3 F \begin{pmatrix} f_n \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

식 (2.31)은 M_1 과 M_2 의 위치가 바뀐 것을 제외하고는 식 (2.28)과 같다. 식 (2.31)을 계산하고 정리하면 다음과 같은 투과 진폭, 투과 세기, 비선형 투과 계수 및 비선형 투과율에 관한 식들을 구할 수 있다.

$$f_{n+1} = -\chi e^{i\gamma L} \left[\cos(pI_n + \beta - \alpha_3) \cos(\psi - \frac{\pi}{4}) - i \sin(pI_n + \beta - \alpha_3) \sin(\psi + 2\alpha_3 + \frac{\pi}{4}) \right] f_n \quad (2.32a)$$

$$I_{n+1} = \chi^2 \left[\cos^2(pI_n + \beta - \alpha_3) \cos^2(\psi - \frac{\pi}{4}) + \sin^2(pI_n + \beta - \alpha_3) \sin^2(\psi + 2\alpha_3 + \frac{\pi}{4}) \right] I_n \quad (2.32b)$$

$$\eta = \frac{I_{n+1}}{I_n} = \chi^2 \left[\cos^2(pI_n + \beta - \alpha_3) \cos^2(\psi - \frac{\pi}{4}) + \sin^2(pI_n + \beta - \alpha_3) \sin^2(\psi + 2\alpha_3 + \frac{\pi}{4}) \right] \quad (2.32c)$$

$$\eta' = \frac{1}{3} \chi^2 \sin^2(2\alpha_3) \cos(4\alpha - 2\beta) \sin(2(pI_n + \beta - \alpha_3)) \quad (2.32d)$$

여기서도 마찬가지로 $\psi = 2\alpha - \beta - \alpha_3$ 이고, 비선형 투과율 η' 식을 이용하면 광 세기에 따라 변화하는 비선형 피드백 변화를 볼 수 있다. QH ANDi 광섬유 공진기의 비선형 투과율 경계조건은 식 (2.33)과 같다. 경계조건은 HQ ANDi 광섬유 공진기와 QH ANDi 광섬유 공진기가 서로 다르다는 것을 알 수 있다.

$$2\alpha - \beta = \pm \frac{\pi}{4}, \pm \frac{3\pi}{4}, \dots \quad \text{및} \quad \beta = \alpha_3 + \frac{k\pi}{2} - pI_n \quad (2.33)$$

제3장 실험 결과 및 분석

제1절 HQ ANDi 광섬유 레이저 구성 및 제작

그림 3.1은 본 연구에서 설계한 ANDi 광섬유 레이저의 구성도 및 실제 구성 장치 사진이다. 펌프 소스로 되돌아가는 광을 막기 위해 펌프 소스와 파장 분할 다중화기(Wavelength division multiplexer, WDM) 사이에 광 고립기(Optical Isolator, ISO)를 삽입하였다. 공진기를 구성하는 광섬유는 MFD(Mode field diameter)가 1030 nm 파장에 대해 6.2 μm 인 단일 모드 광섬유(Single Mode Fiber, SMF)를 사용하였고 길이는 7 m를 사용하였다. 이때, 이터븀 첨가된 광섬유 이후의 단일 모드 광섬유의 길이는 안정적인 펄스 에너지를 발생하기 위해 1 m로 선택하였다[32]. 이득 매질은 1060 nm 파장에 대해 4.4 μm 의 MFD를 갖고 976 nm에서 1200 dB/m의 첨두 흡수 계수를 갖는 이터븀 첨가된 광섬유를 0.35 m 사용하였다. 또한, 추가적인 진폭 변조를 위해 중심 파장인 1030 nm에 대해 11.5 nm의 밴드 폭을 갖는 밴드 패스 필터(Band Pass Filter, BPF)를 삽입하였다.

공진기 내부의 편광 상태 검출을 위해 그림 3.1과 같이 HWP 앞단에 부분 반사 거울(Partial Mirror)을 삽입하였고, HWP와 QWP의 배열을 바꿀 수 있게 공진기를 설계하였다.

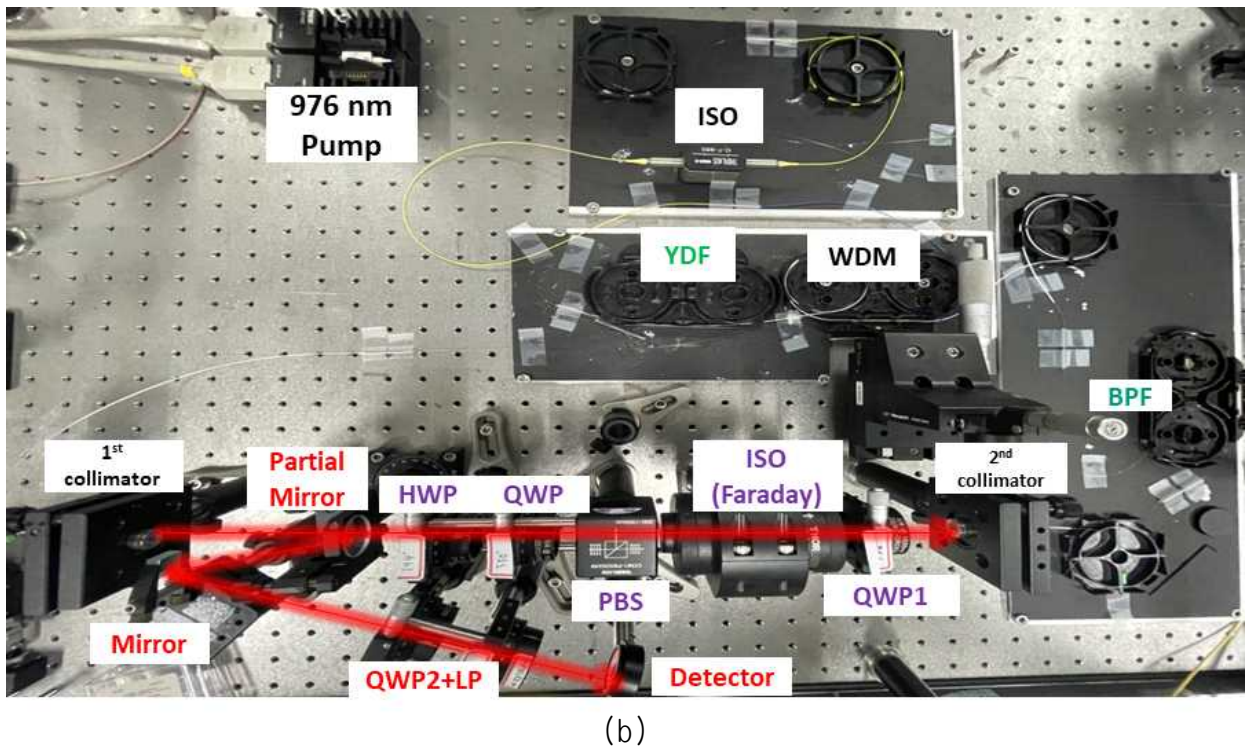
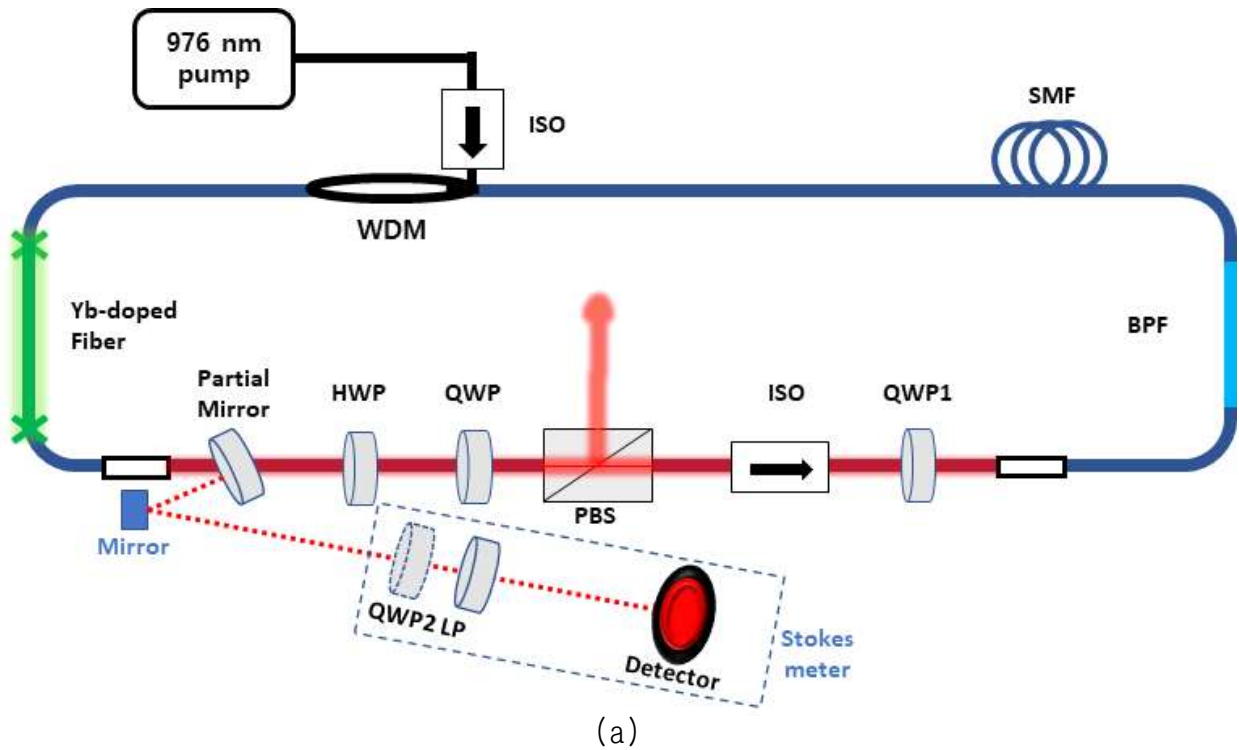


그림 3.1 제작된 ANDi 광섬유 레이저의 (a) 구성도, (b) 장치 사진
(ISO: optical isolator, WDM: wavelength-division multiplexer, YDF: Yb-doped fiber, SMF: single mode fiber, QWP: quarter-wave plate, HWP: half-wave plate, PBS: polarizing beam splitter, BPF: band pass filter)

제2절 공진기 내부의 편광 상태 측정을 위한 시스템 설계

2.1 편광 상태 측정을 위한 부분 반사 거울 제작 및 삽입

공진하는 빔 중에서 광섬유를 통과한 뒤의 빔을 측정하기 위해 그림 3.1(a)와 같이 HWP 앞단에 부분 반사 거울(Partial mirror)을 삽입하였다. 부분 반사 거울은 레이저 파장인 1030 nm에 대해 1.45의 굴절률을 갖는 용융 실리카(Fused silica) 재질을 사용하였다. 거울의 앞면은 광학적 코팅을 하지 않았고, 뒷면은 1030 nm에 대해 반사 방지 코팅(Anti reflection coating)을 하여 거울 앞면에서의 표면 반사를 통해 빔을 모니터링할 수 있게 설계되었다.

또한 측정을 위해 빔을 공진기 외부로 꺼내야 하므로 입사각에 따른 부분 반사 거울의 반사율을 조사하였다. 광이 서로 다른 매질로 진행할 때, 입사각에 따른 반사율은 프레넬 방정식에 의해 설명된다. 입사면에 대해 수직인 수직 편광(s-편광)이 매질1에서 매질2로 진행할 때 반사율은 식 (3.1)과 같고, 수평인 수평 편광(p-편광)이 매질1에서 매질2로 진행할 때 반사율은 식 (3.2)와 같다. 여기서 θ_i 는 입사각, n 은 n_2/n_1 로 정의되는 상대 굴절률이다. 그 결과는 그림 3.2에 그래프로 나타내었다.

$$R_{\perp} = \left(\frac{\cos\theta_i - (\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i})}{\cos\theta_i + (\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i})} \right)^2 \quad (3.1)$$

$$R_{\parallel} = \left(\frac{-n^2 \cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{n^2 \cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} \right)^2 \quad (3.2)$$

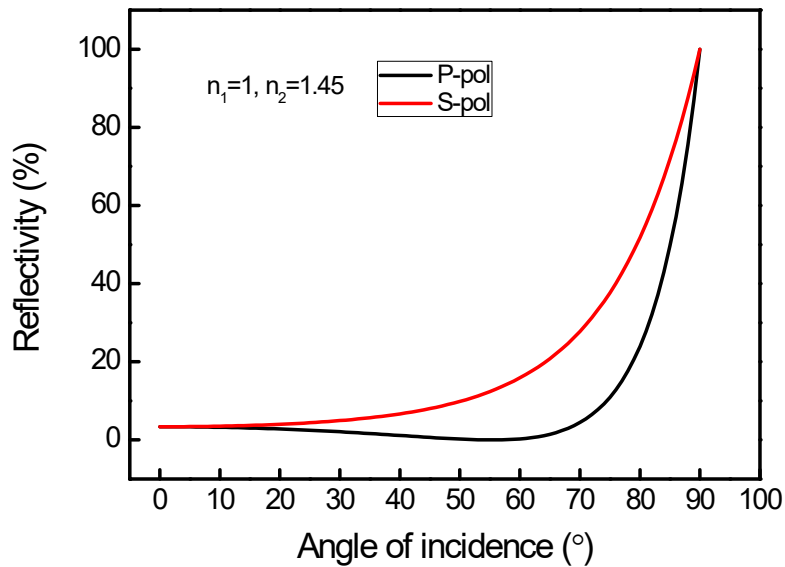


그림 3.2 입사각 및 편광 상태에 따른 이론적인 반사율

본 연구에서는 공진기 내부의 편광을 분석해야 하므로 S 편광과 P 편광에 대한 편광 측정을 정확히 수행해야 왜곡되지 않는 편광 정보를 얻어낼 수 있다. 따라서 그림 3.2를 참고하여 편광 의존도를 최소화할 수 있는 10° 이내의 각도에 대해 입사각과 편광 상태에 따른 부분 반사 거울의 반사율을 측정하였고, 이를 이론값과 비교해보았다. 그 결과는 표 3.1에 나타내었다. 표 3.1의 결과를 보아 이론값과 측정값이 가장 잘 일치했다는 점과 공진기 구조를 고려하여 6°의 각도로 부분 반사 거울을 삽입하였다. 그리고 모니터링된 빔은 다시 거울에 의해 6°로 반사되어 Stokesmeter로 입사된다.

표 3.1 입사각 및 편광 상태에 따른 부분 반사 거울의 반사율

편광 상태 \ 입사각		2°	4°	6°	8°	10°
R_s	측정값	3.4%	3.4%	3.4%	3.5%	3.5%
	이론값	3.4%	3.4%	3.4%	3.5%	3.5%
R_p	측정값	3.5%	3.4%	3.4%	3.3%	3.3%
	이론값	3.4%	3.4%	3.4%	3.3%	3.2%

2.2 편광 측정기(Stokesmeter) 제작 및 검증

본 논문에서는 제거 가능한 QWP와 선편광기(LP)로 이루어진 편광 측정기를 제작하였다[33]. 이 방법은 LP만을 설치한 후 회전하며 편광 상태를 직관적으로 예상할 수 있고, 추가적인 QWP 삽입을 통해 편광의 회전 방향을 확인할 수 있다는 장점이 있다. 그림 3.3은 본 연구에서 제작한 편광 측정기 모식도이다.

