



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](#)

2019년 2월
석사학위논문

초고속 3차원 영상 획득을 위한 단일 펄스 간섭계 연구

조선대학교 대학원

광기술험공학과

김대희

초고속 3차원 영상 획득을 위한 단일 펄스 간섭계 연구

Single pulse interferometer for instantaneous
3D imaging

2019년 02월 25일

조선대학교 대학원

광기술공학과

김대희

초고속 3차원 영상 획득을 위한 단일 펄스 간섭계 연구

지도교수 주 기 남

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함

2018년 10월

조선대학교 대학원

광 기 술 공 학 과

김 대 희

김 대 희의 석사학위논문을 인준함

위원장 조선대학교 교수 김 진 태 (인)

위 원 조선대학교 교수 박 종 락 (인)

위 원 조선대학교 교수 주 기 남 (인)

2018년 11월

조선대학교 대학원

목 차

ABSTRACT

제1장 서론	1
제1절 연구 배경	1
제2절 연구 현황	4
제3절 연구목표 및 내용	10
제2장 극초단 펄스 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계	11
제1절 극초단 펄스 레이저	11
2-1-1 Q-switched 레이저의 원리 및 특징	11
2-1-2 모드잠금된 레이저의 원리 및 특징	15
2-1-3 하이브리드 모드잠금된 광섬유 펄스초 레이저의 생성 ...	20
제2절 단일 펄스 간섭계	24
2-2-1 단일 펄스 간섭계의 원리	24
2-2-2 단일 펄스 간섭계에서 Q-switched 레이저와 모드잠금된 레이저의 광원 비교	30
제3절 모드잠금된 레이저의 펄스 추출	38
2-3-1 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출	38
2-3-2 불균일한 간섭계 구성을 통한 단일 펄스 추출	41
2-3-3 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출	43

제3장 실험 결과 및 분석	45
제1절 Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계	45
3-1-1 음파에 의한 진동 시편 측정 실험	45
3-1-2 연속파 광원의 간섭계와 비교	51
제2절 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계	55
3-2-1 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 추출	55
3-2-2 레이저 펄스에 의해 유도되는 열적 탄성과 관찰	64
제4장 고찰 및 논의	70
제1절 단일 펄스 추출 방법 비교	70
제2절 시스템의 성능검증	71
제3절 단일 펄스 간섭계의 frame rate	71
제5장 결론	73
[참고문헌]	75

그림 목차

그림 1-1 펄스 레이저의 장점과 응용 분야	2
그림 1-2 (a) 플라즈마, (b) 형광 물질	3
그림 1-3 순간적인 3차원 광학 이미징의 목적에 따른 분류	4
그림 1-4 스트로보스코픽 마이크로스코피의 구성도	5
그림 1-5 주사 방식의 위상 천이 간섭계 구성도	6
그림 1-6 편광 상태를 이용한 공간 위상 천이 간섭계의 (a) 구성도, (b) 이미지	7
그림 1-7 편광기 배열 마스크를 이용한 공간 천이 간섭계의 구성도	8
그림 1-8 4D phasecam 의 (a) 원리, (b) 실제 프로그램 이미지	8
그림 1-9 마이켈슨 간섭계에서의 공간 주파수 변조 생성	9
그림 1-10 단일 펄스 간섭계의 원리 및 장점	10
그림 2-1 Q-switched 레이저의 발진 원리	12
그림 2-2 포화 흡수체를 이용한 Q-switched 레이저의 광학 구성도	13
그림 2-3 (a) AOM, (b) EOM 을 이용한 Q-switched 레이저의 광학 구성도	14
그림 2-4 이득 매질 내에서의 레이저의 종 모드	15
그림 2-5 모드잠금 방식의 극초단 펄스 레이저의 생성 원리	16
그림 2-6 광학적 커 효과에 의한 자체집속 효과	17
그림 2-7 포화 흡수체의 특성 (a) 변조 깊이, (b) 이완 시간	18
그림 2-8 포화 흡수체를 이용한 수동형 모드잠금의 펄스 생성 원리	19
그림 2-9 하이브리드 모드잠금된 레이저의 구성도	21
그림 2-10 반복률 주파수 안정화를 위한 모드잠금된 레이저의 구성도	22
그림 2-11 극초단 펄스 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 구성도	24
그림 2-12 특정 위상에 의해 변화된 공간 변조 주파수	26
그림 2-13 공간 주파수 영역에서의 푸리에 변환 결과	27

그림 2-14 접힌 위상 추출 결과	28
그림 2-15 위상 복구 결과	28
그림 2-16 카메라와 펄스 레이저의 동기화 상태에 따른 개략도	29
그림 2-17 고안정도를 위한 카메라와 펄스 레이저의 동기화 구성도	29
그림 2-18 Q-switched 기반의 단일 펄스 간섭계의 구성도	31
그림 2-19 Q-switched 레이저와 카메라의 동기화 상태에 따른 이미지 ..	31
그림 2-20 펄스 선택으로 활용된 음향-광 변조기의 원리	33
그림 2-21 AOM을 이용한 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 구성도	34
그림 2-22 모드잠금된 레이저와 카메라의 동기화 상태에 따른 이미지 ...	35
그림 2-23 AOM의 (a) 동적 누출, (b) 정적 누출의 원리	36
그림 2-24 AOM에 의해 펄스가 선택된 이후 펄스가 (a) 선택된 구간, (b) 확대된 선택되지 않은 구간의 오실로스코프 측정 결과	37
그림 2-25 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출 구성도	39
그림 2-26 위상 변조기 역할의 전자-광 변조기 원리	39
그림 2-27 불균일한 간섭계 구성을 통한 단일 펄스 추출 구성도	41
그림 2-28 카메라 노출 시간 동안의 펄스 모형	42
그림 2-29 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출 구성도	43
그림 3-1 Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 실제 광학 구성도	46
그림 3-2 NKT Photonics 사의 SuperK compact 레이저	46
그림 3-3 Nikon 사의 마이크로 렌즈	47
그림 3-4 Photon focus 사의 CMOS 카메라	47
그림 3-5 측정 대상의 진동 주파수가 존재하기 (a) 이전의, (b) 이후의 간섭무늬	48
그림 3-6 공간 변조 주파수 해석을 이용하여 음파에 의해 변형된 시편 형상	49

그림 3-7 Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계에서 임의의 한 점에서의 광량 변화	49
그림 3-8 프레임 간격에 따른 광량 변화의 푸리에 변환 결과	50
그림 3-9 측정 대상의 3차원 진동 주파수 맵핑	51
그림 3-10 Melles Griot 사의 헬륨 네온 레이저	52
그림 3-11 측정 대상에 진동 주파수가 존재하기 (a) 이전의, (b) 이후의 간섭무늬	52
그림 3-12 연속파 레이저 기반의 간섭계에서 임의의 한 점에서의 광량 변화	53
그림 3-13 프레임 간격에 따른 광량 변화의 푸리에 변환 결과	53
그림 3-14 측정 대상의 3차원 진동 주파수 맵핑	54
그림 3-15 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출 방법의 실제 광학 구성도	55
그림 3-16 하이브리드 모드잠금 방식의 어븀 광섬유 레이저	56
그림 3-17 AA optoelectronic 사의 광섬유 형식의 AOM	56
그림 3-17 Raptor 사의 IR CCD	57
그림 3-18 증폭된 자발 방출과 펄스에 의한 간섭무늬	57
그림 3-19 위상 변조 (a) 이전의, (b) 이후의 ASE에 의한 간섭무늬	58
그림 3-20 단일 펄스만의 간섭무늬	58
그림 3-21 불균일한 간섭계의 실제 광학 구성도	59
그림 3-22 기준광과 측정광의 광 경로 차이가 없을 때의 간섭무늬	60
그림 3-23 기준광과 측정광의 광 경로 차이가 2 m 에서의 간섭무늬	60
그림 3-24 기준광과 측정광의 광 경로 차이가 4.4 m 에서의 간섭무늬	61
그림 3-25 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출 방법의 실제 광학 구성도	62
그림 3-26 이터븀 광섬유 레이저의 실제 광학 구성도	62
그림 3-27 Thorlab 사의 가시광선 대역의 CMOS 카메라	63

그림 3-28 카메라와 레이저의 동기화 상태에 따른 이미지;
 (a) 비동기화 (b) 동기화 63

그림 3-29 열적 탄성과 측정을 위한 단일 펄스 간섭계의 광학 구성도 ... 65

그림 3-30 액체 샘플 구성도 65

그림 3-31 x20 배율의 대물렌즈 66

그림 3-32 10 ns 의 시간 지연에서 획득된 간섭무늬 66

그림 3-33 10 ns 시간 지연에서의 위상 변화의 3차원 이미지 67

그림 3-34 30 ns 의 시간 지연에서 획득된 간섭무늬 67

그림 3-35 30 ns 시간 지연에서의 위상 변화의 3차원 이미지 68

그림 3-36 시간 지연에 따른 굴절률 변화 단면도 69

ABSTRACT

Single pulse interferometer for instantaneous 3D imaging

By Dae Hee Kim

Advisor : Prof. Ki-Nam Joo, Ph.D.

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

An optical imaging technology has been drastically developed in science and industrial fields to observe very tiny features of objects, dissimilarity of materials and quantitative dimensions of a specimen with high resolution and precision. Most of previous researches took efforts to improve the lateral and axial resolutions, which are critical system parameters to obtain clear and obvious reconstruction of targets. On the other hand, fast optical imaging techniques have been recently introduced to capture an instant image from several natural phenomena such as physical and chemical reactions. Furthermore, they are essential tools to understand the light-matter interactions generated by combustion, laser manufacturing, laser-induced nuclear fusion and thermal reactions.

The fundamental functionalities of the fast optical imaging mainly depends on the characteristics of the optical source and detectors. Traditional stroboscopic techniques, which modulate the intensity of the light and synchronize its operating frequency with triggering of the detector, are good examples to capture the instant images. However, its electronic operation of the intensity modulation inherently has

the limitation to hardly shorten the duration of the exposure time below a few picoseconds. Even though the short exposure time by electronics is possibly implemented, the optical energy in this short duration is not enough to be detected by the detectors to obtain images. Therefore, the applicability of typical stroboscopic imaging techniques are limited to obtain relatively slow imaging and it is hard to be applied to capture the instant images, which includes transient information of phenomena during ultrashort time duration less than a few picoseconds.

The advent of a femtosecond pulse laser is greatly beneficial in several research areas such as optical frequency metrology, dimensional metrology, manufacturing, communication, etc. By the mode-locking scheme, tremendous longitudinal laser modes are phase-locked to each other and the output can provide an ultrashort pulse train in the time domain and discrete broadband spectrum in the optical frequency domain. Especially, the ultrashort pulse duration less than 1 ps. and the concentrated optical energy within a pulse are very attractive to be applied in the fast optical imaging to overcome the limitations of previous works.

On the other hand, optical imaging can be roughly classified into 2D and 3D imaging. In order to observe the physical phenomena such as various chemical reactions, fluorescence reactions, spintronics, acoustics and fluids and plasmas, it is necessary to acquire 3D information for analysis. In general, the 3D optical imaging requires additional techniques such as phase shifting for detecting the phase of the object to be measured. Since the phase shifting method shifts the phase in time, however, it is difficult to be applied to the instantaneous optical imaging. For instantaneous 3D optical imaging, a technique capable of acquiring 3D information from a single image is needed.

In this thesis, I propose a single pulse interferometry (SPI) which can instantly collect 3D images based on ultrashort optical pulses. SPI is capable of freezing and capturing 3D images at a specific moment for repeatable and non-repeatable timely varying situations with ultrashort pulse duration even though an imaging device has much longer exposure time. By synchronizing the repetition rate of the pulse train and the frame rate of camera, only a single pulse is used as the illumination

light and an interferometric configuration based on spatial carrier fringe analysis technique can acquire the phase information of a target. In order to verify the performances of SPI, feasible experiments were performed with ultrashort pulse lasers in comparison with continuous wave (cw) optical sources. Furthermore, I have measured and analyzed thermoelastic wave with high frequency characteristics of several tens of MHz using a Q-switched laser and a mode-locked laser as a light source, respectively.

For the successful operation of SPI, the leakage lights to prevent imaging at the specific moment were analyzed and the amplified spontaneous emission (ASE) of the mode-lock laser was considered as the dominant limiting factor. In order to eliminate the ASE interferogram in SPI, three types of rigorous single pulse extraction methods, the time averaged phase modulation, unbalanced interferometric configuration and second harmonic imaging, were proposed and explained in this investigation. In the experimental results, it was confirmed that they had the capabilities to remove the ASE effect and the efficiencies were also discussed. In comparison, each method was reviewed in the view of the advantages and limitations.

The single pulse interferometry proposed in this thesis is expected to be applicable not only for the performance evaluation of ultrafast pulses and real-time monitoring/control fields, but also for basic researches such as mechanics and physics with fast dynamics field.

Key words : 3-D optical imaging, ultrashort pulse, instantaneous imaging, optical imaging

제1장 서론

제1절 연구 배경

광학 이미징 기술 (optical imaging technology)은 반도체 웨이퍼, PCB (printed circuit board) 및 평판 디스플레이의 진단 및 검사 등과 같은 산업 분야뿐만 아니라 의학, 재료 분야 연구에서 높은 분해능과 정밀도를 가지는 측정 기술의 요구에 의해 크게 발달되고 있다 [1-2]. 이를 위해 광학 이미징 기술은 주로 공간 분해능 및 정밀도 향상에 초점을 맞추어 개발되었으며, 광학적 회절 한계를 극복하기 위한 다양한 연구들이 진행됨과 동시에, 3차원 정밀 측정 기술에 대한 많은 연구가 진행되었다 [3-4]. 한편, 최근에는 이러한 광학 이미징 기술에서 피코초 혹은 펨토초와 같은 짧은 순간에 변화하는 원자 혹은 분자의 화학 반응 및 물리적 현상과 같은 여러 자연 현상으로부터 순간적인 이미지를 획득하기 위한 연구가 활발하게 진행되고 있다 [5-6]. 이러한 높은 시간 분해능을 가지는 광학 이미징 기술은 연소, 레이저 제조, 레이저 유도 핵융합 및 열적 반응에 의해 생성되는 빛과 물질의 상호작용을 이해하기 위해서는 필수적이다.

기존의 순간적인 광학 이미징 획득은 주로 스트로보스코피 (stroboscopy) 방법으로 구현되었다 [7]. 스트로보스코피 방법은 빛의 광강도 (intensity)를 변조하는 작동 주파수와 검출기의 트리거링 (triggering)을 동기화 (synchronizing)하여 순간적인 이미지를 획득한다. 하지만 광강도 변조기의 작동 주파수는 전자 회로의 반응속도에 제한받으며, 이로 인해 노출 시간을 수 피코초 이하로 단축시키기 어렵다는 한계를 가진다. 또한 전자적 장치에 의해 짧은 노출 시간이 구현되더라도, 기존의 광원으로는 짧은 노출 시간 동안 검출기에서 이미지를 획득하기 위한 충분한 광 에너지를 생성하는 것이 어렵다. 따라서 기존의 스트로보스코피 방법은 시간에 따라 비교적 느리게 변화하는 현상을 관찰하는데 주로 사용되며, 수 피코초 보다 짧은 순간적인 이미징 적용에 제한된다.



그림 1-1 펨토초 레이저의 장점과 응용 분야

순간적인 광학 이미징을 위해서는 측정 대상체에 대해 매우 짧은 시간동안 충분한 광이 조사되어야 하며, 이를 위해서는 펄스 레이저의 사용이 필수적이다. 특히, 최근 들어 광계측 분야에서 주목받고 있는 펨토초 펄스 레이저는 이러한 순간적인 광학 이미징을 위한 최적의 광원으로 인식되고 있다[8]. 펨토초 펄스 레이저는 시간 영역에서 펨토초 수준의 매우 짧은 펄스 폭을 가지며, 광주파수 영역에서는 매우 넓은 광빔(optical comb)을 가지는 특징으로 그림 1-1과 같이 다양한 광계측 분야에서 널리 활용되고 있다 [9-10]. 펨토초 펄스 레이저의 넓은 광대역 특성은 다양한 대기 성분의 검출이 요구되는 분광 분야에 응용되며 [11], 높은 침투 출력 특징은 레이저 마이크로 가공(laser micromachining) 및 비선형 광학 분야에 [12-13], 높은 광주파수 안정도 특성은 초정밀 시간 동기화 분야에서 각광받고 있다 [14]. 또한 그림 1-2와 같은 순간적인 자연 현상을 관찰하기 위한 광학 이미징 분야에서는 펨토초 펄스 레이저의 매우 짧은 펄스 폭을 이용하여 기존의 빠른 광학 이미징의 한계를 극복하려는 연구가 수행되고 있다.