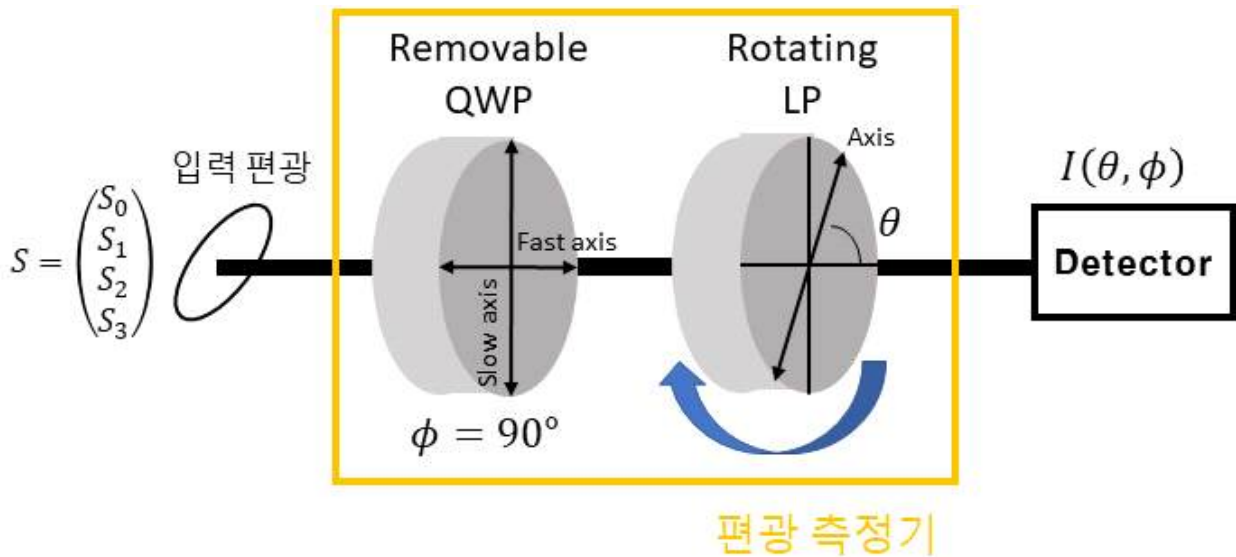


그림 3.3 본 연구에서 설계 제작된 편광 측정기 모식도

그림 3.3과 같이 제작된 편광 측정기를 이용하면 광검출기에서 식 (3.3)으로 표현되는 결과로 광 세기가 측정된다. 스토크스 벡터를 추출하는 방법은 다음과 같다. 먼저 QWP를 제거하여 위상 지연값인 ϕ 를 0으로 만든 후, 선 편광기의 투과축을 $0^\circ, 90^\circ, 45^\circ$ 로 정렬한 후 투과한 광 세기를 측정한다. 3번의 측정이 끝난 후, 45° 로 정렬된 LP 앞에 수평축에 대해 0° 의 고정된 각도를 갖는 QWP를 추가로 삽입하여 90° 의 위상 지연을 주고 광 세기를 측정한다. 측정 결과는 식 (3.4)와 같이 표현된다.

$$I(\theta, \phi) = \frac{1}{2}[S_0 + S_1 \cos(2\theta) + S_2 \sin(2\theta)\cos(\phi) - S_3 \sin(2\theta)\sin(\phi)] \quad (3.3)$$

$$\begin{pmatrix} I_0(0^\circ, 0^\circ) \\ I_1(90^\circ, 0^\circ) \\ I_2(45^\circ, 0^\circ) \\ I_3(45^\circ, 90^\circ) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (S_0 + S_1) \\ (S_0 - S_1) \\ (S_0 + S_2) \\ (S_0 - S_3) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

식 (3.4)를 정리하면 식 (3.5)로 표현되고, 식 (3.5)를 계산하면 스톡스 벡터를 구할 수 있다.

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I(0^\circ, 0^\circ) + I(90^\circ, 0^\circ) \\ I(0^\circ, 0^\circ) - I(90^\circ, 0^\circ) \\ 2I(45^\circ, 0^\circ) - I(0^\circ, 0^\circ) - I(90^\circ, 0^\circ) \\ -2I(45^\circ, 90^\circ) + I(0^\circ, 0^\circ) + I(90^\circ, 0^\circ) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

이렇게 구한 스톡스 벡터에서 전기장의 크기와 위상 정보를 추출하면 식 (3.6)과 같이 존스 벡터 형태로 표현할 수 있다.

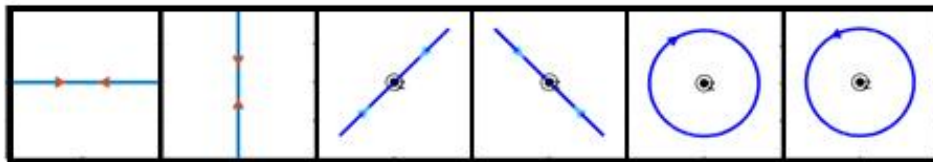
$$\begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

다음으로 편광 측정기의 투과 특성을 알아보기 위하여 입사하는 광과 LP의 투과축을 정렬한 뒤 LP의 투과율을 측정하였고 투과율은 93.1%로 측정되었고, 약 7%가 손실로 나타났다. 또한, 수평 편광에 대해 0°로 고정된 QWP는 1030 nm 영역에 대해 약 0.1%의 반사율을 갖는다. 따라서 추가적인 QWP에 의한 삽입 손실은 측정되지 않았다. QWP와 LP에 의해 왜곡된 편광 정보가 아닌 원래의 편광 정보를 분석하기 위한 보정 값으로 이러한 투과 특성을 고려하였다.

추가로 회전각에 따른 측정 오차를 줄이기 위해 기준 축에 대해 ±2° 씩 추가로 조사하여 출력의 증가량과 감소량을 비교하며 측정하였다. 또한 스톡스 벡터를 구하기 위해서 LP를 45°로 정렬하여 측정한 값만을 사용하지만, 이 값이 회전각의 오류로 인해 잘못된 측정값이 나올 수 있으므로 추가로 편광기를 135°로 정렬하여 측정한 값을 조사하였고 편광기의 대칭성에 의해 이 둘의 합이 0°와 90°로 정렬하여 측정한 값의 합과 같음을 확인하면서 반복 측정하였다. 이러한 과정을 통해 측정값의 정확도를 향상시켰다.

이제 본 논문에서 설계한 편광 측정기를 가지고 표 2.3에 나타난 잘 알려진 편광 상태에 대해 스토크스 벡터 측정을 진행하였다. 측정 결과는 표 3.2에서 보여준다. 또한 입력 편광과 측정 편광을 비교한 그림은 그림 3.4에서 보여준다. 이론 편광과 측정 편광을 비교한 결과 수평 편광과 수직 편광에 대해서 약 4도 이내의 오차가 발생하였고, 선 편광들에 대해 이심률이 0.99로 측정되었다. 이러한 약간의 오차는 편광 빔 분할기의 소광비로 인해 99.7%(수평 편광), 0.3%(수직 편광)의 비율로 수직 성분이 섞여 있어, 이상적인 편광 상태를 만들기 어렵다는 점과 수작업에 의한 파장판의 회전각 정렬에 대한 오류 및 광검출기 상의 오류로 판단된다. 하지만, 발생한 오차 범위 내에서 모드 잠금 안정 영역 분석 결과에 큰 영향을 주지 않는 것으로 판단되었다.

입력 편광 상태



측정 편광 상태

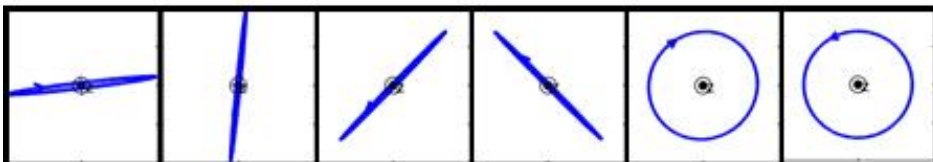


그림 3.4 입력 편광과 측정 편광 상태 비교

표 3.2 편광 상태에 대한 스토크스 벡터 이론값과 측정값 및 존스 벡터 이론값과 변환값

편광 상태	스토크스 벡터 이론값	스토크스 벡터 측정값	존스 벡터 이론값	존스 벡터 변환값
수평 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.97 \\ 0.01 \\ 0.004 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.992 \\ 0.123 \cdot e^{i(19.0^\circ)} \end{pmatrix}$
수직 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.979 \\ -0.014 \\ -0.004 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.104 \\ 0.995 \cdot e^{i(14.7^\circ)} \end{pmatrix}$
+45° 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.023 \\ 0.985 \\ 0.050 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.699 \\ 0.715 \cdot e^{i(-3.2^\circ)} \end{pmatrix}$
-45° 선 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.002 \\ -0.969 \\ -0.051 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.708 \\ -0.706 \cdot e^{i(3.0^\circ)} \end{pmatrix}$
우원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.01 \\ 0 \\ 0.991 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.711 \\ -0.703 \cdot e^{i(90.0^\circ)} \end{pmatrix}$
좌원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.016 \\ 0.036 \\ -0.966 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.713 \\ 0.701 \cdot e^{i(87.9^\circ)} \end{pmatrix}$

제3절 HQ ANDi 광섬유 공진기 내부 빔의 편광 상태 측정을 통한 모드 잠금 안정 영역 분석 및 레이저 출력 특성

3.1 공진기 내부 빔의 편광 상태 측정

공진기 내부에서 광섬유에 의해 유도된 빔의 편광 상태를 얻기 위해 먼저 HQ ANDi 광섬유 공진기에 대해 실험을 진행하였다. 이때 QWP1의 회전 각도는 -22.5° 로 설정하였다. 이 각도는 타원 편광을 광섬유에 입사시키기 위해 실험적으로 많이 선택되는 각도이다. 이후 다양한 HWP와 QWP 회전 각도에 대한 실험을 통해 모드 잠금 발진 영역을 찾았고, 모드 잠금 영역 중 중심 지점의 파장판 각도인 HWP 62° , QWP 195° 에 대해서 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태를 측정해보았다. 이때 측정된 존스 벡터는 식 (3.7)과 같고, 이를 나타내는 편광 타원체는 그림 3.5와 같다.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.CW} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0.486 \\ -0.869 + 0.087i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0.486 \\ 0.874 \cdot e^{i(174.3^\circ)} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (3.7)$$

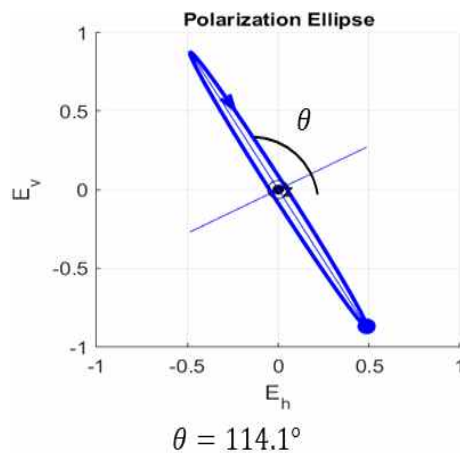


그림 3.5 HWP 62° , QWP 195° 에서 측정된 ML이 발진할 때의 편광 상태

이때 측정된 편광 상태는 중심 부분과 가장자리 부분의 편광이 섞여서 측정되기 때문에 편광도(P)는 완전 편광 상태인 1로 측정되지 않고 0.792로 측정되었다. 또한 측정된 편광 상태는 큰 세기를 갖는 펄스의 중심 부분에 주로 영향을 받았다고 할 수 있다.

다음은 CW로 발진할 때의 편광 상태를 측정하였다. 이때 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태와 정확한 비교 결과를 얻기 위하여 모드 잠금 편광 상태를 측정하였던 각도인 HWP 62°, QWP 195°에 대해 펌프 파워를 낮춰 CW로 동작시킨 후 편광을 측정하였다. 이때 측정된 존스 벡터는 식 (3.8)과 같고, 이를 나타내는 편광 타원체는 그림 3.6과 같다. 모드 잠금이 발진할 때의 편광과 비교해보면 장축 각도가 시계 방향으로 40도 돌아간 것을 알 수 있다.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.CW} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0.359 \\ 0.671 + 0.649i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0.359 \\ 0.933 \cdot e^{i(44.8^\circ)} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (3,8)$$

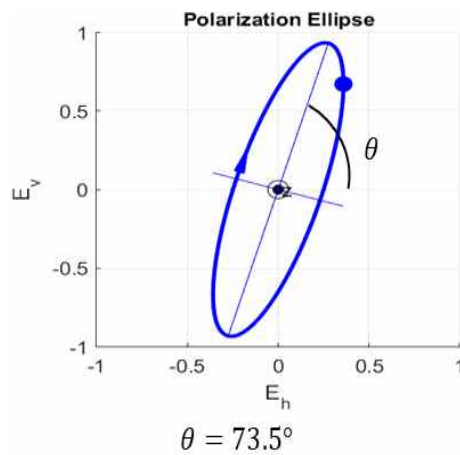


그림 3.6 HWP 62°, QWP 195°에서 측정된 CW가 발진할 때의 편광 상태

CW로 발진하는 경우 광섬유와 PBS 사이에 있는 HWP와 QWP 회전 각도 α , β 변화에 따른 공진기 내부 파워 변화가 빔의 편광 상태에 영향을 미치는지 알아보기 위해 HWP 15도 간격, QWP 40도 간격으로 총 30가지 경우에 대해서 측정을 진행하였다. 측정된 편광 상태는 그림 3.7과 같다. 그림을 보면 HWP와 QWP 회전 각도가 변화함에 따라 공진기 내부 파워가 변화함을 알 수 있다. 하지만 이러한 내부 파워

변화에도 불구하고 편광 상태가 거의 변화하지 않는다는 것을 볼 수 있다. 즉, CW로 발진하는 광섬유 내부의 광 세기는 광섬유에서 비선형 효과를 유도해 편광에 영향을 줄 만큼 충분히 크지 않다는 것을 의미한다. 이러한 결과를 토대로 CW로 발진하는 경우 파장판들의 회전각이 편광 상태에 영향을 거의 주지 않음을 알 수 있었다. 즉, 모드 잠금 안정 영역 분석을 위해 모드 잠금이 발생하는 특정한 파장판 각도를 사용하지 않고 다른 파장판 각도 조합에서 발생한 CW 빔의 편광 상태를 이용하여 분석에 사용해도 같은 모드 잠금 안정 영역 분석 결과를 도출할 수 있음을 의미한다.

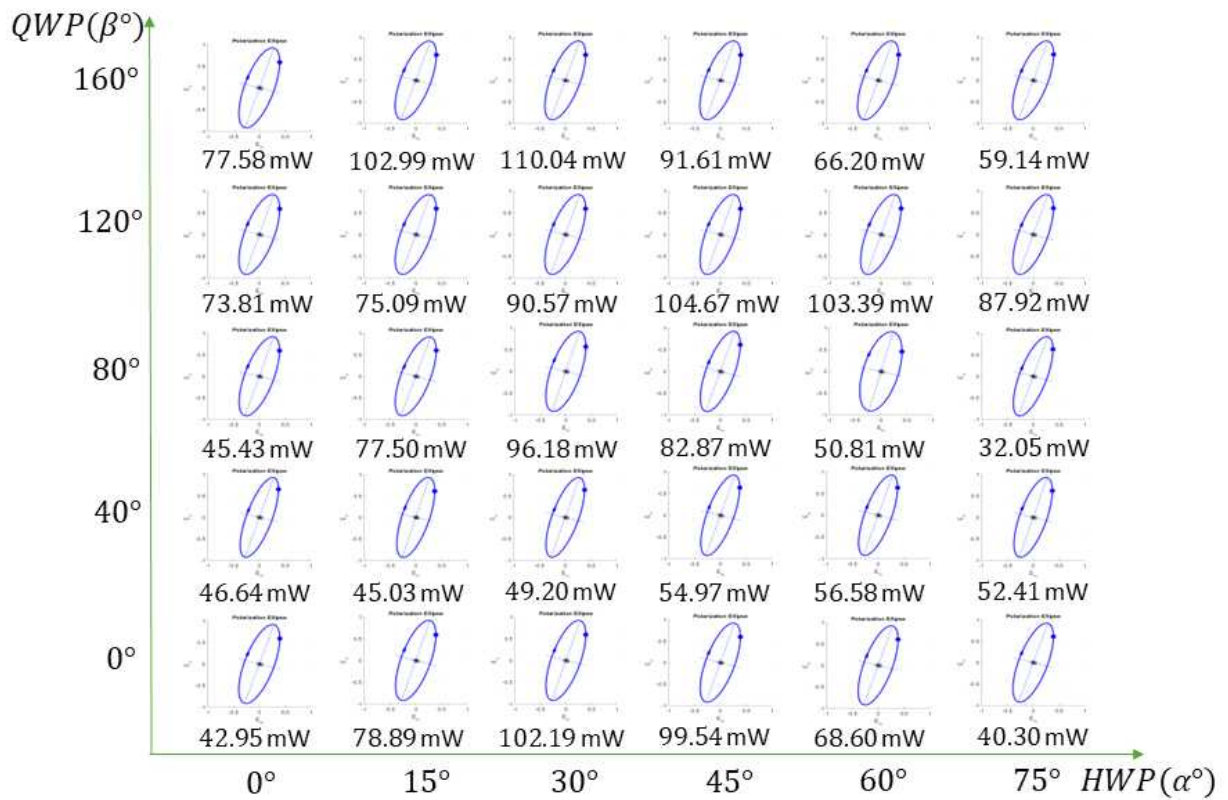


그림 3.7 다양한 HWP 및 QWP 각도에 따른 공진기 내부의 CW 빔의 편광 상태 및 내부 빔 파워

3.2 광섬유 공진기 출력단에서 투과도와 위상 정보 지도 제작

실험적으로 얻은 식 (3.8)의 존스 벡터를 이용하여 편광 빔 분할기를 통과하기 전의 편광 상태를 HWP와 QWP의 회전각 α, β 의 함수로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} E_x(\alpha, \beta) \\ E_y(\alpha, \beta) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} E_{0x}(\alpha, \beta)e^{i\phi_x(\alpha, \beta)} \\ E_{0y}(\alpha, \beta)e^{i\phi_y(\alpha, \beta)} \end{pmatrix} \\
 &= M_{QWP}(\beta) \cdot M_{HWP}(\alpha) \cdot \begin{pmatrix} 0.359 \\ 0.933 \cdot e^{i(44.8^\circ)} \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

식 (3.9)에서 $M_{HWP}(\alpha)$ 와 $M_{QWP}(\beta)$ 는 회전각이 수평축으로부터 각각 α 와 β 로 정렬된 HWP와 QWP의 존스 행렬을 나타내고 이는 각각 식 (3.10)과 식 (3.11)과 같다. M_{FR} 행렬은 패러데이 회전자의 존스 행렬로 회전 변환 행렬을 사용하여 식 (3.12)와 같이 나타낼 수 있다.

$$M_{HWP}(\alpha) = e^{-\frac{i\pi}{2}} \begin{bmatrix} \cos^2\alpha - \sin^2\alpha & 2\cos\alpha \sin\alpha \\ 2\cos\alpha \sin\alpha & \sin^2\alpha - \cos^2\alpha \end{bmatrix} \tag{3.10}$$

$$M_{QWP}(\beta) = e^{-\frac{i\pi}{4}} \begin{bmatrix} \cos^2\beta + i\sin^2\beta & (1-i)\sin\beta \cos\beta \\ (1-i)\sin\beta \cos\beta & \sin^2\beta + i\cos^2\beta \end{bmatrix} \tag{3.11}$$

$$M_{FR} = \begin{pmatrix} \cos(-45^\circ) & -\sin(-45^\circ) \\ \sin(-45^\circ) & \cos(-45^\circ) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.707 & 0.707 \\ -0.707 & 0.707 \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

편광 빔 분할기를 통과한 뒤의 전기장에 대한 특성을 조사하기 위하여 식 (3.9)를 이용하여 다음과 같은 함수를 구하였다. 투과되는 전기장의 진폭은 식 (3.13)이고 투과도와 반사도는 각각 식 (3.14)와 식 (3.15)와 같다. 또한 x 축 방향 위상 $\phi_x(\alpha, \beta)$ 는 편광 빔 분할기를 통과한 광의 위상 정보를 나타내고 식 (3.16)과 같다.

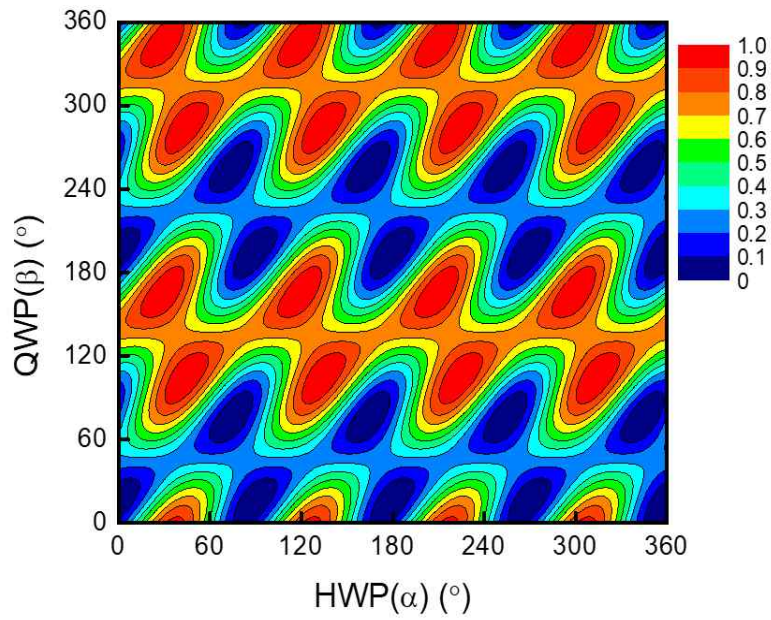
$$E_{0x}(\alpha, \beta) = \sqrt{Re(E_x(\alpha, \beta))^2 + Im(E_x(\alpha, \beta))^2} \tag{3.13}$$

$$T(\alpha, \beta) = |E_{0x}(\alpha, \beta)|^2 \quad (3.14)$$

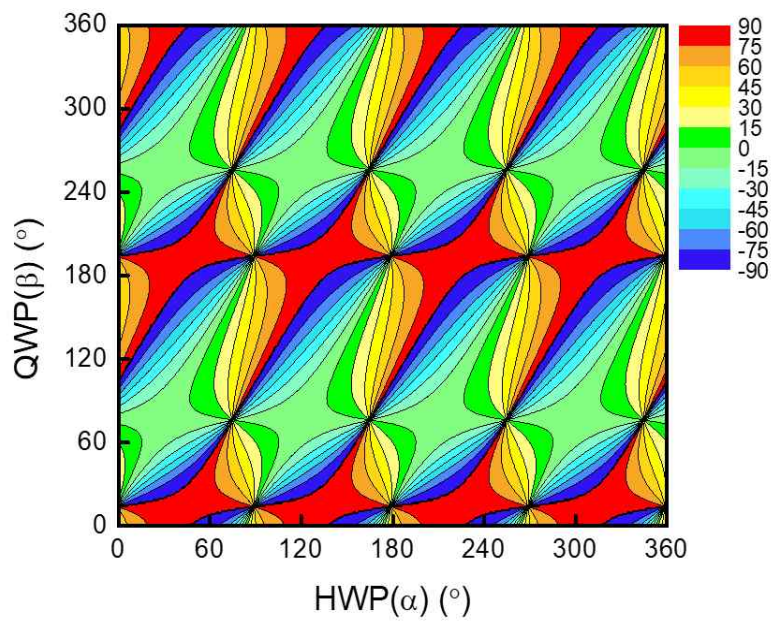
$$R(\alpha, \beta) = 1 - T(\alpha, \beta) \quad (3.15)$$

$$\phi_x(\alpha, \beta) = \text{atan}\left(\frac{\text{Im}(E_x(\alpha, \beta))}{\text{Re}(E_x(\alpha, \beta))}\right) \quad (3.16)$$

여기서 $\text{Re}(E_x(\alpha, \beta))$ 와 $\text{Im}(E_x(\alpha, \beta))$ 는 각각 편광 빔 분할기 앞에서의 x축 성분의 전기장 벡터의 실수부와 허수부를 의미한다. 식 (3.14)와 (3.16)을 이용하여 구한 HWP의 회전각(α)과 QWP의 회전각(β)에 따른 편광 빔 분할기에서의 투과도와 위상 지도는 그림 3.8과 같다. 투과도는 0.1부터 1까지 0.1의 간격으로 표현하였다. 위상 지도는 arctan 함수로 정의되며 -90° 부터 90° 까지 15° 간격으로 표현하였다. 이후 HWP를 2° , QWP를 5° 간격으로 회전시키면서 모드 잠금 펄스를 관찰하는 실험을 수행하였다.



(a)

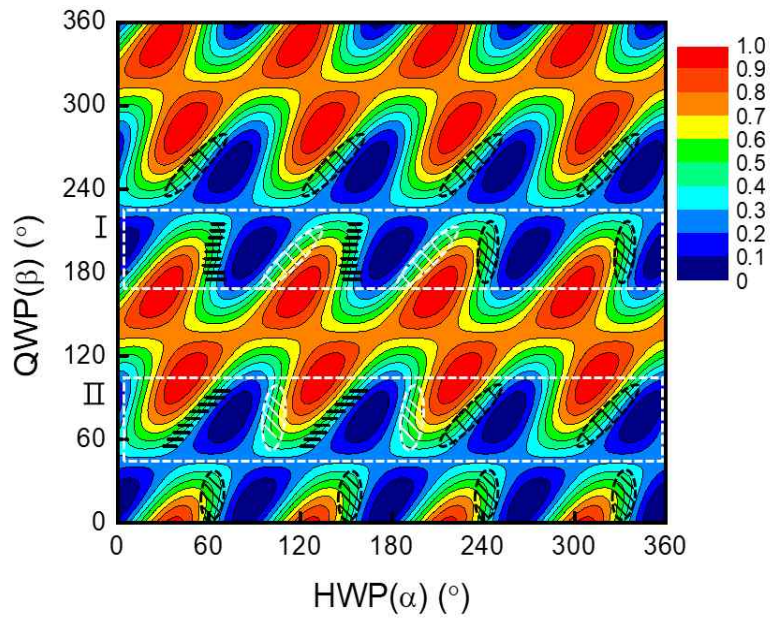


(b)

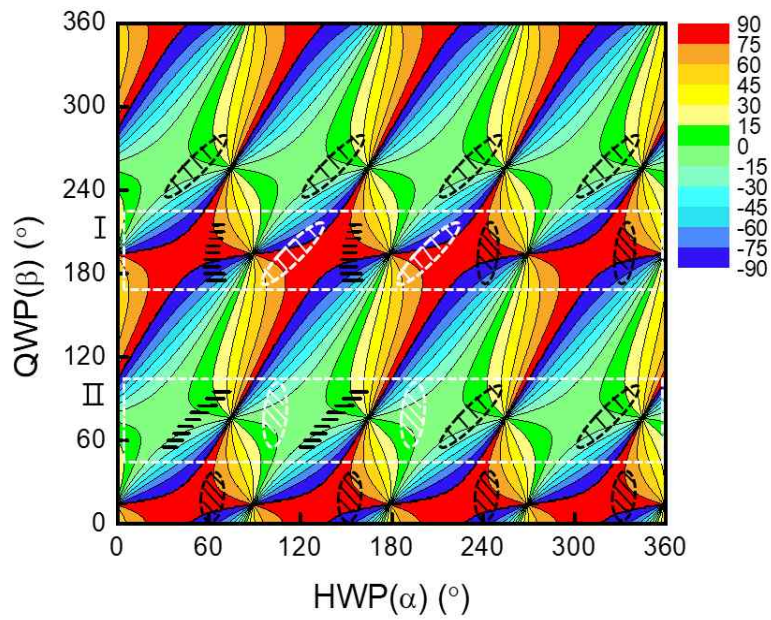
그림 3.8 HQ ANDi 광섬유 공진기의 HWP 회전각(α)과 QWP 회전각(β) 변화에 대한 출력단에서 공진 빔의 (a) 투과도 지도와 (b) 위상 지도

3.3 투과도와 위상 지도를 이용한 모드 잠금 안정 영역 분석

모드 잠금이 관측되는 좌표점(α, β)들을 투과도 지도와 위상 지도에 검은색 점으로 표시하면 그림 3.9와 같다. 또한 일정한 주기성에 의해 모드 잠금이 관측되는 영역을 검은색 타원으로 표시하였다. 이러한 주기성은 HWP와 QWP의 주기성에 의해 나타났다. 모드 잠금이 관측되는 영역을 보면 분포 모양이 다른 두 영역이 있음을 알 수 있다. 이를 하얀색 사각형으로 표시하고 **I** 영역과 **II** 영역으로 구분하였다. 두 영역에 대해 투과도 특성을 분석한 결과 모드 잠금은 0.2에서 0.7 사이의 투과도에서 관측됨을 확인하였다. 또한 모드 잠금이 관측되는 영역에 대해 HWP의 각도를 증가시키는 방향으로 투과도 지도를 살펴보면 모드 잠금 펄스가 발생하는 영역과 같은 투과도를 가지지만 실험적으로 모드 잠금 펄스가 발생하지 않는 영역을 발견할 수 있다. 이 영역을 그림에서 하얀색 타원으로 표시하였다. 이러한 원인을 분석하기 위해 앞서 측정하였던 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태를 이용하여 투과도를 구하고 비교 분석하였다. 분석은 **I** 영역과 **II** 영역을 구분하여 수행하였다.



(a)



(b)

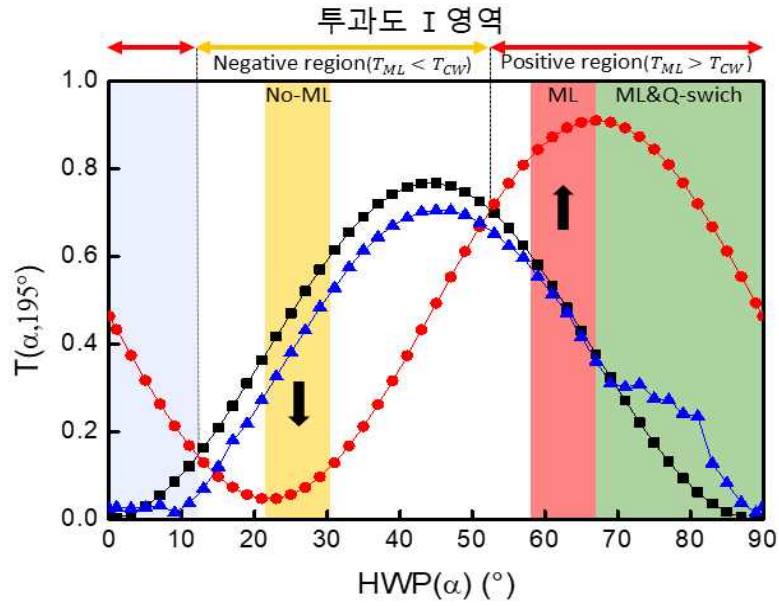
그림 3.9 HQ ANDi 광섬유 공진기의 출력단에서 공진 빔의 (a) 투과도 지도와 (b) 위상 지도 및 특이점 위치

3.4 출력단에서 CW 빔과 ML 펄스 빔의 투과도 특성 비교를 통한 모드 잠금 발진 조건 해석

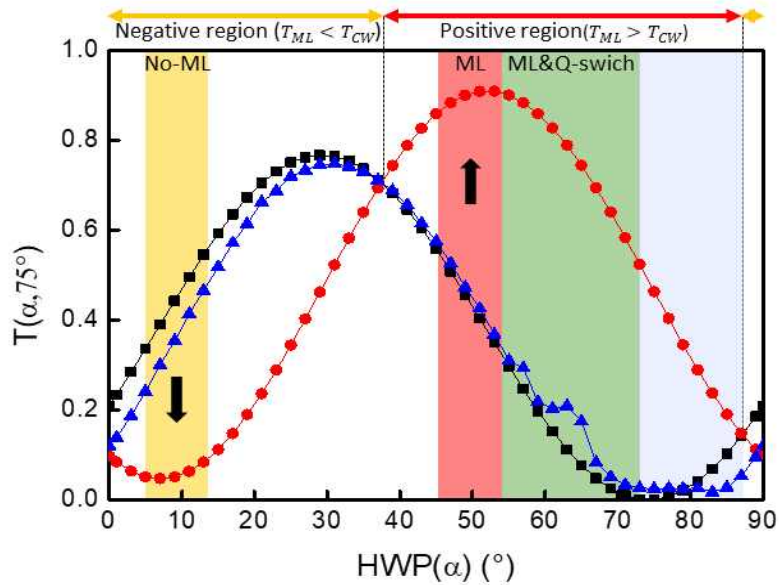
자세한 분석을 위해 모드 잠금 I 영역과 II 영역의 중심에 해당하는 QWP 회전 각도에 대해 HWP의 회전 각도에 따른 PBS에서의 투과도를 구해보았다. 그 결과는 그림 3.10과 같다. 이때 I 영역의 경우 QWP 회전 각도는 195° 로 고정하였고, II 영역의 경우 75° 로 고정하였다. 그래프에서 검은색 사각형(■) 곡선은 CW로 발진할 때의 투과도 곡선이고, 빨간색 원(●) 곡선은 모드 잠금이 발진할 때의 투과도 곡선이다. 모드 잠금이 발진할 때 투과도 곡선은 CW가 발진할 때의 투과도 곡선에서 오른쪽으로 이동한 것을 볼 수 있다. 이러한 결과는 강한 펄스 세기에 의해 유도된 추가적인 비선형 굴절률이 편광 상태를 변화시키고 투과도 곡선을 이동시킨다는 것을 보여준다. 마지막 파란색 삼각형(▲) 곡선은 실제로 모니터링된 빛의 세기와 PBS에서 반사된 세기 측정을 통해 얻은 투과도 곡선이다. 검은색 사각형(■) 곡선과 파란색 삼각형(▲) 곡선을 비교해보면 투과도 곡선이 거의 동일함을 알 수 있다. 이 결과는 편광 측정에 사용하도록 설계된 편광 측정기가 잘 작동함을 보여준다.