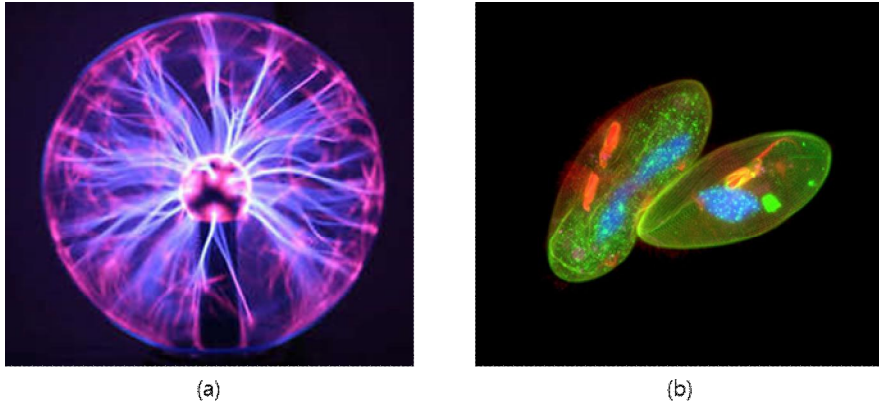


그림 1-2 (a) 플라즈마, (b) 형광 물질

한편, 광학 이미징은 크게 2차원 이미징과 3차원 이미징으로 나누어 생각할 수 있는데, 다양한 화학 반응, 형광 반응, 스핀트로닉스, 음향학과 유동체 및 플라즈마 등과 같은 물리학 분야에 대해 이를 관찰하고 메커니즘의 명확한 규명을 위해서는 순간적인 이미징과 동시에 3차원 위상 정보 획득이 요구된다. 이러한 3차원 광학 이미징 기술은 측정 대상체에 대한 위상 검출을 위한 추가적인 기법이 필요하며, 가장 대표적인 방법은 위상-천이 방법 (phase shifting)이다 [15]. 위상-천이 방법은 주로 간섭계 (interferometry)에서 주사 (scanning) 방식을 이용하여 인위적으로 위상을 천이시키고, 천이된 위상에 대한 간섭 신호를 분석하여 위상을 추출하는 방식이다. 하지만 이러한 위상 천이 방법은 주사 방식을 통해 시간적으로 위상을 천이시키기 때문에, 순간적인 광학 이미징에 적용하기 어렵다. 순간적인 3차원 광학 이미징을 위해서는 여러 영상을 획득하여 3차원 정보를 획득하는 방법에서 벗어나 단일 이미지로 3차원 정보 복원이 가능한 기술을 필요로 한다. 기존의 단일 이미지를 이용한 3차원 정보 획득을 위한 기술로는 간섭계, fringe projection 등을 이용한 공간적 위상 천이 방법이 있지만 [16], 아직까지 순간적인 3차원 광학 이미징 기술에 대한 연구는 미흡한 상황이다.

제2절 연구 현황

순간적인 3차원 광학 이미징 기술은 기본적으로 순간적인 이미징 기술과 단일 영상 기반 3차원 정보 획득 기술을 필요로 한다. 하지만 이와 관련하여 기존의 광학 이미징에 대한 연구들은 그림 1-3과 같이 각각 독립적으로 진행되었으며, 본 논문의 목표를 달성하기 위한 연구는 아직 미진한 상황이다. 순간적인 이미징 기술은 주로 스트로보스코피를 이용한 현미경 분야에서 연구되고 있으며, 이미지를 획득하는 노출 시간으로 정의되는 시간 분해능 (temporal resolution)을 향상시키는 연구들이 진행되고 있다. 한편, 단일 이미지로부터 3차원 정보 획득 기술은 대표적으로 공간 위상 천이 방법 (spatial phase shifting)과 공간 변조 주파수 분석 방법 (spatial carrier fringe analysis)에 대한 연구가 진행되었다.

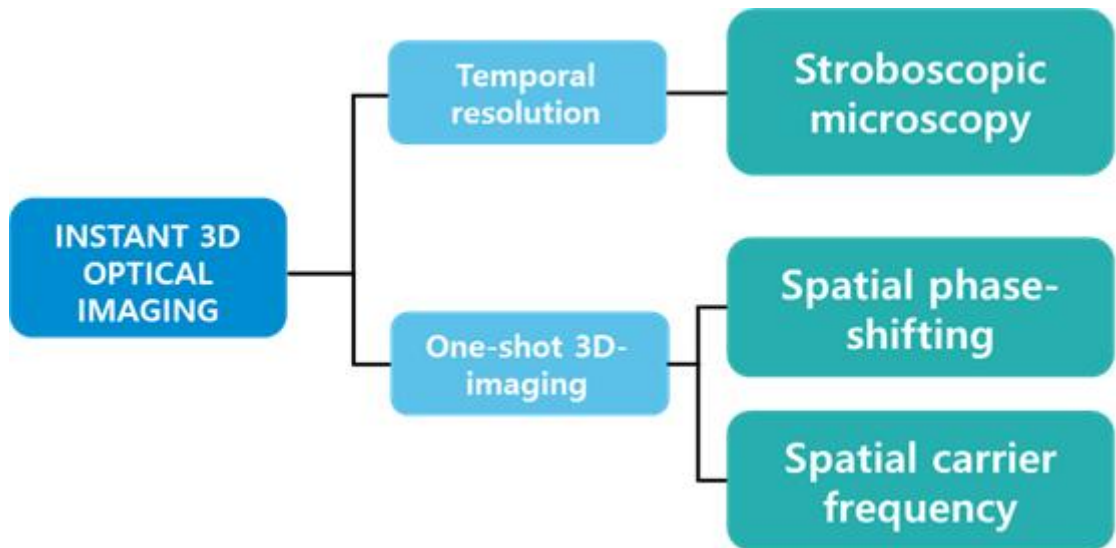


그림 1-3 순간적인 3차원 광학 이미징의 목적에 따른 분류

1. 스트로보스코피 기반 현미경 (Stroboscopic microscopy)

1960 년대에 개발된 스트로보스코피 기반 현미경 (stroboscopic microscopy)은 상대 진동과 후두를 평가하기 위해 개발되었으며, 최근에도 이를 위한 주요 방법으로 널리 활용되고 있다.

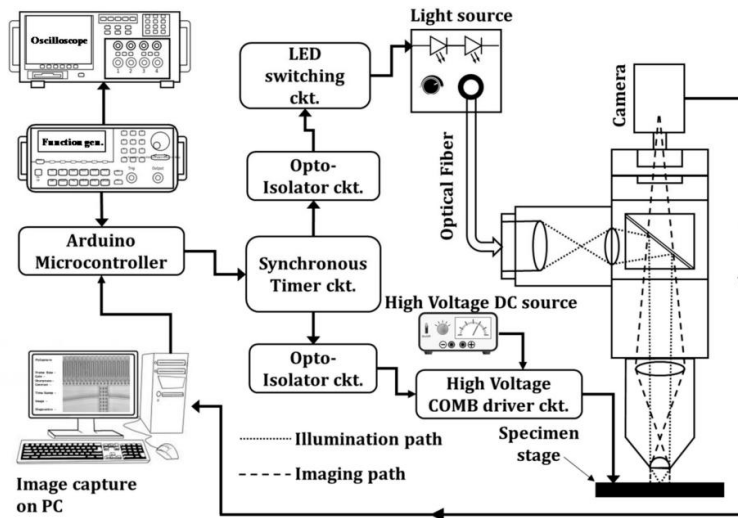


그림 1-4 스트로보스코픽 마이크로스코피의 구성도

일반적인 스트로보스코피 기반 현미경은 그림 1-4와 같이 넓은 파장 대역을 가지는 백색광 고출력 LED를 광원으로 하며, LED 스위칭 회로를 이용하여 빛의 노출 시간을 조절한다. 이후 LED 스위칭 회로와 카메라의 트리거링을 동기화시켜 이미지 획득 시간을 줄임으로써 높은 시간 분해능을 얻게 된다. 이러한 스트로보스코피는 1992년 KayPENTAX사에서 비디오 프레임 당 하나의 스트로브가 발생하도록 광원의 트리거링을 정밀하게 제어하는 시스템을 통해 도입되었고, 이를 통해 기존의 광학 시스템에서 다중 노출에 의한 잡음 성분을 제거하였다. KayPENTAX 시스템은 광원으로 Xenon 광원을 사용하였으며, 광원의 구동 디바이스와 카메라를 직접적으로 동기화하여 $5 \mu\text{s}$ 수준의 스트로브를 생성하였다. 이후 더욱 높은 시간 분해능을 위해 전자식의 회로를 이용하여 스트로보스코피 기반 현미경을 구성하였다. 하지만 이러한 스트로보스코피 방법의 시간 분해능은 전자회로의 반응 속도에 의해 직접적으로 제한되기 때문에 수 피코초 수준의 한계를 가지고 있다.

2. 공간 위상 천이 방법 (Spatial phase-shifting method)

1966년 Carre에 의해 제안된 위상 천이 간섭계는 1980년대 이후 성능이 좋은 CCD (charged-coupled device)의 개발로 현재까지 형상 측정에 있어서 가장 주목받는 기술로 활용되고 있다. 일반적인 위상 천이 간섭계는 그림 1-5와 같이 광원으로서 단색광 (monochromatic light)을 이용하고, 기준 거울을 압전소자 (piezoelectric transducer, PZT)와 같은 부품을 이용하여 주사 방식의 형태로 개발되었으며, $\lambda/4$ 만큼씩 위상 천이된 4장의 이미지를 획득하여, 각 지점에서의 위상을 추출한다 [17]. 이러한 위상 천이 간섭계는 일반적으로 $\lambda/1000$ 이하의 수직 분해능을 가지고 있으며, 또한 시스템에서 발생하는 오차를 보상하기 위해 N-step 위상천이 알고리즘 등이 개발되었다 [18]. 하지만 이러한 주사 방식의 위상 천이 간섭계는 시간적으로 위상을 천이시킨 이미지들을 필요로 하게 되므로, 순간적인 이미징에 적용하기 힘들다는 단점이 있다.