그림에서 모드 잠금 투과도 곡선과 CW 투과도 곡선의 상대적 차이에 따라 양의 영역과 음의 영역으로 구분하였다. 이때 모드 잠금 펄스가 관찰된 빨간색 영역을 보면 양의 영역에서 생성되었음을 보여준다[34]. 양의 영역은 CW 상태의 낮은 파워가 모드 잠금 상태의 높은 피크 파워로 전환될 때 투과도가 증가함을 보여준다. 즉, 공진기 내부 파워가 증가하면 투과도가 증가함을 알 수 있다. 이러한 변화 상태를 양의 피드백 상태라고 말한다. 반면 노란색 영역은 그림 3.9(a)에서 모드 잠금 영역과 같은 조건이지만 모드 잠금 펄스가 발생하지 않는 흰색 영역에 해당한다. 이 영역은 모드 잠금 펄스가 발생하면 투과도가 감소하는 음의 피드백 상태가 되기 때문에 모드 잠금 펄스가 발생할 수 없음을 알 수 있다.

양의 영역을 보면 모드 잠금 영역 말고도 Q-스위칭이 관찰되는 초록색 영역과 CW가 관찰되는 하늘색 영역이 있음을 알 수 있다. 다시 말해 양의 피드백 상태에서는 모드 잠금, Q-스위칭, CW 3가지 모드가 발진 가능한 상태라고 말할 수 있다. 하지만 음의 영역에서는 CW만 관측됨을 확인하였다.



(a)



(b)

그림 3.10 (a) I 영역 $\beta = 195^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●), 모니터링된 신호(▲)를 통해 얻은 투과도 곡선 및 (b) II 영역 $\beta = 75^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●), 모니터링된 신호(▲)를 통해 얻은 투과도 곡선

3.5 모드 잠금된 HQ ANDi 광섬유 레이저 출력 특성

앞서 측정된 모드 잠금 안정 영역 중에서 I 영역의 중심 각도였던 HWP 62°, QWP 195°에서 레이저 공진기의 출력 특성을 조사하였다. 그림 3.11은 펌프 파워에 따른 모드 잠금된 레이저의 출력을 보여준다. 본 논문에서 사용한 레이저 다이오드(LD)와 광학 소자들의 손상 문턱 값(Damage threshold)을 고려하여 펌프 파워는 660.0 mW로 제한하였다. 펌프 파워가 509.4 mW 미만일 때는 모드 잠금이 발진하지 않고, CW로 발진하는 것을 확인하였다. 이때, 기울기 효율은 약 14%로 측정되었다. 최대 펌프 파워일 때 측정된 레이저 발진기의 출력 파워는 74.0 mW로 측정되었다. 펌프 파워를 증가시키더라도 모드 잠금 펄스열이 안정적으로 출력되었으며, 출력 파워는 선형적으로 증가하는 것을 확인하였다.

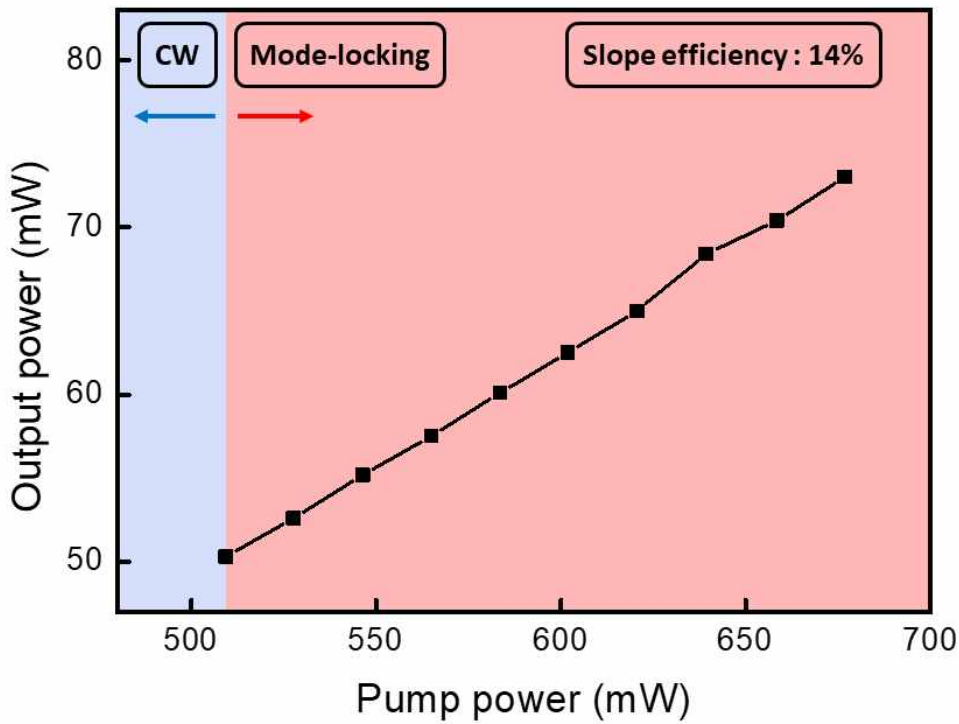


그림 3.11 펌프 파워에 따른 레이저 출력

그림 3.12는 광 검출기(New port사, 818-BB-21)와 오실로스코프(Tektronics사, TDS-7154B)로 측정된 모드 잠금된 레이저의 펄스열을 보여준다. 모드 잠금된 펄스들의 간격은 34.2 ns로 측정되었고, 해당 반복률은 29.3 MHz이다.

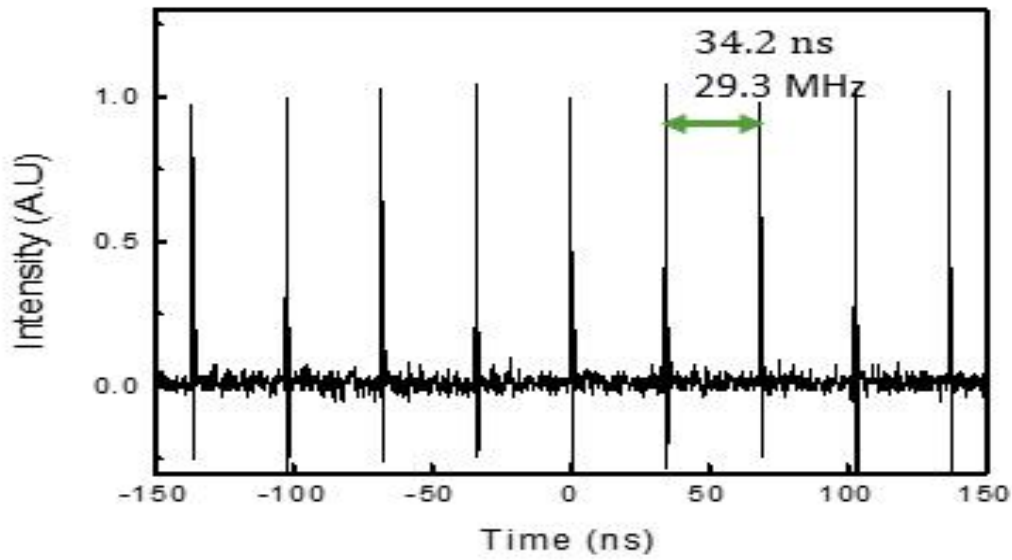


그림 3.12 측정된 레이저 펄스 열

그림 3.13은 모드 잠금된 출력의 스펙트럼 특성을 나타낸다. 0.1 nm 분해능을 갖는 OSA(ADVANTEST사, Q8381A)로 측정된 스펙트럼은 1033.1 nm의 중심 파장과 4.5 nm의 반치 폭(Full Width at Half Maximum, FWHM)을 갖는 것으로 측정되었다. 976.0 nm의 펌프 광은 발견되지 않음을 확인하였고, 이를 통해 이득 매질인 Yb 첨가된 광섬유에서 976.0 nm 파장에 대한 흡수가 손실 없이 잘 일어났음을 확인할 수 있다. 또한 펌프 파워를 증가시켜도 스펙트럼의 형태가 일정하게 나타난 것을 확인하였다.

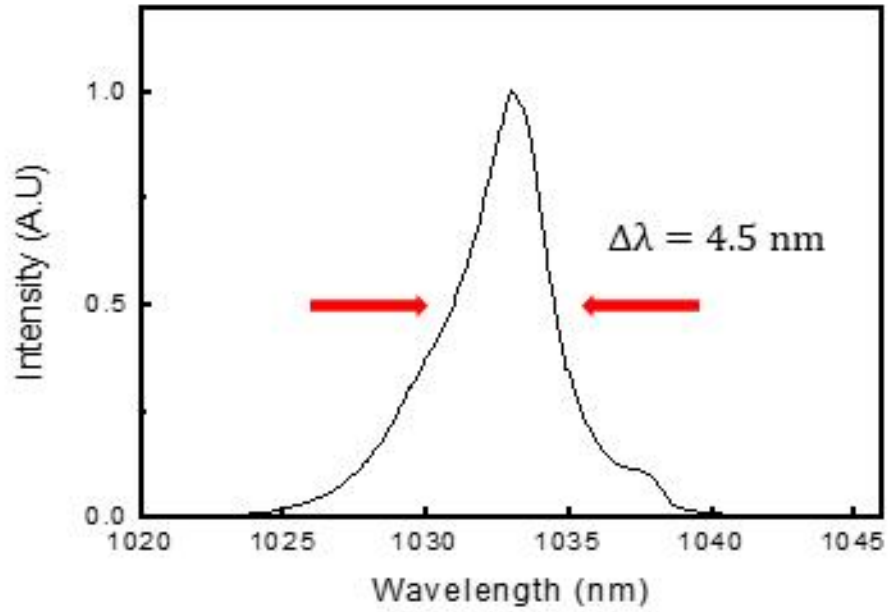


그림 3.13 OSA로 측정된 모드 잠금 레이저의 출력 스펙트럼

위와 같은 출력 특성을 갖는 레이저 발진기의 펄스폭을 측정하기 위해 비선형 결정을 이용한 광 세기 자기상관기를 이용하였다. 그림 3.14는 본 연구에서 사용한 자기상관기 장치를 보여준다.

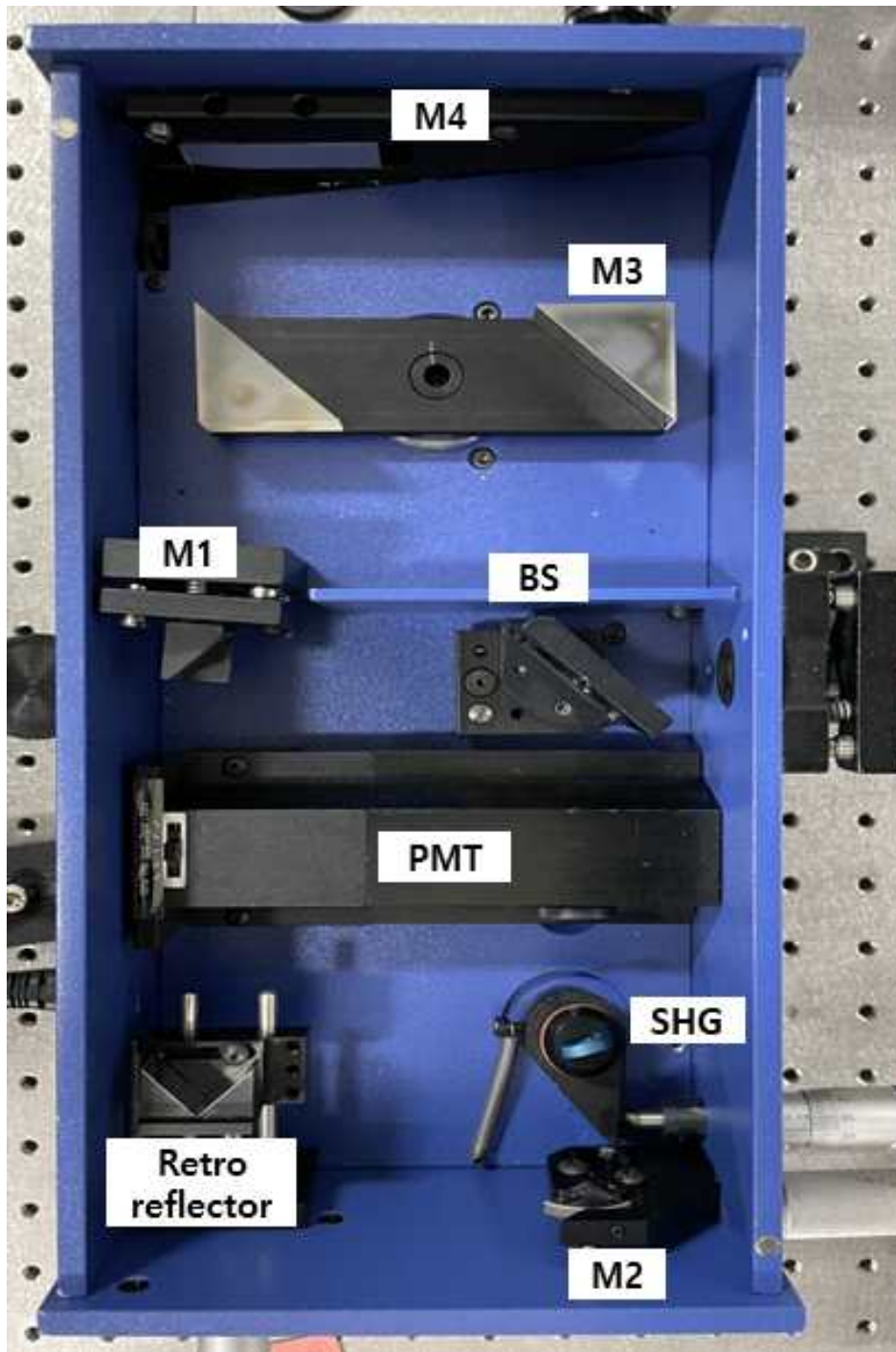


그림 3.14 본 연구에서 사용한 광 세기 자기상관기(FR103-XL)

본 연구에서 사용한 광 세기 자기상관기는 초기 레이저 펄스를 시준 렌즈를 통해 평행광으로 만든 후 빔 분할기를 통해 둘로 나누어 각기 다른 광 경로를 이동하게 만든다. 빔 분할기에서 반사된 펄스는 서로 평행하게 놓인 M3 거울을 지나 평면거울인 M4에서 되반사하여 다시 돌아가게 되고, M3의 회전에 따른 광 경로를 진행하게 된다. 빔 분할기에서 투과된 펄스는 반사경(Retro reflector)에 의해 반사되어 되돌아가는 방향으로 진행한다. 이때 반사경의 이동을 통해 두 펄스의 광 경로를 조절할 수 있다. 이후 두 빔은 집속구면거울 M2에 의해 SHG 결정에서 공간적으로 중첩시켜 입력 광 주파수의 2배에 해당되는 SHG를 발생시킨다. 실제 측정을 할 때, M3는 2.5 Hz, 5 Hz, 10 Hz의 주파수 중에서 한가지로 선택하여 회전시킨다. M3가 회전하게 되면 PMT 검출기에서 제2 고조파 빔의 세기 분포를 적분하여 자기상관 신호(Autocorrelation signal)가 오실로스코프에서 관측된다.