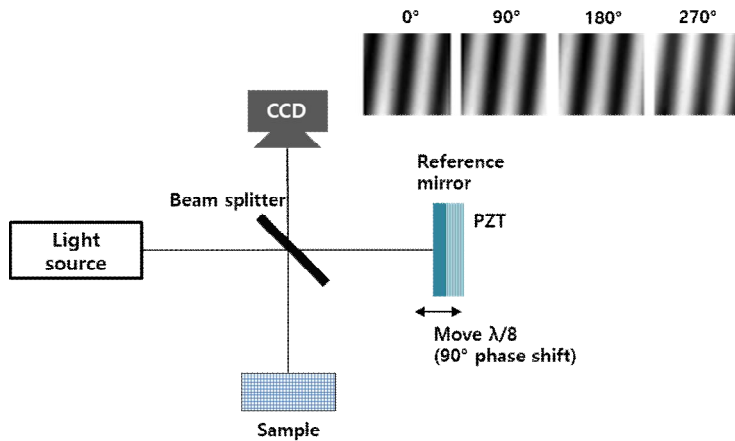


그림 1-5 주사 방식의 위상 천이 간섭계 구성도

이러한 위상 천이 간섭계의 한계를 극복하기 위해 시간적인 위상 천이를 단일 이미지로부터 구현하기 위한 공간 위상 천이 간섭계가 개발되었다 [19-20]. 그림 1-6 (a)는 1992년에 Koliopoulos에 의해 제안된 공간 위상 천이 간섭계의 구성도를 나타낸다. 선형 편광된 레이저 광원과 파장판 (wave plate), 편광 분할기 (polarization beam splitter, PBS)에 의해 나누어진 위상 천이된 4장의 이미지는 그림 1-6 (b)와 같이 4개의 CCD 카메라를 이용하여 획득이 가능하다. 이 경우, 4장의 위상천이된 이미지들로

부터 주사 방식의 위상 천이 간섭계와 같은 위상 추출 알고리즘을 이용하여 위상 추출이 가능하며, 주사 방식의 위상 천이 간섭계와 동일한 수직 분해능을 가진다. 그러나 4개의 이미지를 획득하기 위해 4개의 카메라를 이용해야 하므로, 광학 구성이 다소 복잡하고, 또한 각각의 위상 천이된 경로들이 다르기 때문에 공기 유동과 같은 잡음 성분에 민감하다는 단점이 있다.

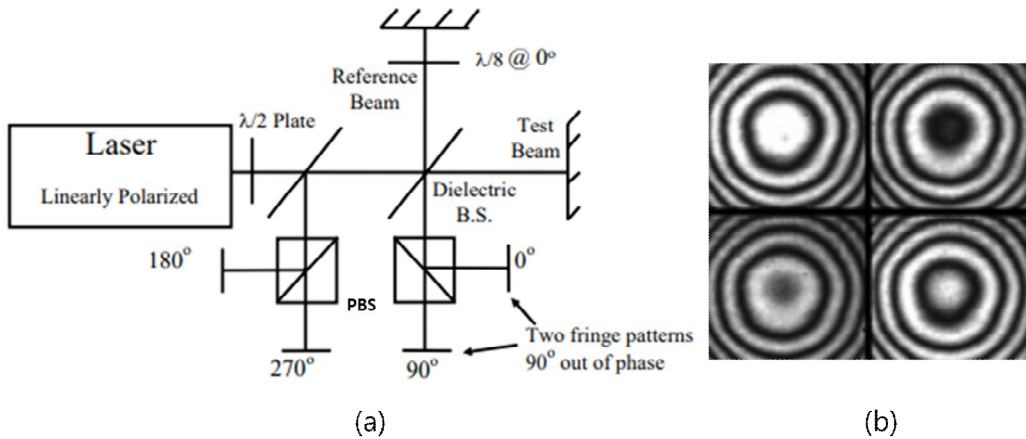


그림 1-6 편광 상태를 이용한 공간 위상 천이 간섭계의 (a) 구성도, (b) 이미지

한편, 진동과 같은 잡음 성분에 민감하지 않으며, 단일 카메라를 이용하여 4장의 위상 천이된 이미지를 획득하는 방법이 2005년 Novak에 의해 제안되었다. Novak에 의해 제안된 공간 위상 천이 방법의 구성도는 그림 1-7과 같으며, 편광판에 의해 편광 정의된 광원이 편광 분할기에 의해 각각 p-파와 s-파의 상태로 기준광과 측정광으로 나뉜다. 이후 각각 $1/4$ 파장판을 두 번씩 통과하여 편광 상태가 수직으로 변화하고, 카메라로 입사한다. 카메라의 앞단에서 편광기의 배열로 구성된 마스크를 이용하여 한 점에 대한 정보를 가지고 있는 광이 4개의 서로 다른 투과축을 가지는 편광기 배열을 통과한다. 이때, 각각의 편광기 배열들은 카메라의 픽셀과 매칭되도록 구성되어 있기 때문에, 카메라의 각 픽셀에서 획득되는 4개의 이미지는 위상 천이된다. 이후 카메라에서 얻어진 이미지에서 4개의 픽셀을 이용하여 한 점에 대한 위상의 추출이 가능해진다. 이러한 편광기 배열을 이용한 공간 위상 천이 방법은 기존의 방법과 유사하게 높은 수직 분해능을 가지지만, 한 점에 대한 위상 추출을 위해 4개의 픽셀을 필요로 하기 때문에 공간 분해능이 낮아지며, 동시에 측정 영역도 한계를 가지고 있다.

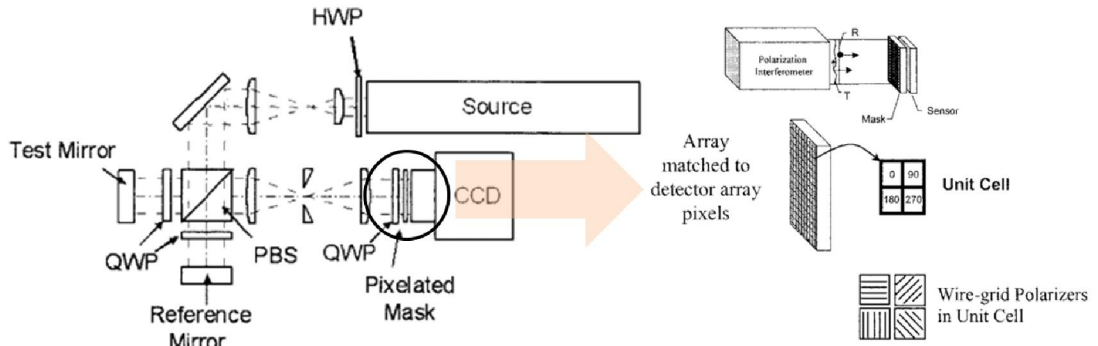


그림 1-7 편광기 배열 마스크를 이용한 공간 천이 간섭계의 구성도

이러한 편광 기반 공간 위상 천이 간섭계는 4D technology 사에서 상용화하였으며, 시편의 동일한 점에 대한 위상 천이를 위해 그림 1-8 (a)와 같은 홀로그래픽 소자를 사용하는 4D phasecam을 개발하였다. 그림 1-8 (b)에서와 같이 4D phasecam 은 동일한 이미지를 4장으로 분할하고, 4장의 이미지를 각각의 4개의 편광기 배열을 통과하게 공간 위상 천이 간섭계를 구현하였다. 하지만 여전히 공간상으로 4장의 이미지를 분할하기 때문에 낮은 공간 분해능을 가진다.

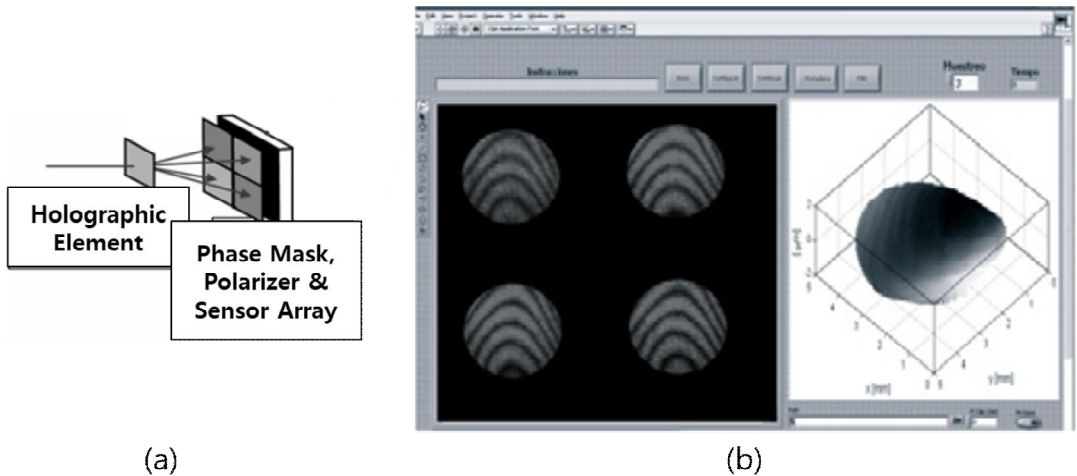


그림 1-8 4D phasecam 의 (a) 원리, (b) 실제 프로그램 이미지

3. 공간 변조 주파수 분석 방법 (Spatial carrier fringe analysis)

단일 이미지로부터 3차원 정보를 획득할 수 있는 또 다른 방법인 공간 변조 주파수 분석 방법은 그림 1-10에서와 같이 간섭계의 잘 정의된 기준면에 기울기를 주어 공간 변조 주파수를 생성하고, 획득되는 이미지를 2차원 푸리에 변환을 하여 공간 주파수 영역에서 측정 대상에 대한 위상 추출을 수행한다. 이러한 공간 주파수 분석법은 일반적으로 $\lambda/200$ 의 수직 분해능을 가지며, 1982년 Takeda에 의해 제안되었다 [21].