이렇게 측정된 자기상관 신호는 실제 펄스폭($\Delta\tau$)에 대한 직접적인 측정은 아니다. 따라서 측정된 자기상관 신호로부터 실제 펄스폭에 대한 정보를 얻기 위해서는 교정 인자(Calibration factor: η)를 고려해야 한다. 교정 인자는 식 (3.17)과 같이 측정을 통해서 구할 수 있다.

$$\frac{t}{T}(\eta) = \frac{2d}{0.3 \cdot s} \text{ (psec/msec)} \quad (3.17)$$

여기서 t 는 실제 시간, T 는 오실로스코프 시간 축 상에 나타난 시간(자기상관 신호 측정 시간), d 는 반사경의 이동 거리(mm), s 는 반사경 이동에 따른 오실로스코프에서 시간 축에 보이는 자기상관 신호의 피크 시간지연(ms)이다. 이때 피크 위치에 대한 보정 계수의 약한 의존성이 있다. 따라서 반사경의 전후 이동에 의한 측정을 통해 결정되어야 하며 결정된 두 보정 계수의 평균값을 사용해야 한다. 또한 자기상관 신호로의 변환은 가정된 펄스 모양의 함수이다. 그렇기에 펄스 성형 인자(shape factor : σ)를 고려해야 한다. 펄스 성형 인자는 펄스의 초기 파형을 가정하여 얻을 수 있고, 표 2.5에 교정 인자를 고려한 초기 펄스 파형에 따른 자기상관 신호 폭과 실제 펄스폭의 상관관계를 나타낸다. 레이저 발진기의 펄스폭은 자기상관기 교정 인자(η)와 오실로스코프에서 측정한 자기상관 신호의 반치폭 ΔT_{FWHM} (FWHM of Autocorrelation signal) 및 펄스 성형 인자(σ)를 곱하여 계산된다.

$$\eta \cdot \sigma \cdot \Delta T_{FWHM} = \begin{cases} 9.259 \text{ ps/ms} \cdot 0.648 \cdot \Delta T_{FWHM}, \text{ sech}^2 \text{ pulse} \\ 9.259 \text{ ps/ms} \cdot 0.707 \cdot \Delta T_{FWHM}, \text{ Gaussian pulse} \end{cases} \quad (3.18)$$

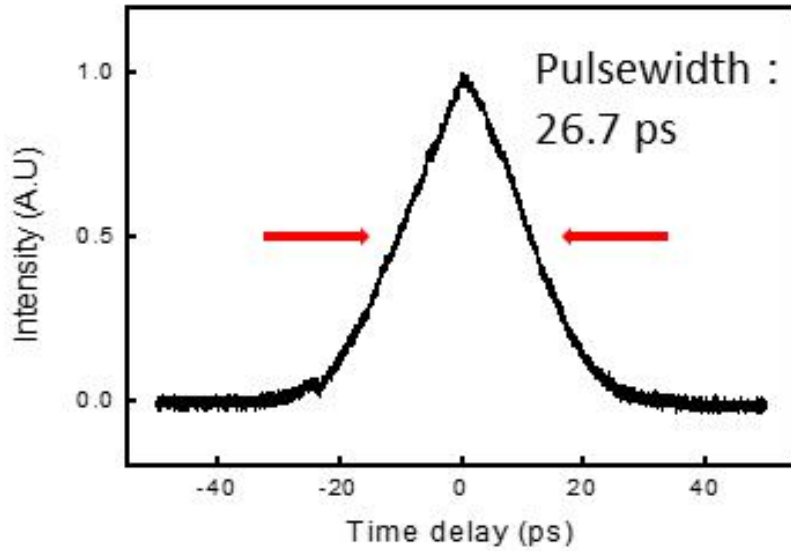


그림 3.15 광 세기 자기상관기로 측정한 레이저의 펄스폭

그림 3.15은 광 세기 자기상관기와 오실로스코프를 이용하여 측정한 레이저의 펄스폭이며, 가우시안으로 가정했을 때 18.9 ps, sech^2 라고 가정했을 때 17.3 ps로 측정되었다. 3.15 그림을 보았을 때 삼각파 형태로 보이기 때문에 실제 펄스는 사각파로 가정되어 26.7 ps로 측정되었다.

표 3.3 자기상관 신호에 따른 성형 인자[35]

펄스 파형	성형 인자(σ)
Gaussian	0.707
sinc^2	0.751
sech^2	0.648
Lorentzian	0.5
Square	1

제4절 ANDi 광섬유 공진기 구조 변경 및 공진 빔의 타원 편광 회전 방향 변화에 따른 모드 잠금 안정 영역 변화 분석

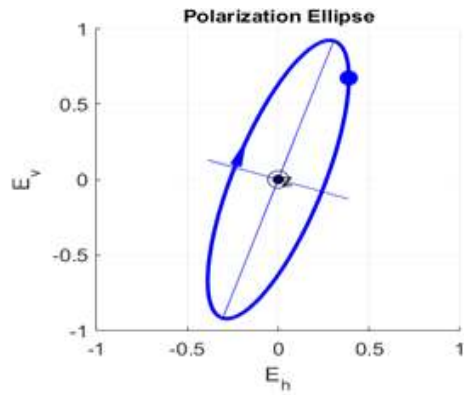
4.1 공진기 내의 파장판 배열 순서 변화(QH ANDi 광섬유 공진기)에 따른 모드 잠금 안정 영역 분석

먼저 ANDi 광섬유 공진기 구조 변경에 대한 안정 영역 변화 분석을 수행하였다. 공진기의 기본 구조인 HQ ANDi 광섬유 공진기에서 파장판들의 배열 순서를 바꿔 QH ANDi 광섬유 공진기로 배열한 후 실험을 진행하였다. 먼저 다양한 파장판들의 회전 각도에 대한 실험을 통해 모드 잠금이 발진되는 영역을 찾았고, 그중 중심 각도인 HWP 38°, QWP 190°에 대해 모드 잠금이 발진할 때와 CW가 발진할 때의 편광 상태를 측정하였다. 측정된 존스 벡터는 식 (3.19) 및 (3.20)과 같았고, 이를 나타내는 편광 타원체는 그림 3.16과 같다.

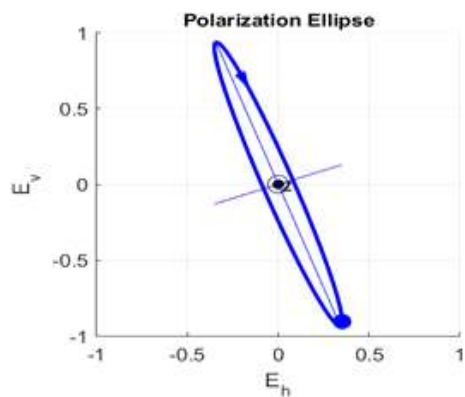
$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.CW} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0.388 \\ 0.675 + 0.627i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0.388 \\ 0.922 \cdot e^{i(42.9^\circ)} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (3.19)$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.ML} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0.352 \\ -0.905 + 0.24i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0.352 \\ 0.936 \cdot e^{i(165.2^\circ)} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (3.20)$$

이때, CW로 발진할 때의 편광 상태는 HQ ANDi 광섬유 공진기에서 측정한 결과와 거의 동일한 편광 상태로 측정되었다. 이는 앞서 실험을 통해 확인하였던 바와 같이 CW로 발진하는 경우 파장판들이 편광 상태에 거의 영향을 끼치지 않는다는 것을 다시 한번 실험을 통해 입증한 결과이다. 또한 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태는 HQ ANDi 광섬유 공진기에서 측정하였던 편광 상태와 달라졌다. 이는 파장판들의 배열 순서 변화에 따라 내부 세기가 변화하여 비선형 편광 회전이 달라졌음을 설명한다.



(a)



(b)

그림 3.16 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 대해 HWP 38° , QWP 190° 에서 측정된
 (a) CW 모드의 편광 상태, (b) ML 모드의 편광 상태

내부 세기의 변화에 따른 모드 잠금 편광 상태가 어떻게 변하는지 알아보기 위해 파장판들을 HWP 38°, QWP 190°에 고정한 후, 펄프 파워를 변화시키면서 편광 상태를 측정하였다. 측정된 모드 잠금 펄스의 편광 상태는 광 세기의 크기에 따라 그림 3.17과 같이 변화하였다. 이때 광 세기는 식 (3.21)과 같이 계산되었고, 단위 cm^2 당 피크 파워로 계산하였다. 여기서 $\Delta\tau$ 는 펄스폭, ν 는 레이저 주파수, P_{avg} 는 측정된 평균 파워, A 는 광섬유의 MFD를 고려한 면적이다. 측정된 결과를 보면 공진하는 빔의 세기가 증가할수록 편광의 장축 각도가 반시계 방향으로 회전하는 것을 알 수 있다. 이 결과로부터 모드 잠금이 발진하는 경우 비선형 편광 회전 효과에 의해 편광 상태가 변화함을 실험적으로 관측하였다. 이후 투과도와 위상 지도를 그리고 모드 잠금 영역을 비교 분석하였다.

$$I_{peak} = \frac{P_{avg}}{\Delta\tau \cdot \nu \cdot A} (\Delta\tau = 26.7 ps, \nu = 29.3 \cdot 10^6 Hz, A = 3.02 \cdot 10^{-7} cm^2) \quad (3.21)$$

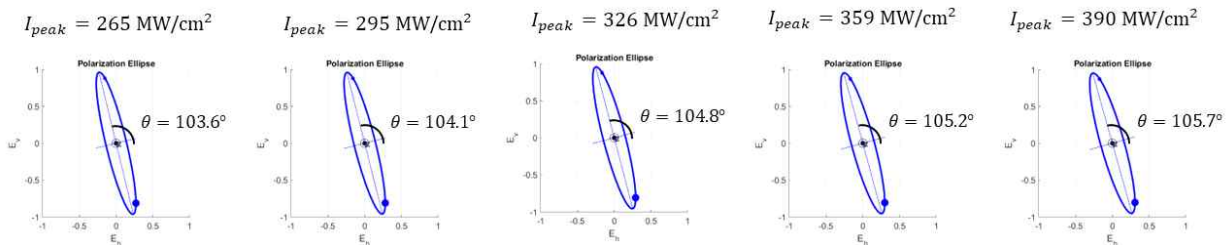
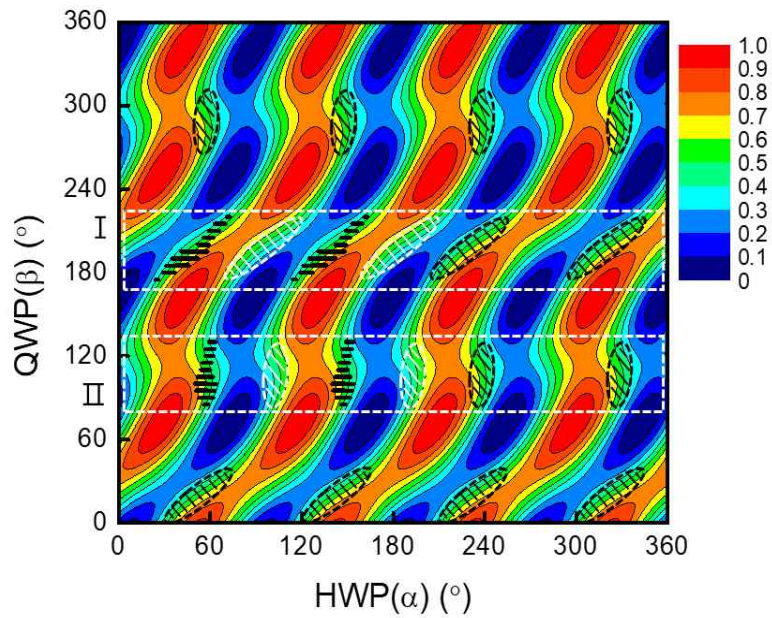
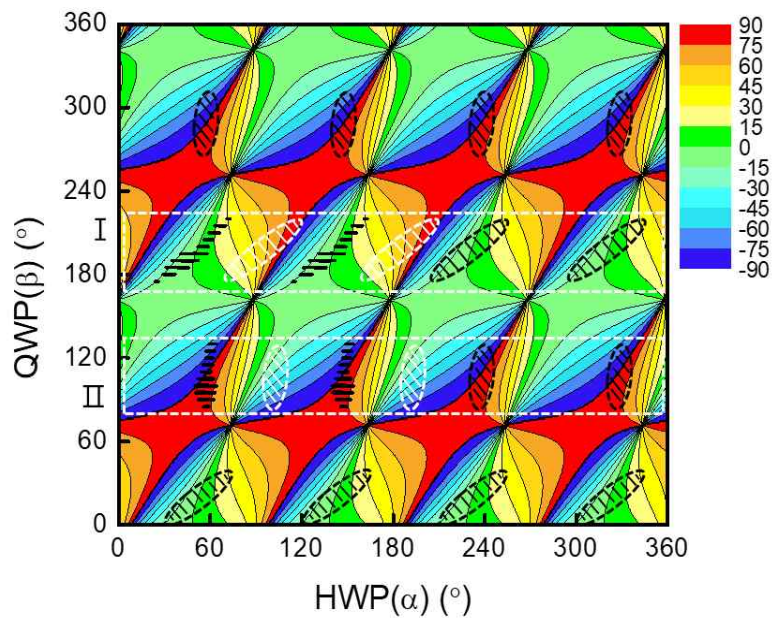


그림 3.17 광 세기 변화에 따른 모드 잠금 편광 상태

식 (3.19)를 이용해서 QH ANDi 광섬유 공진기에 대한 출력단에서의 투과도 지도와 위상 지도를 구하고 파장판들의 회전 각도 변화에 대한 모드 잠금 펄스가 발생하는 지점을 그림 3.18과 같이 지도상에 표기하였다.



(a)

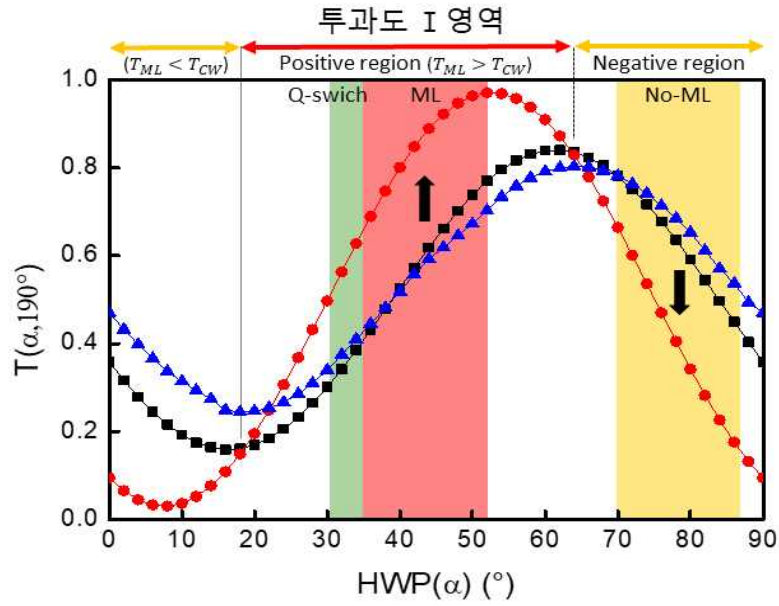


(b)

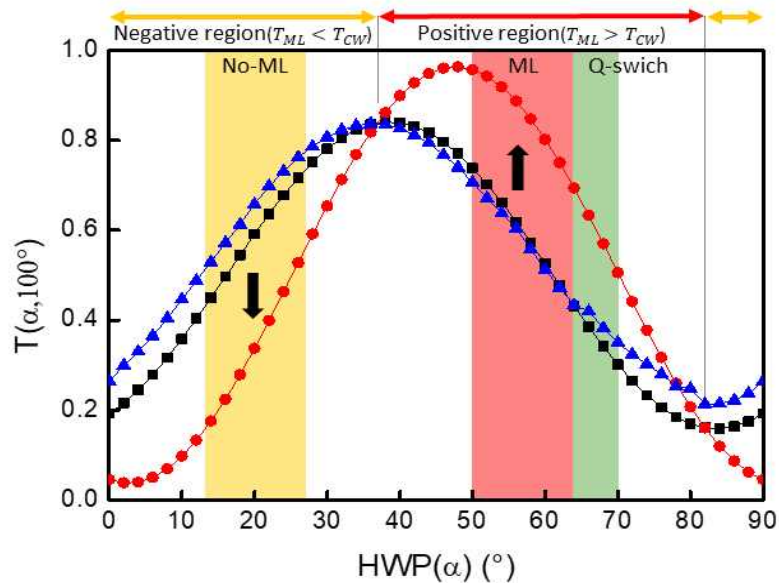
그림 3.18 QH ANDi 광섬유 공진기의 출력단에서 공진 빔의 (a) 투과도 지도와 (b) 위상 지도

공진기 내의 파장판 배열 순서가 변화함에 따라 그래프도 변화한 것을 알 수 있다. HQ ANDi 광섬유 공진기와 마찬가지로 모드 잠금이 관측되는 영역을 **I** 영역과 **II** 영역으로 구분하였고, 두 영역에 대해 투과도 특성을 분석한 결과 모드 잠금은 0.3에서 0.7 사이의 투과도에서 관측됨을 확인하였다. 또한 모드 잠금 펄스가 발생하는 영역과 같은 투과도를 가지지만 실험적으로 모드 잠금 펄스가 발생하지 않는 영역도 마찬가지로 발견할 수 있다. 이러한 원인을 분석하기 위해 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태를 이용하여 투과도를 구하고 비교 분석하였다.

I 영역의 경우 QWP 회전 각도는 190° 로 고정하였고, **II** 영역의 경우 100° 로 고정한 후 HWP 회전 각도에 따른 투과도를 구하면 그림 3.19와 같다. 모드 잠금 펄스가 관측되는 영역을 보면 두 그래프 모두다 양의 피드백 상태에서 발생함을 확인할 수 있고, 같은 투과도를 가져도 음의 피드백 영역에서는 모드 잠금 펄스가 발생할 수 없음을 확인하였다. 또한 Q-스위칭 영역도 양의 피드백 상태에서 발생함을 확인하였다. HQ ANDi 광섬유 공진기와 같이 QH ANDi 광섬유 공진기의 모드 잠금 안정 영역은 양의 피드백 상태에서만 발생한다는 것을 보여주고 있다.



(a)



(b)

그림 3.19 QH ANDi 광섬유 공진기 구조일 때 (a) I 영역 $\beta = 190^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●), 모니터링된 신호(▲)를 통해 얻은 투과도 곡선 및 (b) II 영역 $\beta = 100^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●), 모니터링된 신호(▲)를 통해 얻은 투과도 곡선

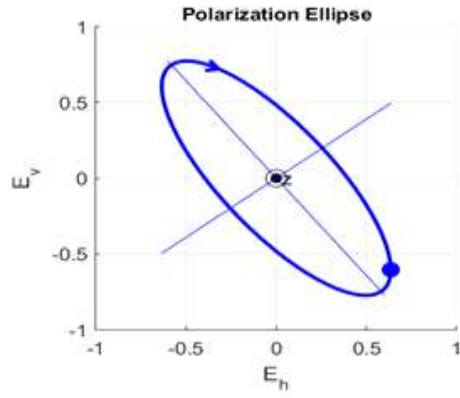
4.2 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에서 광섬유로 입사하는 편광의 회전 방향 변화에 따른 모드 잠금 안정 영역 분석

HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에서 광섬유로 입사하는 편광의 회전 방향을 변화하였을 때, 양의 피드백 조건에서 모드 잠금이 발진하는지 조사하였다. 이를 확인하기 위해 QWP1의 회전 각도를 기존의 -22.5° 에서 90° 도 회전시킨 67.5° 로 설정하였다. 이 각도는 광섬유로 입사하는 편광 상태가 좌타원 편광에서 우타원 편광으로 회전 방향이 달라지는 것을 제외하고는 동일한 편광 상태이다. 다양한 파장판들의 회전 각도에 대한 실험을 통해 모드 잠금이 발진되는 영역을 찾았고, 그중 중심 각도인 HWP 10° , QWP 180° 에 대해 모드 잠금이 발진할 때와 CW가 발진할 때의 편광 상태를 측정하였다. 측정된 존스 벡터는 식 (3.22) 및 (3.23)과 같고, 이를 나타내는 편광 타원체는 그림 3.20과 같다.

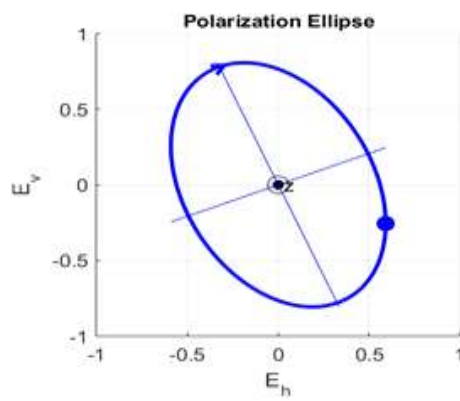
$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.CW} = \begin{pmatrix} 0.635 \\ -0.604 + 0.482i \\ 0.635 \\ 0.773 \cdot e^{i(141.4^\circ)} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.ML} = \begin{pmatrix} 0.591 \\ -0.256 + 0.765i \\ 0.591 \\ 0.807 \cdot e^{i(108.5^\circ)} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

그림 3.20 (a)를 보면 QWP1의 회전 각도가 -22.5° 로 설정된 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에서 측정된 그림 3.6의 편광 상태와 다르다는 것을 알 수 있다. 이러한 결과는 광섬유에 입사하는 편광의 회전 방향이 비선형 편광 회전 효과에 영향을 미친다는 것을 실험적으로 보여준다. 이후 투과도와 위상 지도를 그리고 모드 잠금 영역을 비교 분석하였다.

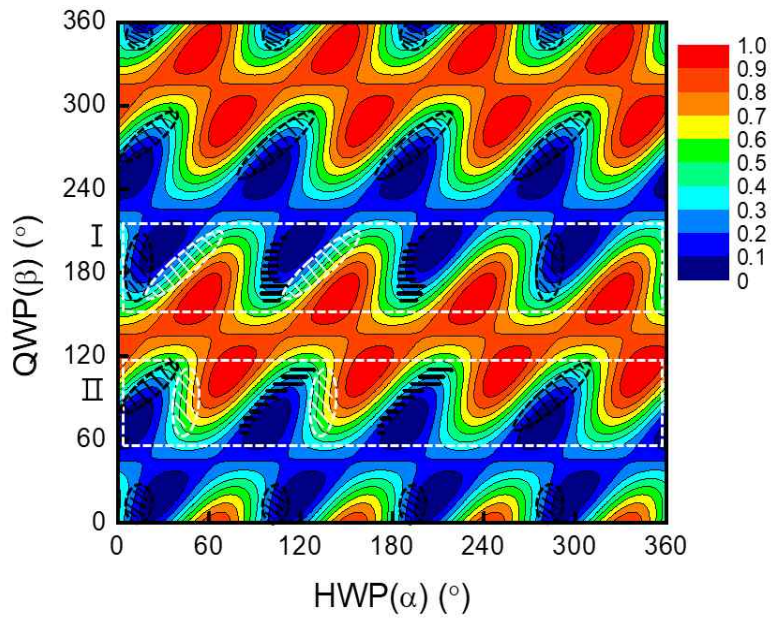


(a)

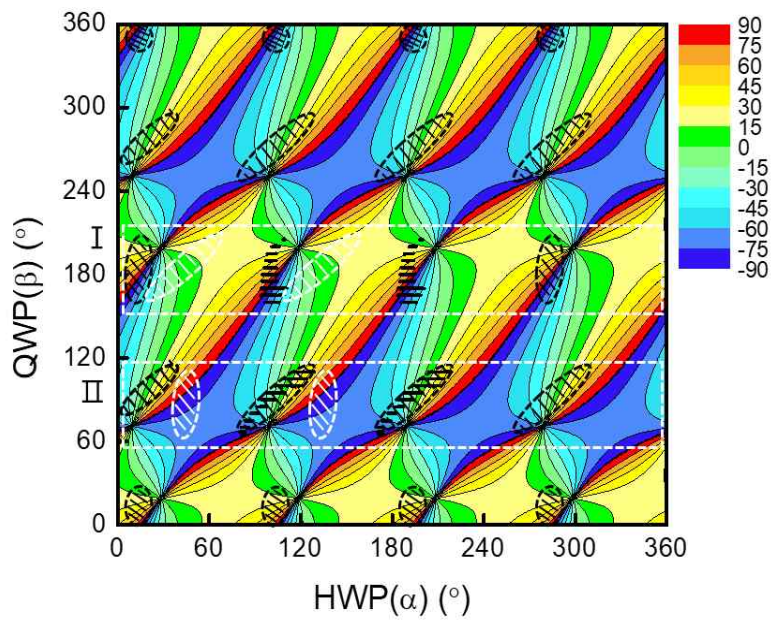


(b)

그림 3.20 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)에 대해 HWP 10°, QWP 180°에서 측정된 (a) CW 모드의 편광 상태, (b) ML 모드의 편광 상태



(a)

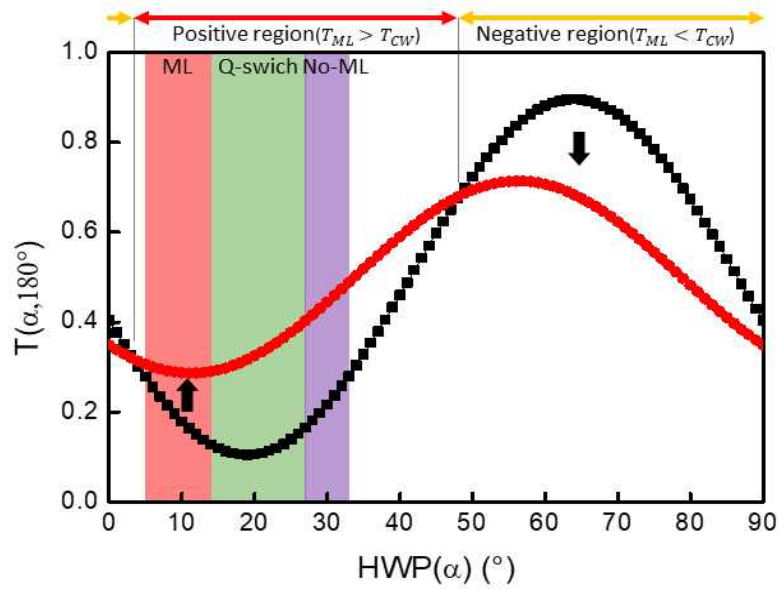


(b)

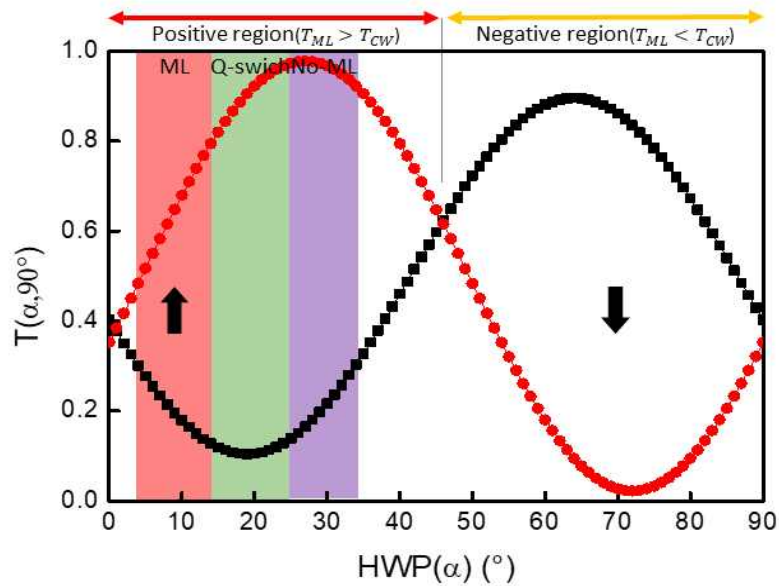
그림 3.21 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 출력단에서 공진 빔의
 (a) 투과도 지도와 (b) 위상 지도

그림 3.21은 식 (3.22)를 이용해서 얻은 투과도와 위상 지도이다. 입사 편광 상태가 달라짐에 따라 그려진 투과도 지도는 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에 QWP1의 각도가 -22.5° 로 설정된 투과도 지도와 비슷함을 알 수 있다. 이는 파장판들의 배열 순서에 따라 투과도 지도가 그려짐을 보여준다. 앞서 진행한 실험과 마찬가지로 모드 잠금이 관측되는 영역을 I 영역과 II 영역으로 구분하였고, 두 영역에 대해 투과도 특성을 분석한 결과 모드 잠금은 0.1에서 0.5 사이의 투과도에서 관측됨을 확인하였다. 이러한 결과는 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태가 변화함에 따른 결과라고 판단된다. 또한 모드 잠금 펄스가 발생하는 영역과 같은 투과도를 가지지만 실험적으로 모드 잠금 펄스가 발생하지 않는 영역도 마찬가지로 발견할 수 있다. 이러한 원인을 분석하기 위해 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태를 이용하여 투과도를 구하고 비교 분석하였다.

I 영역의 경우 QWP 회전 각도는 180° 로 고정하였고, II 영역의 경우 90° 로 고정한 후 HWP 회전 각도에 따른 투과도를 구하면 그림 3.22와 같다. 모드 잠금 펄스가 관측되는 영역을 보면 두 그래프 모두다 양의 피드백 상태에서 발생함을 확인할 수 있었다. 하지만 같은 투과도를 가지는 영역이 양의 피드백 영역에서 추가로 관측되었다. 이 영역을 보라색으로 표시하였다. 보라색 영역에 대해 모드 잠금 펄스가 발생하지 않는 이유를 투과도만으로는 분석이 어려워 추가로 위상을 이용하여 분석하였다.

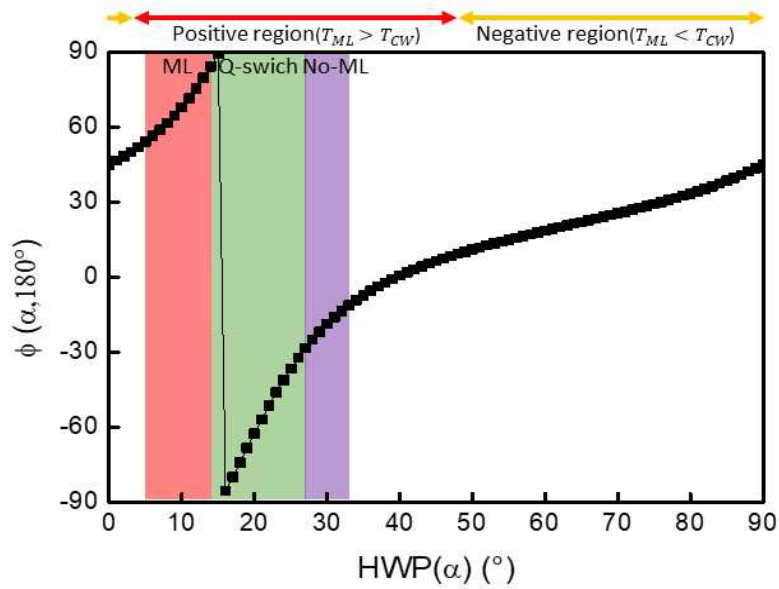


(a)

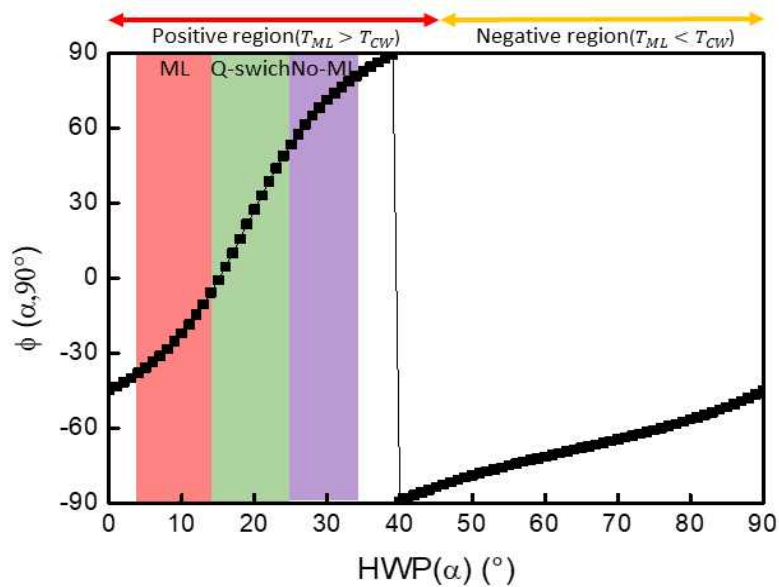


(b)

그림 3.22 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 (a) I 영역 $\beta = 180^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●) 투과도 곡선 및 (b) II 영역 $\beta = 90^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●) 투과도 곡선



(a)



(b)

그림 3.23 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 (a) I 영역 $\beta = 180^\circ$ 에 대한 CW 모드의 위상 곡선 (b) II 영역 $\beta = 90^\circ$ 에 대한 CW 모드의 위상 곡선

자세한 분석을 위해 투과도와 마찬가지로 I 영역의 경우 QWP 회전 각도는 180° 로, II 영역의 경우 90° 로 고정한 후 HWP 회전 각도에 따른 위상을 구하면 그림 3.23과 같다.