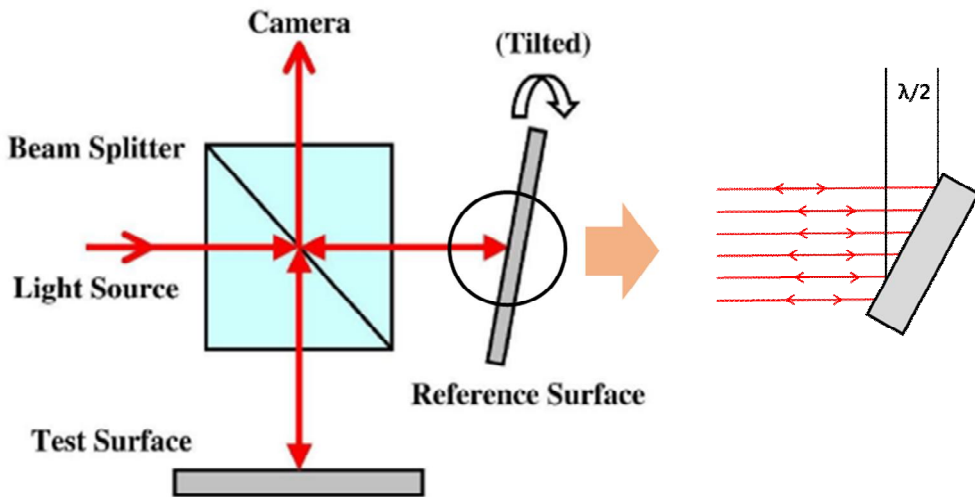


그림 1-9 마이켈슨 간섭계에서의 공간 주파수 변조 생성

공간 변조 주파수 분석법은 시간 영역에서의 변조 주파수를 생성하는 주사 방식의 위상 천이 간섭계와 달리 그림 1-11에서와 같이 공간적으로 변조 주파수를 생성하고, 이러한 간섭 신호의 변조 주파수에 포함되어 있는 시편의 위상 정보를 공간 주파수 영역에서 추출한다. 이러한 공간 변조 주파수 분석법은 측정 대상의 간섭무늬를 기록하고 기준광을 이용하여 복원해내는 off-axis 홀로그래피 방법으로도 사용되고 있다. 공간 변조 주파수 분석법은 단일 이미지로부터 3차원 정보 획득이 가능하지만, 공간적으로 불연속인 측정 대상이나 점과 점 사이의 위상 차이가 2π 보다 크게 되면 측정이 어렵다는 단점이 있다.

제3절 연구목표 및 내용

본 논문에서는 초고속 3차원 영상 획득을 위한 단일 펄스 간섭계에 대한 연구를 진행한다. 제안하는 단일 펄스 간섭계는 기존의 광학 이미징 기술에 비해 높은 시간 분해능과 단일 이미지로 3차원 영상 획득이 가능하고 넓은 측정 영역을 가지며, 비교적 간단한 광학 구성을 특징으로 한다. 본 연구에서는 이러한 단일 펄스 간섭계를 제안하고, 이를 실험적으로 검증하는 것을 목표로 한다.

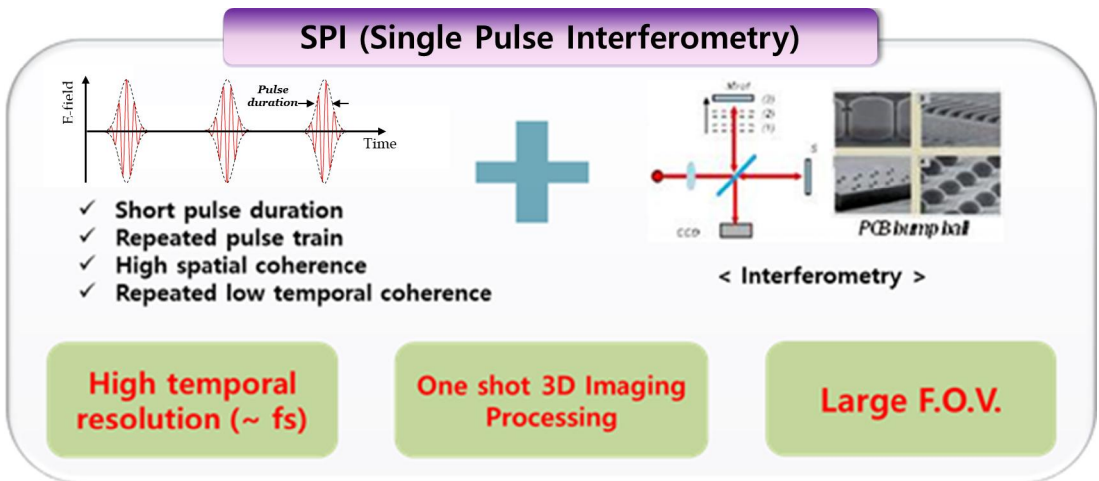


그림 1-10 단일 펄스 간섭계의 원리 및 장점

본 연구의 목표 달성을 위한 세부 연구 내용은 다음과 같다.

1. 단일 펄스 간섭계의 구성 및 측정 원리
2. 단일 펄스 간섭계의 단일 펄스 추출 방법
 - 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출
 - 불균일한 간섭계 구성을 통한 단일 펄스 추출
 - 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출
3. 단일 펄스 간섭계를 이용한 초고속 3차원 영상 획득 실험
 - 연속파 광원의 간섭계와 비교 실험 및 검증
 - MHz의 주파수 특성을 가지는 열적 탄성과 측정 실험 및 결과 분석

제2장 극초단 펄스 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계

제1절 극초단 펄스 레이저

2-1-1. Q-switched 레이저의 원리 및 특징

일반적으로 레이저 (laser)는 공진기 (cavity)와 광학적 증폭기에 해당하는 이득매질 (gain medium)로 구성된다. 이득매질을 펌핑 (pumping) 시키게 되면 밀도 반전 (population inversion)이 일어나고, 밀도 반전되는 양은 점차 증가하게 된다. 이후 이득이 발진 문턱 (threshold)값 이상이 되면 레이저는 발진하게 되고, 발진된 레이저 광의 광강도 (intensity)로 인하여 발생하는 포화 (saturation) 효과 때문에 밀도반전은 그 이상 증가하지 않는다. 따라서 정상적인 발진상태에서 이득매질의 이득은 공진기에서 출력을 포함한 손실을 넘기는 정도의 작은 값을 가진다. 그러나 공진기의 손실이 매우 커서 Q 값 (Q factor)이 매우 작은 경우, 레이저는 발진하지 않기 때문에 이러한 포화 효과가 발생하지 않으며, 이로 인해 이득 매질의 이득은 계속적으로 증가한다. 이후 광공진기의 손실을 순간적으로 낮춤으로써 공진기의 Q 값을 높여주게 되면, 펄스 폭 (pulse width)이 짧고 첨두 출력 (peak power)이 높은 펄스 레이저를 얻을 수 있고 이를 Q-switched 레이저라고 한다 [22]. 이때 레이저 공진기의 Q 값은 다음 식 (2.1)과 같이 정의할 수 있다.

$$Q = 2\pi \frac{\text{저장된 에너지}}{\text{한 주기에 손실된 에너지}} \quad (2.1)$$

식 (2.1)에서 높은 Q 값은 공진기 내의 손실이 낮음을 의미하고, 저장된 에너지를 $qh\nu$, 한 주기에 손실된 에너지를 $h\nu(-dq/dt)(q/\nu)$ 라 하면, 식 (2.1)은 식 (2.2)와 같이 나타낼 수 있다.

$$Q = -2\pi\nu q / (dq/dt) \quad (2.2)$$

여기서, q 는 광자 수 (number of photons), h 는 플랑크 상수 (Planck constant), ν 는 진동수를 나타낸다. 레이저의 이득매질이 없는 공진기 내 광자의 시간 변화는 광자

의 수명시간을 나타내는 t_c 를 이용하여 식 (2.3)과 같이 정의할 수 있다.

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{q}{t_c} \quad (2.3)$$

식 (2.2)와 식 (2.3)을 이용하면 Q 는 식 (2.4)와 같이 나타낼 수 있으며,

$$Q = 2\pi\nu t_c \quad (2.4)$$

이때, 식 (2.4)에 반치폭 (full width a half of maximum, FWHM) $\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi t_c}$ 를 대입하면, Q 는 식 (2.5)와 같이 나타낼 수 있다.

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu_c} \quad (2.5)$$

식 (2.5)에서와 같이 Q 값은 공진기의 선평과 공진 주파수 사이의 비를 나타내며, 또한 높은 Q 값은 주파수 축에서 공진기 선평이 좁아지는 것을 의미한다.

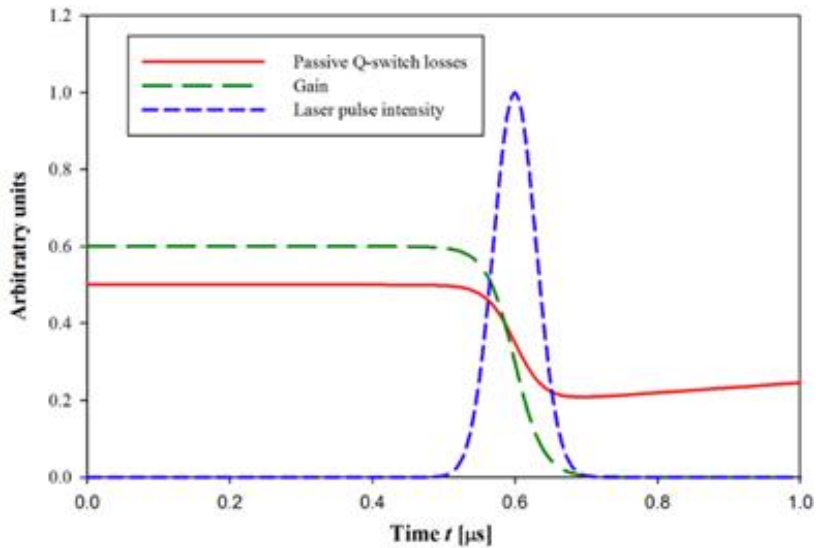


그림 2-1 Q-switched 레이저의 발진 원리

Q-switched 레이저의 펄스 발생 과정은 그림 2-1에서와 같이 공진기의 손실을 크게 하여 레이저 발진 문턱 값을 높인다. 즉, Q 값을 작게 하여 이득매질의 이득이 최댓값에 도달할 때까지 레이저의 발진을 억제시키고, 이득이 충분히 커지면 인위적으로 Q 값을 갑자기 키워 발진 문턱 값을 낮춘다. 이때 낮아진 발진 문턱 값에 의해 충분한 이득으로 레이저 공진기에서는 광자 수가 증가하고 높은 광강도를 가지는 광이 발진한다. 이후, 포화 효과로 인해 이득이 급격히 감소하여 발진하는 광의 광강도는 감소하게 되며, 이러한 과정으로 레이저 펄스가 발생한다.

Q-switched 레이저는 Q 값을 변조하는 방식에 따라, 능동형 Q-switching 방법과 수동형 Q-switching 방법으로 구분될 수 있다. 수동형 Q-switching의 대표적인 방법은 포화 흡수체 (saturable absorber)를 이용하는 방법이 있으며, 포화 흡수체는 빛의 세기가 증가하게 되면 빛의 흡수가 감소하고 포화되는 현상을 갖는 물질을 의미한다. 포화 흡수체를 이용한 수동형 Q-switched 레이저는 그림 2-2에서와 같이 공진기 내부에 설치되어 구조가 단순하고 견고한 장점을 지닌다. 하지만 Q-switching 방식으로 사용하는 포화 흡수체의 물리적 특성에 의해 펄스 폭이 수 나노 (10^{-9})초로 제한이 된다는 단점이 있다.

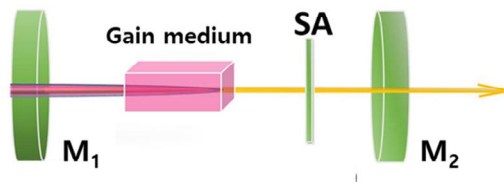
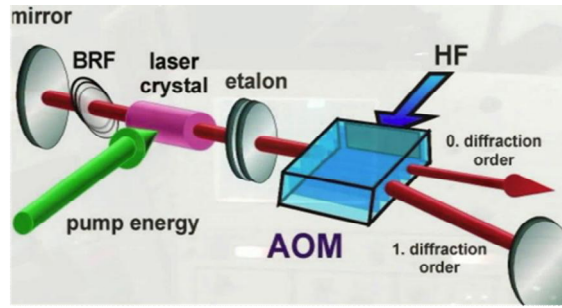
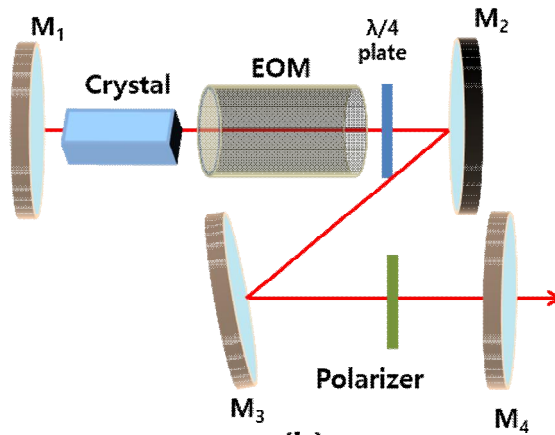


그림 2-2 포화 흡수체를 이용한 Q-switched 레이저의 광학 구성도

능동형 Q-switching 방법은 동기화 시간과 반복률을 제어할 수 있는 외부의 Q-switching 변조기를 이용하며, 그림 2-3에서와 같이 외부의 Q-switching 변조기로서 대표적으로 음향-광 변조기 (acousto-optic modulator, AOM) 혹은 전자-광 변조기 (electro-optic modulator, EOM)가 있다. 음향-광 변조기를 이용한 능동형 Q-switching 방법은 매질 내에 음파를 생성하여 그로 인해 분자 간 밀도가 변화하면서 매질의 굴절률이 변하게 된다. 급격한 굴절률의 변화에 의해 위상 결합이 이루어지지 않으며 공진기 내에서 에너지가 축적되고, 이때 음파가 사라지게 되면 굴절률은 처음 상태로 되돌아오면서 위상 결합이 이루어지고 펄스 형식의 에너지가 방출된다.



(a)



(b)

그림 2-3 (a) AOM, (b) EOM 을 이용한 Q-switched 레이저의 광학 구성도

또한 전자-광 변조기를 이용한 능동형 Q-switching 방법은 복굴절 (birefringence) 매질에 전계를 걸어주어 축 방향에 따라 굴절률을 변화시켜 위상차를 만든다. 이러한 위상차에 의해 빛의 편광 상태 (polarization state)가 변하게 되고 이후 편광판을 빛이 투과하지 않게 설치하여 에너지를 축적시킨다. 이때 전계가 가해지지 않은 부분에서는 편광판을 투과하고 공진이 일어나면서 펄스가 생성된다. 능동형 Q-switched 레이저는 Q-switching을 위한 변조기를 이용하여 공진기의 Q 값을 제어할 수 있으므로, 동기화 (synchronization)가 쉽고 반복률 제어가 가능하지만, 펄스 폭이 수십 나노초로 제한된다는 단점이 있다.

일반적으로 Q-switched 레이저는 Q 값의 변화를 통해 1 ~ 100 kHz 수준의 반복률을 가지며, 반복률의 가변이 가능하다. 또한 상대적으로 높은 펄스 당 에너지를 얻을 수 있다는 장점이 있지만 수 나노초의 펄스 폭의 한계를 가지고 있다.

2-1-2. 모드잠금된 레이저의 원리 및 특징

일반적으로 레이저 공진기는 그림 2-4에서와 같이 이득매질에서 유도 방출(stimulated emission)된 빛을 증폭시킴과 동시에 공진기의 공진(resonance) 조건에 해당하는 주파수의 빛만 발진시키는 역할을 한다. 이때, 레이저는 주파수 간격의 많은 종 모드(longitudinal mode)를 가지며, 모드 간 간격(intermodal spacing)은 식 (2.6)과 같이 표현된다 [23].

$$f_r = \frac{c}{2L_c} \tag{2.6}$$

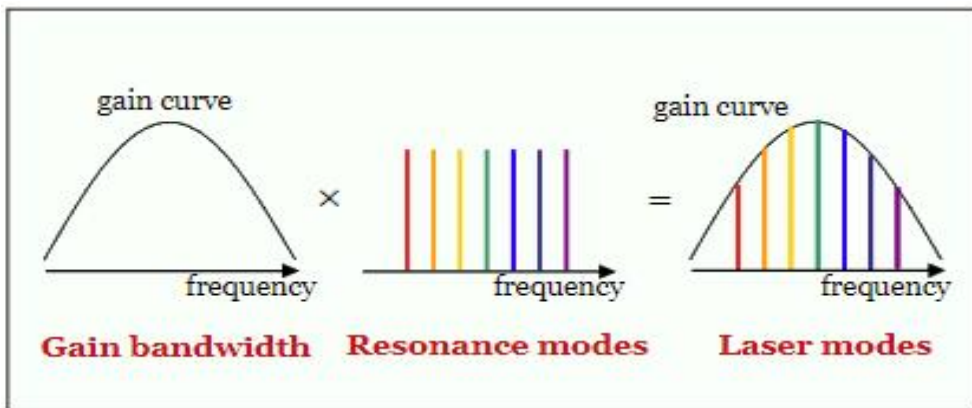


그림 2-4 이득 매질 내에서의 레이저의 종 모드

여기서, c 는 광속 (speed of light)이고, L_c 는 공진기의 길이를 의미한다. 만약 증폭 매질의 대역폭에 다수의 종 모드가 포함될 경우, 레이저는 다중 모드 (multi-mode)로 발진하게 된다. 이러한 모드들의 위상은 각각 다르며, 능동적 혹은 수동적 방법에 의해 이들을 결합시키고 모드들의 위상을 잠금(lock)할 수 있다. 이 경우, 각 모드들은 T_r 의 주기를 가진 주기함수의 푸리에 급수 전개 (Fourier series expansion)의 성분으로

생각할 수 있으며, 따라서 시간 영역 (time domain)에서는 식 (2.7)과 같은 주기를 가지는 펄스 열 (pulse train)이 생성된다.

$$T_r = \frac{1}{f_r} = \frac{2L_c}{c} \quad (2.7)$$

또한 그림 2-5에서와 같이 많은 수의 모드가 잠금 될수록 시간 영역의 펄스 폭은 좁아지게 되는데, 예를 들어, 중심 파장 1550 nm에서 50 nm의 대역폭을 가질 경우, 100 fs 이하의 좁은 펄스 폭을 얻을 수 있다.