모드 잠금이 발진하기 위해서는 레이저 공진기의 종 모드들 간의 위상이 일치해야 한다. 본 논문에서 사용된 레이저의 경우, 모드 잠금이 발진할 때의 위상은 광 세기에 의한 비선형 효과 및 파장판들에 의한 효과가 포함되어 있다고 말할 수 있다. 이를 식으로 나타내면 식 (3.24)와 같이 표현된다. 이때, 모드 잠금이 발진하는 빨간색 영역에 대해 노이즈 스파크에 의해 순간 펄스가 발생하여 광 세기에 의한 비선형 위상 효과가 발생한다면, 동일한 투과도를 가지는 보라색 영역에 대해서도 광 세기에 의한 비선형 위상 효과는 같다고 가정할 수 있다. 하지만 파장판들에 의한 위상 효과는 그림 3.23과 같이 다르다는 것을 알 수 있다. 그 결과, 빨간색 영역에 대해 광 세기에 의한 비선형 위상 효과와 파장판들에 의한 위상 효과가 더해져 모드 잠금이 발진할 수 있었다면, 보라색 영역에 대해서는 파장판들의 위상 효과가 달라 모드 잠금이 발진할 수 있는 위상 정합 조건을 만족하지 못하였다고 말할 수 있다. 이러한 결과는 보라색 영역에서 양의 피드백 조건임과 동시에 모드 잠금 영역과 같은 투과도를 가지지만, 모드 잠금이 발진하지 않음을 설명한다.

$$\phi_{ML} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 + n_2 I_{avg}) L_{eff} + \phi_{ML.waveplate} = 2\pi N \quad (3.24)$$

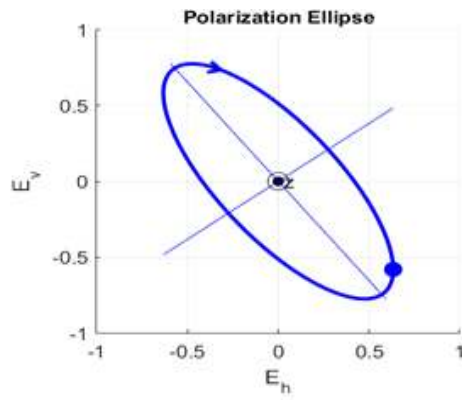
4.3 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에서 광섬유로 입사하는 편광의 회전 방향 변화에 따른 모드 잠금 안정 영역 분석

QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 대해서도 광섬유로 입사하는 편광의 회전 방향을 변화하였을 때, 양의 피드백 조건에서 모드 잠금이 발진하는지 조사하였다. 다양한 파장판들의 회전 각도에 대한 실험을 통해 모드 잠금이 발진되는 영역을 찾았고, 그중 중심 각도인 HWP 12°, QWP 210°에 대해 모드 잠금이 발진할 때와 CW가 발진할 때의 편광 상태를 측정하였다. 측정된 존스 벡터는 식 (3.25) 및 (3.26)과 같고, 이를 나타내는 편광 타원체는 그림 3.24와 같다.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.CW} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0.633 \\ -0.581 + 0.513i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0.633 \\ 0.775 \cdot e^{i(138.5^\circ)} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (3.25)$$

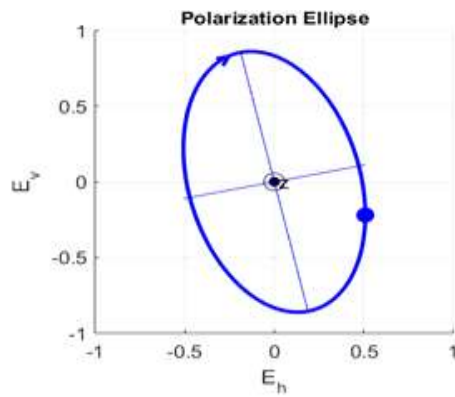
$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{mea.ML} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0.508 \\ -0.22 + 0.833i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0.508 \\ 0.862 \cdot e^{i(104.8^\circ)} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (3.26)$$

마찬가지로 그림 3.24 (a)는 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에 QWP1의 회전 각도가 67.5°로 설정된 그림 3.20 (a)와 거의 동일한 편광 상태인 것을 확인하였다. 이후 투과도와 위상 지도를 그리고 모드 잠금 영역을 비교 분석하였다.



$$\theta = 127.0^\circ$$

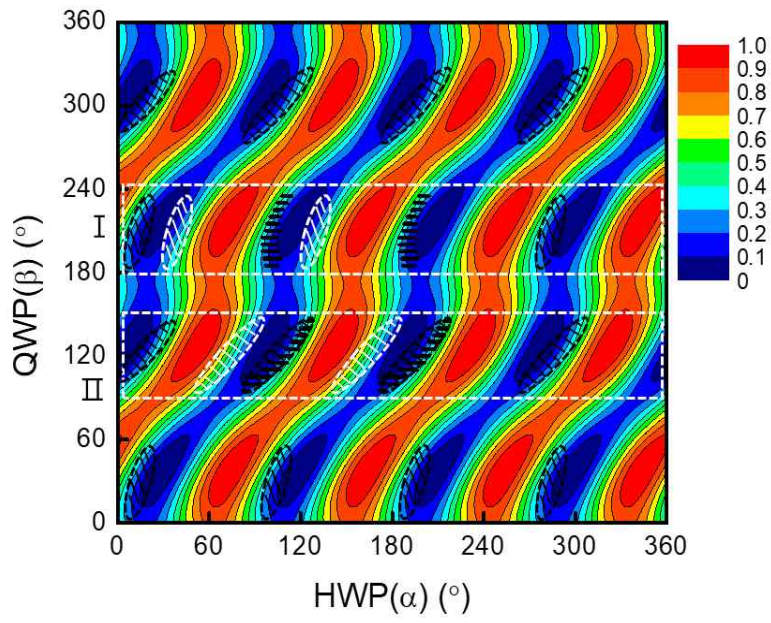
(a)



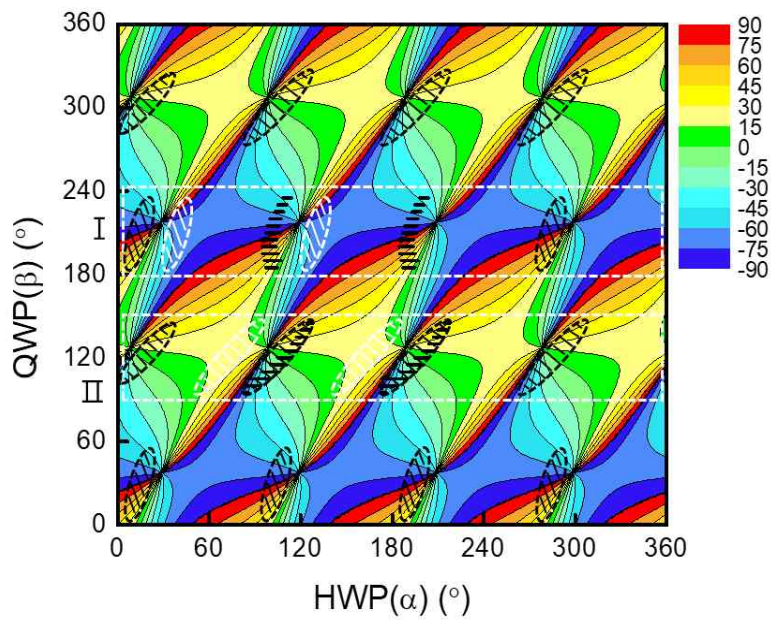
$$\theta = 101.3^\circ$$

(b)

그림 3.24 QH ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)에 대해 HWP 12° , QWP 210° 에서 측정된 (a) CW 모드의 편광 상태, (b) ML 모드의 편광 상태



(a)

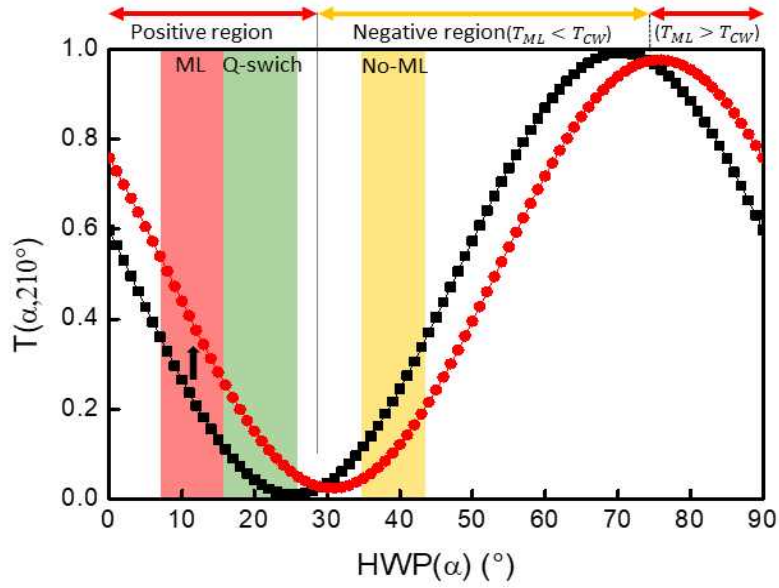


(b)

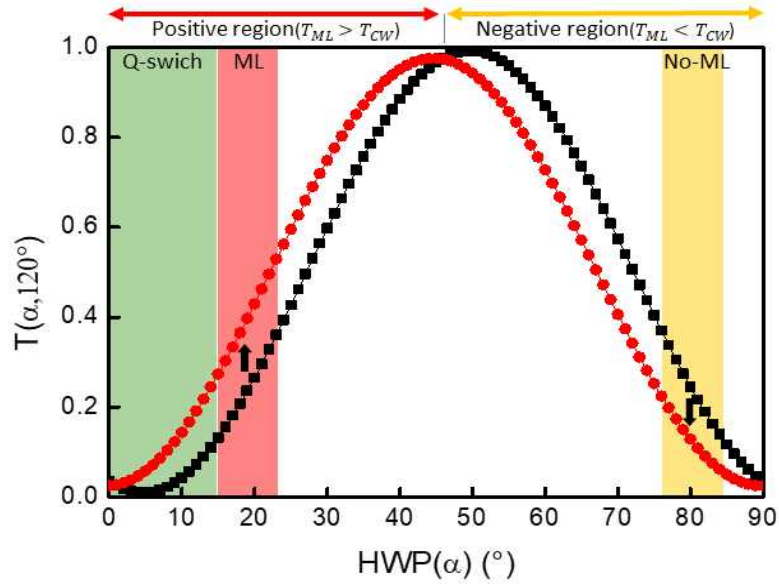
그림 3.25 QH ANDi 광섬유 공진기 및 QWP1(67.5°)일 때 출력단에서 공진 빔의 (a) 투과도 지도와 (b) 위상 지도

그림 3.25는 식 (3.25)를 이용해서 얻은 투과도와 위상 지도이다. 입사 편광 상태가 달라짐에 따라 그려진 투과도 지도는 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 QWP1의 각도가 -22.5° 로 설정된 투과도 지도와 비슷함을 알 수 있다. 이는 파장판들의 배열 순서에 따라 투과도 지도가 그려짐을 보여준다. 앞서 진행한 실험과 마찬가지로 모드 잠금이 관측되는 영역을 I 영역과 II 영역으로 구분하였고, 두 영역에 대해 투과도 특성을 분석한 결과 모드 잠금은 0.1에서 0.5 사이의 투과도에서 관측됨을 확인하였다. 또한 모드 잠금 펄스가 발생하는 영역과 같은 투과도를 가지지만 실험적으로 모드 잠금 펄스가 발생하지 않는 영역도 마찬가지로 발견할 수 있다. 이러한 원인을 분석하기 위해 모드 잠금이 발진할 때의 편광 상태를 이용하여 투과도를 구하고 비교 분석하였다.

I 영역의 경우 QWP 회전 각도는 210° 로 고정하였고, II 영역의 경우 120° 로 고정한 후 HWP 회전 각도에 따른 투과도를 구하면 그림 3.26과 같다. 모드 잠금 펄스가 관측되는 영역을 보면 두 그래프 모두다 양의 피드백 상태에서 발생함을 확인할 수 있고, 같은 투과도를 가져도 음의 피드백 영역에서는 모드 잠금 펄스가 발생할 수 없음을 확인하였다. 또한 Q-스위칭 영역도 양의 피드백 상태에서 발생함을 확인하였다.



(a)



(b)

그림 3.26 QH ANDi 광섬유 공진기 구조 및 QWP1(67.5°)일 때 (a) I 영역 $\beta = 210^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●) 투과도 곡선 및 (b) II 영역 $\beta = 120^\circ$ 에 대한 CW(■), ML(●) 투과도 곡선

4.4 이론 분석 결과와 실험 결과 비교 분석

비교 분석은 2장에서 구하였던 비선형 투과율 식을 사용하여 HQ ANDi 광섬유 공진기와 QH ANDi 광섬유 공진기에 대해서 각각 진행하였다. 먼저 비선형 투과율 식을 이용해 파장판들의 함수로 표현되는 투과율 그래프를 그리고, 편광 측정을 통해 얻은 투과도 그래프와 비교 분석하였다.

이론적 HQ ANDi 광섬유 공진기의 모드 잠금 안정 영역 분석을 위해 식 (2.29d)를 이용하였다. 식 (2.29d)를 이용해서 얻은 투과율 지도는 그림 3.27과 같다.

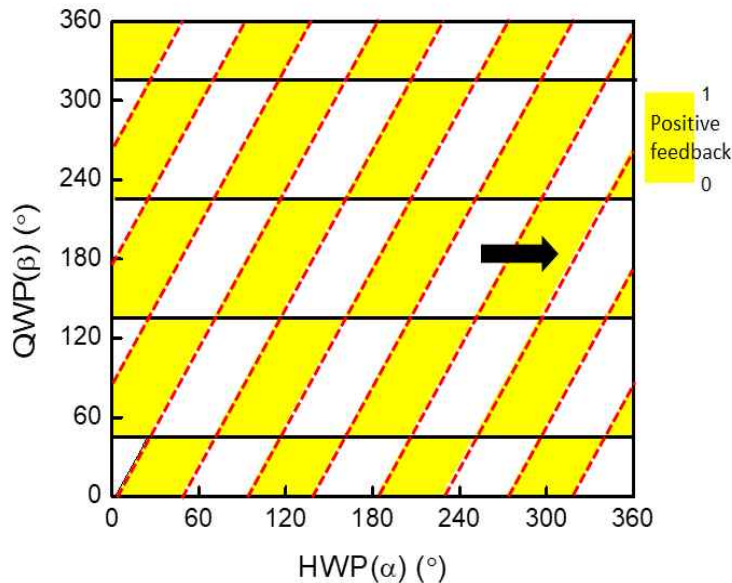


그림 3.27 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율

그림 3.27의 결과를 얻기 위해 $\alpha_3 = -22.5^\circ$, $\chi = 0.95$, $p = -0.236$, $f = 29.3 \text{ MHz}$, $\Delta\tau = 26.7 \text{ ps}$, $A_{eff} = \pi \cdot 3.1^2 \mu\text{m}^2$, $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} (\text{m}^2/\text{W})$, $I_n = 1.532$ 값을 대입하였고, 여기서 I_n 은 모드 잠금이 발진할 때, 공진기 내부의 파워를 측정하여 계산하였다.