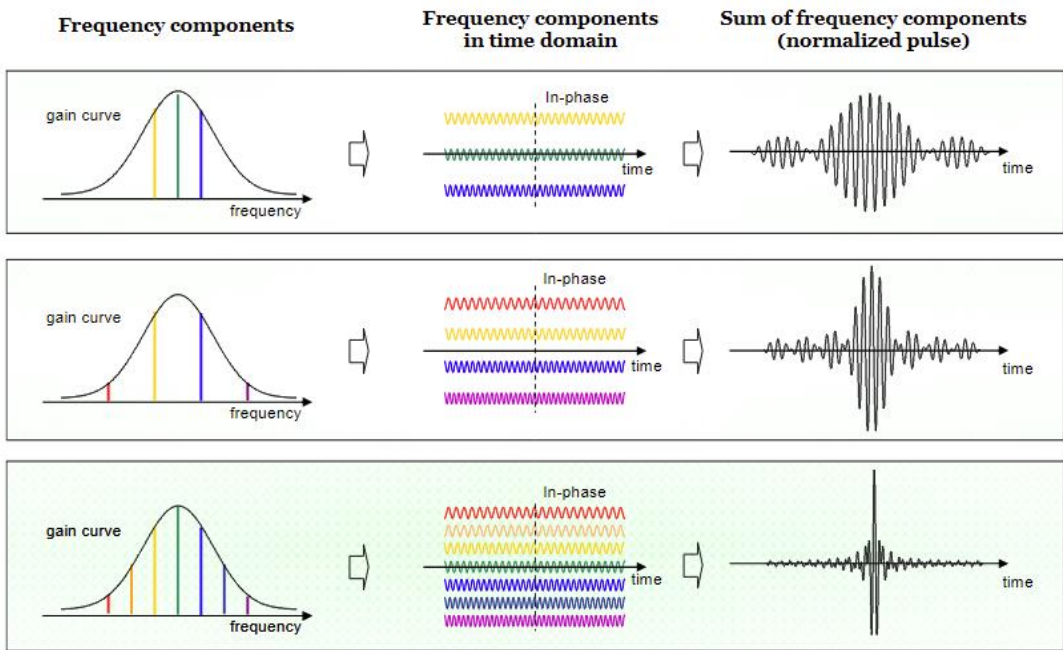


그림 2-5 모드잠금 방식의 극초단 펄스 레이저의 생성 원리

한편, 이러한 레이저 모드들은 음향-광 변조기 혹은 전자-광 변조기를 이용하는 능동형 모드잠금 (active mode locking)과 광학적 커 효과 (Kerr effect) 및 포화 흡수체를 이용하는 수동형 모드잠금 (passive mode locking)에 의해 위상 잠금이 가능하다. 최근 펨토초 레이저의 모드잠금은 비교적 간단한 구성과 높은 성능을 위해 수동형 모

드잠금 방법을 많이 사용하며, 먼저 광학적 커 효과를 이용한 수동형 모드잠금은 강한 세기의 빛이 매질을 통과할 때 발생하는 광학적 비선형 효과 (optical nonlinear effect) 를 이용한 것이다. 임의의 매질에서 굴절률 (refractive index, n)은 빛의 세기, 광강도 (I)에 따라 식 (2.8)과 같이 표현할 수 있으며 이로 인한 광학적 현상을 광학적 커 효과라 한다.

$$n = n_0 + n_2 \times I \tag{2.8}$$

이와 같은 광학적 비선형 효과는 결과적으로 공간 영역에서는 자체집속 (self-focusing)을, 시간 영역에서는 자체위상변조 (self phase modulation, SPM) 효과를 일으켜 발진하는 펄스의 폭을 더욱 줄이는 결과를 가져온다. 자체집속은 그림 2-6 과 같이 굴절률의 공간적인 비균일성에 의해 광강도가 강한 광은 중앙으로 집중시키고 광강도가 약한 광은 주변으로 흩어지게 하여, 레이저의 공진기 내부에서 강한 광강도를 가지는 광을 남게 만드는 현상이다. 이는 흡사 렌즈를 사용하는 것과 같고 이와 같은 자체집속은 세기가 약한 연속파 (continuous wave, cw) 광원의 경우는 관찰하기 힘들며, 세기가 강한 짧은 펄스일수록 그 효과가 더욱 커지게 된다. 따라서 공진기 내의 세기가 가장 강한 부분은 약한 빛에 비해 더 강하게 집중된다.

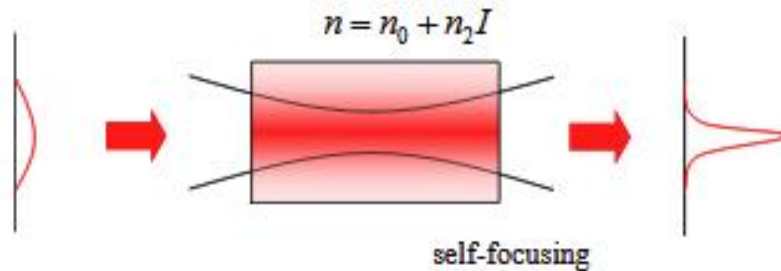


그림 2-6 광학적 커 효과에 의한 자체집속 효과

수동형 모드잠금 방식 중 다른 하나는 포화 흡수체를 이용하는 것으로 빛의 세기가 증가하게 되면 빛의 흡수가 감소하고 포화되는 현상을 통해 모드잠금을 가능하게 한다. 이때, 모드잠금 방식의 포화 흡수체는 Q-switching 방식의 포화 흡수체와 달리 빠른 응답특성을 가지는 소자를 이용하기 때문에 피코 (10^{-12})초 이하로 펄스의 폭을 생

성할 수 있다. 일반적으로 포화 흡수체는 변조 깊이 (modulation depth)와 포화 플루엔스 (saturation fluence), 이완 시간 (relaxation time)에 따라 Q-switching과 모드잠금의 역할을 결정할 수 있다. 이때, 그림 2-7 (a)에서와 같이 포화 흡수체의 투과율 (transmittance)이 1/e 되는 포화 시작점의 플루엔스 (fluence)를 포화 플루엔스라고 하며, 포화 플루엔스 보다 낮은 플루엔스를 갖는 펄스나 잡음 광은 흡수된다. 또한, 이완 시간은 외부 자극에 의해 변화한 투과율이 복원되는 시간을 의미하며 생성되는 펄스 폭에 영향을 주는 특성이다.

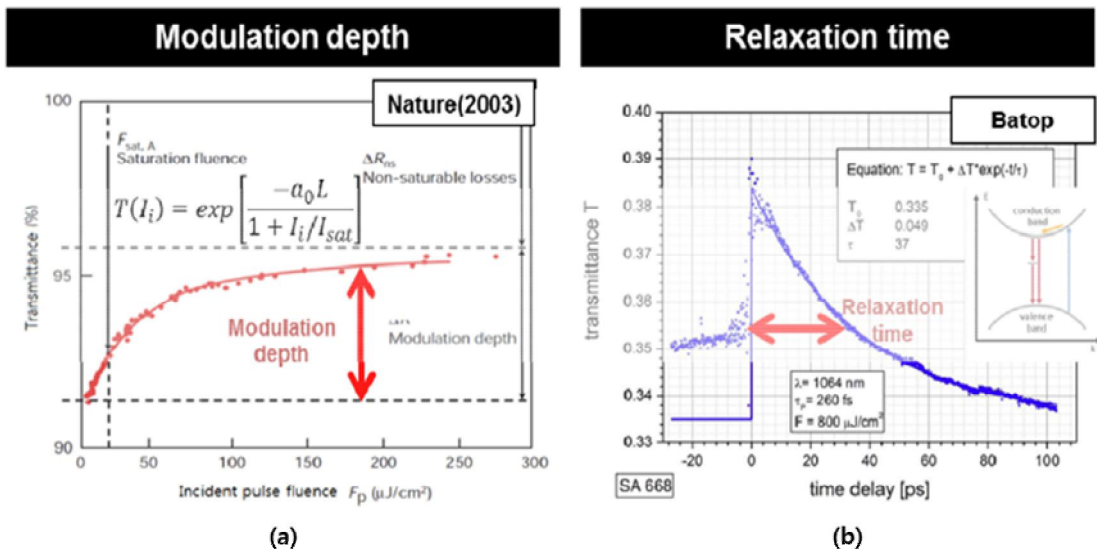


그림 2-7 포화 흡수체의 특성 (a) 변조 깊이, (b) 이완 시간

이때, 포화 흡수체의 이완 시간이 공진기 내에서 생성되는 펄스 폭보다 길면, 느린 포화 흡수체 (slow saturable absorber)라 하며, 펄스 전체의 플루엔스에 대한 흡수율은 식 (2.9)와 같이 나타낼 수 있다.