비선형 투과율 그래프에서 노란색 영역은 양의 피드백 영역이고, 하얀색 영역은 음의 피드백 영역이다. 이러한 피드백 영역은 HWP와 QWP 회전 각도에 대해 90° 의 주기성을 가졌다. 또한 검은색 실선은 고정된 경계조건이고, 빨간색 점선은 광 세기에 따라 변화하는 경계조건이다. 이때 광 세기가 증가하면 그래프는 화살표 방

향을 따라 오른쪽으로 이동한다. 이제 편광 측정 결과와 비교하였다.

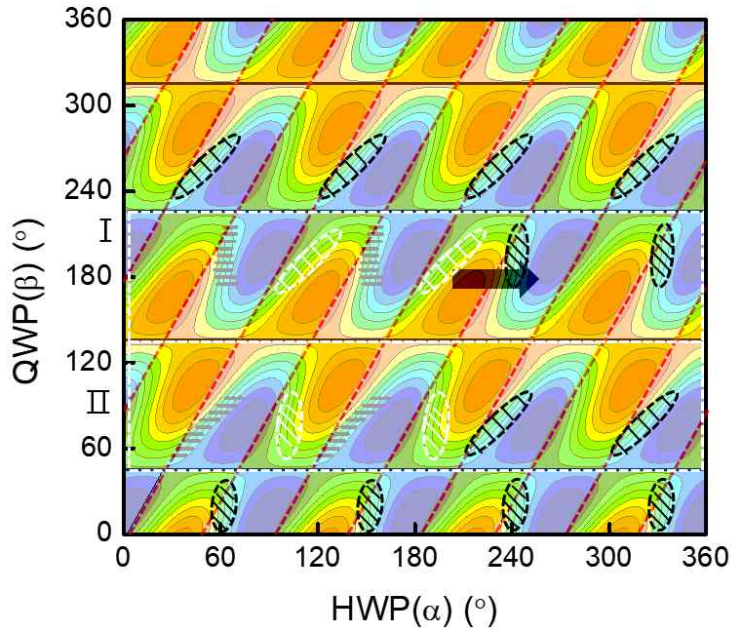


그림 3.28 HQ ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율 및 투과도 그래프 비교

그림 3.28을 보면 두 그래프 모두 90도의 주기성을 가지는 것을 확인할 수 있지만, 등고선 영역이 모양이 확연히 차이가 남을 알 수 있다. 또한 모드 잠금 영역이 노란색 영역에 있지 않고 하얀색 영역에서 관측됨을 확인할 수 있다. 이는 이론 분석과 실제 실험 결과가 일치하지 않는다는 것을 보여준다. 이론과 실험 결과의 이러한 차이는 광섬유 내부에서 발생하는 추가적인 복굴절이 계산되지 않았기 때문에 발생하였다고 말할 수 있다. 또한 공진하는 내부 광 세기를 정확히 측정하지 못해 I_n 을 계산할 때 오차가 발생하였다고 말할 수 있다.

다음은 이론적 QH ANDi 광섬유 공진기의 모드 잠금 안정 영역 분석을 수행하였다. 분석을 위해 식 (2.32d)를 이용하였고, 파장판들의 각도 변화에 따른 투과율 지도는 그림 3.29와 같다.

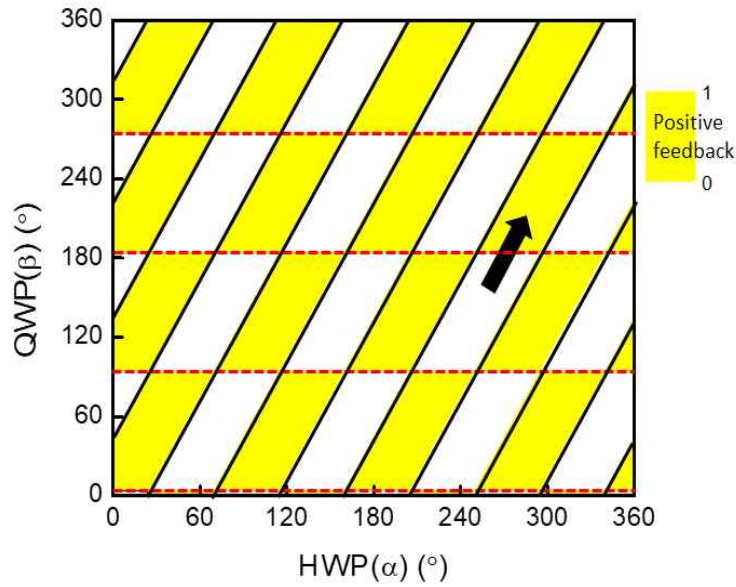


그림 3.29 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율

그림 3.29의 결과를 얻기 위해 $\alpha_3 = -22.5^\circ$, $T = 0.95$, $p = -0.236$, $f = 29.3 \text{ MHz}$, $\Delta\tau = 20.7 \text{ ps}$, $A_{eff} = \pi \cdot 3.1^2 \mu\text{m}^2$, $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} (\text{m}^2/\text{W})$, $I_n = 1.976$ 값을 대입하였다.

위의 결과와 마찬가지로 노란색 영역은 양의 피드백 영역이고, 하얀색 영역은 음의 피드백 영역이다. 이러한 피드백 영역은 HWP와 QWP 회전 각도에 대해 90° 의 주기성을 가졌다. HQ ANDi 광섬유 공진기의 비선형 투과율과 다른 점은 경계조건이 달라졌다는 것이다. 이때 광 세기가 증가하면 그래프는 화살표 방향을 따라 오른쪽 대각선으로 이동한다. 이제 편광 측정 결과와 비교하였다.

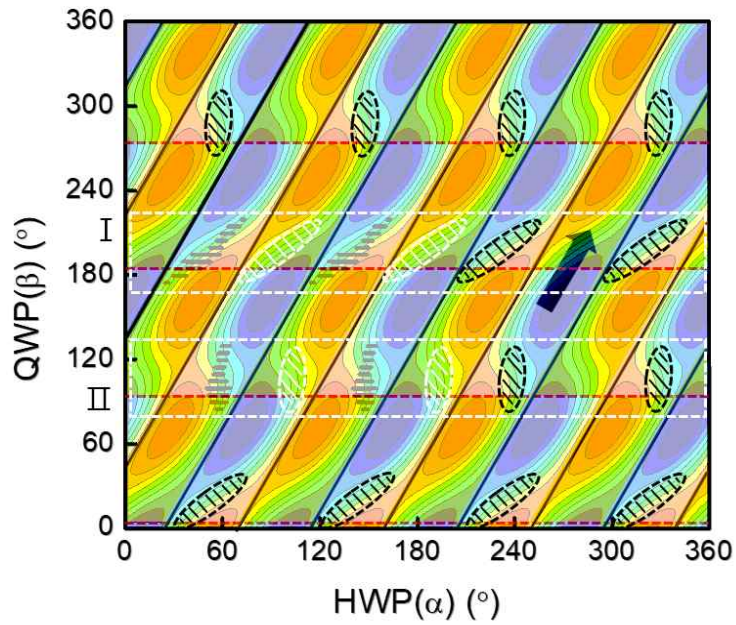


그림 3.30 QH ANDi 광섬유 공진기 구조에 대한 비선형 투과율 및 투과도 그래프 비교

QH ANDi 광섬유 공진기도 마찬가지로 그림 3.30을 보면 모드 잠금 영역이 노란색 영역에 있지 않고 하얀색 영역에 있는 것을 알 수 있다. 이는 앞서 설명했던 이유와 동일하다.

제4장 결 론

본 논문에서는 공진기 내부의 편광 측정을 통해 정상 분산 소자로 구성된 광섬유 레이저의 모드 잠금 안정 영역 분석에 관한 연구를 수행하였다. 이를 위해 공진기 내부에 편광 측정을 위한 편광 측정기를 설계 및 제작하였다. 분석을 위해 공진기 내부에 설치된 파장판들의 배열에 따라 정의된 HQ ANDi 구조와 QH ANDi 구조에 대해 CW로 발진할 때와 ML으로 발진할 때의 편광 상태를 측정하고 분석하였다. 그 결과 CW로 발진할 때의 편광 상태는 비선형 효과가 발생하지 않아 HWP와 QWP의 회전 각도에 크게 의존하지 않는다는 것을 확인하였다. CW와 ML이 발진할 때 측정을 통해 얻은 존스 벡터와 공진기를 구성하는 광학 소자들의 존스 행렬을 이용하여 공진기 출력단에서의 투과도 지도와 위상 지도를 제작하였고, 관측된 모드 잠금 영역과 상관관계를 분석하였다.

분석 결과, 모드 잠금 안정 영역은 투과도의 등고선 영역을 따라 분포됨을 확인하였다. 모드 잠금은 양의 피드백 조건에서만 발진한다는 것을 확인하였다. 추가적으로 광섬유 입력 편광의 회전 방향에 대한 의존성을 분석하기 위해 좌타원 편광과 우타원 편광에 대해서도 실험을 수행하였다. 분석 결과, 광섬유 입력 편광의 회전 방향에 상관없이 양의 피드백 조건에서만 모드 잠금 펄스가 발생함을 알 수 있었다. 즉, 모드 잠금 영역은 양의 피드백 조건과 투과도 지도의 등고선 특성에 따라 결정됨을 확인하였다.

공진기 내부의 편광 측정을 통해 얻은 투과도 지도와 위상 정보 지도를 이용한 모드 잠금 안정 영역 분석 방법은 기존의 여러 안정 영역 분석 방법에서는 시도되지 않은 방법이다. 이 방법은 복잡한 비선형 방정식을 풀지 않고 편광 측정을 통해 손쉽게 모드 잠금 안정 영역을 확인할 수 있다는 장점이 있어 산업 현장에서 모드 잠금 레이저를 정렬하는 데 활용될 것으로 기대된다.

[참고문헌]

- [1] M. E. Fermann, and I. Hartl, "Ultrafast fiber laser technology," *IEEE J. Quantum Electron.* 15, 191(2009).
- [2] V. V. Lozovoy, G. Rasskazov, D. Pestov, and M. Dantus, "Quantifying noise in ultrafast laser sources and its effect on nonlinear applications," *Opt. Express.* 23, 12037(2015).
- [3] F. Liu, K. M. Yoo, and R. R. Alfano, "Ultrafast laser-pulse transmission and imaging through biological tissues," *Appl. Opt.* 32, 554(1993).
- [4] F. Ceballos, and H. Zhao, "Ultrafast laser spectroscopy of two-dimensional materials beyond graphene," *Adv. Funct. Mater.* 27, 1604509(2017).
- [5] J. Cheng, C. Liu, S. Shang, D. Liu, W. Perrie, G. Dearden, and K. Watkins, "A review of ultrafast laser materials micromachining," *Opt. Laser Technol.* 46, 88(2013).
- [6] H. Lubatschowski, A. Heisterkamp, F. Will, A. I. Singh, J. Serbin, A. Ostendorf, O. Kermani, R. Heermann, H. Welling, and W. Ertmer, "Medical applications for ultrafast laser pulses," *Riken Review.* 113(2003).
- [7] K. C. Phillips, H. H. Gandhi, E. Mazur, and S. K. Sundaram, "Ultrafast laser processing of materials: a review," *Adv. Opt. Photonics.* 7, 684(2015).
- [8] D. E. Spence, P. N. Keen, and W. Sibbet, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* 16, 42(1991)
- [9] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Passive harmonic mode-locking in a fiber laser with nonlinear polarization rotation," *Opt. Commun.* 267, 162(2006).

- [10] X. Yang and C. X. Yang, "Q-switched mode-locking in an erbium-doped femtosecond fiber laser based on nonlinear polarization rotation," *Laser phys.* 19, 2106(2009).
- [11] S. Smirnov, S. Kobtsev, S. Kukarin, and A. Ivanenko, "Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal-dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation," *Opt. Express.* 20, 27447(2012).
- [12] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hoper, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.* 15, 752(1990).
- [13] W. B. Cho, A. Schmidt, J. H. Yim, S. Y. Choi, S. Lee, F. Rotermund, U. Griebner, G. Steinmeyer, V. Petrov, X. Mateos, M. C. Pujol, J. J. Carvagal, M. Aguiló, and F. Diaz, "Passive mode-locking of a Tm-doped bulk laser near 2 μm using a carbon nanotube saturable absorber," *Opt. Express.* 17, 11007(2009).
- [14] J. Koo, Y. I. Jhon, J. Park, J. Lee, Y. M. Jhon, and J. H. Lee, "Near-infrared saturable absorption of defective bulk-structured WTe₂ for femtosecond laser mode-locking," *Adv. Funct. Mater.* 26, 7454(2016).
- [15] U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nat.* 424, 831(2003).
- [16] A. B. Grudinin, and S. Gray, "Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers," *J. Opt. Soc. Am B.* 14, 144(1997).
- [17] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, "Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment," *IEEE J. Quantum Electron.* 31, 591(1995).
- [18] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser," *Phys. Rev. A.* 82, 021805(2010).
- [19] M. Olivier, M. D. Gagnon, and M. Piché, "Automated mode locking in nonlinear polarization rotation fiber lasers by detection of a discontinuous jump in the polarization state," *Opt. Express.* 23, 6738(2015).

- [20] L. Zhang, Z. Zhuo, N. K. Chen, Z. Tian, and Y. Xie, "Wave plate-dependent lasing regimes transitions in an all-normal-dispersion fiber laser mode-locked by nonlinear polarization rotation," *Opt. Laser Technol.* 126, 106085(2020).
- [21] H. Leblond, M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, and F. Sanchez, "Experimental and theoretical study of the passively mode-locked ytterbium-doped double-clad fiber laser," *Phys. Rev A.* 65, 063811(2002).
- [22] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers," *Phys. Rev A.* 71, 053809(2005).
- [23] G. Martel, C. Chedot, A. Hideur, and P. Grelu, "Numerical maps for fiber lasers mode locked with nonlinear polarization evolution: Comparison with semi-analytical models," *Fiber Integr. Opt.* 27, 320(2008).
- [24] M. Salhi, H. Leblond, F. Sanchez, M. Brunel, and A. Hideur, "Stability calculations for the ytterbium-doped fibre laser passively mode-locked through nonlinear polarization rotation," *J. Opt.* 6, 774(2004).
- [25] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser" *Opt. Express.* 14, 10095(2006)
- [26] C. Y. Chong, *Femtosecond fiber lasers and amplifiers based on the pulse propagation at normal dispersion*, Ph.D. Thesis, University of Cornell(2008).
- [27] D. H. Goldstein, and E. Collet. *Polarized Light*, (Marcel Dekker, New York), Chap. 3,4(2003).
- [28] E. Hecht, *Optics*, 5ed, (Pearson Education, London), 017, chap. 8(2017).
- [29] G. G. Stokes, "On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources," *Trans. Cambridge Philos. Soc.* 9, 399(1851).

- [30] G. P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, (Academic Press, Cambridge), 2001: chap. 2
- [31] 장정현, 석사학위청구논문, 광섬유 Jones matrix를 이용한 비선형 편광 회전 방식으로 모드잠금된 Yb 첨가 광섬유 레이저의 안정영역 분석 연구, 조선대학교, 2022.
- [32] J. Buckley, A. Chong, S. Zhou, W. Renninger, and F. W. Wise "Stabilization of high-energy femtosecond ytterbium fiber lasers by use of a frequency filter," J. Opt. Soc. Am B. 24, 1803(2007).
- [33] X. Liu, A. Heifetz, S. C. Tseng, and M. S. Shahriar, "High-speed inline holographic Stokesmeter imaging," Appl. Opt. 48, 3803(2009).
- [34] M. J. Jang, J. H. Jang, S. M. Moon, and H. S. Kim, "Stable mode-locking region analysis of all normal dispersion optical fiber laser by measuring polarization state inside a resonator" J. Korean. Phys. Soc. 81, 861(2022)
- [35] R. Trebino, Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses, (Kluwer Academic Publishers, Norwell), chap. 4(2000).