$$A(t) = \alpha \exp \left[- \frac{E_{pulse}}{E_{sat}} \int_0^t I(t) dt \right] \quad (2.9)$$

여기서, $A(t)$ 는 시간에 따른 흡수율이며, α 는 포화 흡수 계수를 의미한다. $I(t)$ 는 시간에 따른 펄스의 광강도이다. 이와 같은 비선형적인 흡수율은 포화 플루엔스를 기

준으로 낮은 플루언스를 갖는 펄스에 대해 공진기 내에서 펄스 에너지를 감소시키지만, 높은 플루언스를 갖는 펄스에 대해서는 많은 펄스 에너지를 투과시킨다. 느린 포화 흡수체 (slow saturable absorber)는 포화되는 시간이 길어 이득을 얻을 수 있는 시간이 길어지므로 초기 펄스가 생성되는 확률을 높일 수 있지만, 상대적으로 긴 폭을 갖는 펄스를 생성하게 된다. 이러한 원리를 통해 Q-switching이 가능해진다. 반면, 포화 흡수체의 이완 시간이 공진기 내에서 생성되는 펄스 폭보다 짧으면 빠른 포화 흡수체 (fast saturable absorber)라 하며, 펄스 전체의 플루언스에 대해 식 (2.10)과 같은 흡수율을 갖는다.

$$A(t) = \frac{\alpha}{1 + I(t)/I_{sat}} \tag{2.10}$$

이때, I_{sat} 는 포화 광강도를 의미한다. 이는 펄스의 광강도 분포에 대해서 비선형적인 흡수를 발생하는 비선형 필터링 역할을 한다. 즉, 공진기 내부에서 진행되는 광강도가 약한 펄스의 가장자리 부분은 포화 흡수체를 통해 흡수가 되고, 광강도가 강한 펄스의 침투 부분은 포화 흡수체에서의 흡수를 포화시켜 좁은 펄스 폭을 가지는 펄스를 생성시키므로 레이저는 모드잠금이 가능해진다.

- Saturable Absorber

Saturable absorption

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + E/E_{sat}} \Rightarrow E \uparrow \Rightarrow \alpha \downarrow$$

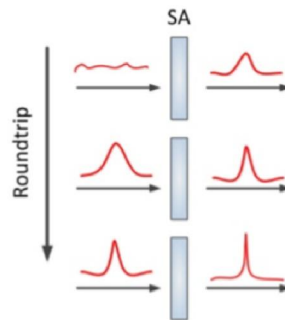
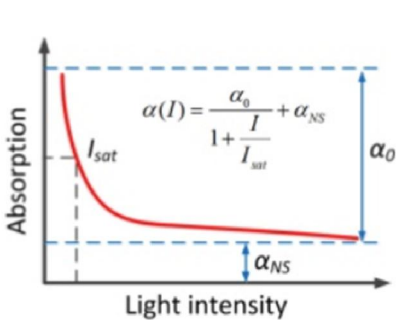
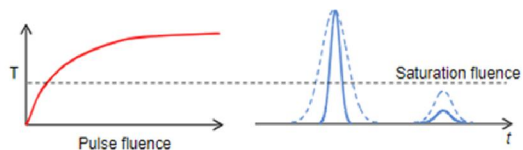


그림 2-8 포화 흡수체를 이용한 수동형 모드잠금의 펄스 생성 원리

포화 흡수체를 이용한 모드잠금은 다른 모드잠금 방식에 비해 쉽게 펄스 생성이 가능하고, 짧은 길이의 공진기를 구성할 수 있어 높은 반복률을 갖는 펨토초 레이저 형성이 가능하며, 주변 환경 변화에 의한 편광 변화의 영향이 적다. 그러나 mW 수준의 흡수체 손상 한계점 (absorber damage threshold)을 가지기 때문에 수명이 한정적이고, 이완 시간에 따라 줄일 수 있는 펄스 폭이 수 백 fs 수준으로 제한된다. 그림 2-8은 포화 흡수체를 이용하여 펄스를 생성하는 모드잠금의 원리를 보여준다.

일반적으로 모드잠금된 레이저는 공진기 길이에 의해 반복률이 정해지기 때문에 Q-switched 레이저의 반복률보다 비교적 높은 수백 MHz 수준의 반복률을 가지고 있고, 추가적인 외부 소자 없이 쉽게 반복률을 가변할 수 없다는 단점이 있다. 하지만 fs (10^{-15} s) 수준의 펄스 폭을 생성할 수 있으며, 이는 매우 짧은 시간 동안 발생하는 현상을 관찰하기 위한 용도로 용이할 뿐만 아니라, 작은 에너지로도 더욱 큰 침투 출력을 얻을 수 있는 장점이 있다.

2-1-3. 하이브리드 모드잠금된 광섬유 펨토초 레이저의 생성

본 연구에서는 기존의 펄스 에너지와 펄스 폭의 한계를 극복하기 위해 비선형 편광 회전 모드잠금 방식과 포화 흡수체 모드잠금 방식을 결합한 하이브리드 모드잠금 (Hybrid mode locking) 방식의 광섬유 기반의 고출력 펨토초 레이저를 광원으로 사용하였다. 광섬유 기반의 공진기에서 모드잠금 방법 및 분산 조절을 통해 고출력, 극초단 펄스 생성을 위한 많은 연구가 수행되었지만, 기존의 단일 모드잠금 방식인 광학적 커 효과를 이용한 비선형 편광 회전 (nonlinear polarization rotation, NPR) 모드잠금된 레이저와 포화 흡수체가 적용된 광섬유 펨토초 레이저는 출력, 에너지 및 펄스 폭의 한계를 보이고 있다. 광학적 커 효과를 이용한 비선형 편광 회전 모드잠금에 의한 광섬유 펨토초 레이저의 경우, 100 fs 수준의 펄스 폭 생성이 가능한 반면, 높은 침투 출력을 가지는 펄스가 공진기 내부에서 일정하게 유지되므로 초과된 비선형 현상 (excessive nonlinear effect)에 의한 펄스의 분리 및 왜곡이 쉽게 발생하고, 주요 펄스 외에 분산파 (dispersive wave)를 생성하여 주요 펄스의 에너지 집중도를 감소시키기 때문에 0.1 nJ 수준의 펄스 에너지 한계를 갖는다. 반면, 포화 흡수체를 이용한 모드잠금에 의한 광섬유 펨토초 레이저는 수 nJ 이상의 펄스 에너지 생성이 가능하지만, 수백 펨토초의 펄스 폭 한계를 가지며, 광빔의 주파수 대역폭 또한 10 nm 정도로 좁게 형성된다는 단점이 있다.

한편, 본 연구에서 사용한 하이브리드 모드잠금된 레이저에서 비선형 편광 회전은 좁은 폭의 펄스를 생성하기 위한 펄스의 shaping의 역할을 하고, 포화 흡수체는 쉬운 초기 펄스 생성과 비선형 흡수에 의한 이득매질에서의 초과 비선형 효과 및 분산파를 억제하는 역할을 한다. 그래서 하이브리드 모드잠금 방법은 외부 증폭기 및 분산 보상이 없는 단일 공진기에서 100 fs 수준의 좁은 펄스 폭 생성과 동시에, 150 mW 수준의 평균 출력 및 3 nJ 이상의 에너지가 단일 펄스에 집중된 고휘력 광섬유 펨토초 레이저를 구현할 수 있다. 하이브리드 모드잠금 방식의 펨토초 레이저의 공진기의 구성도는 그림 2-9와 같다. 공진기는 크게 광섬유 원형 공진기, 비선형 편광 회전부, 포화 흡수체로 이루어져 있다. 광섬유 기반의 원형 공진기는 이득매질로 사용된 어븀 첨가 광섬유 (erbium doped fiber, EDF) 혹은 이터븀 첨가 광섬유 (ytterbium doped fiber), 커 효과를 유도하는 단일모드 광섬유 (single mode fiber, SMF), 이득매질의 흡수대역에 해당하는 펨핑용 다이오드 레이저 (laser diode, LD), 펨핑 광과 레이저 광을 구분하기 위한 파장분할다중화기 (wavelength division multiplexer, WDM), 한쪽 방향으로 펄스를 생성하고 역방향으로의 잡음을 막기 위한 광 아이솔레이터 (optical isolator)로 이루어져 있다.

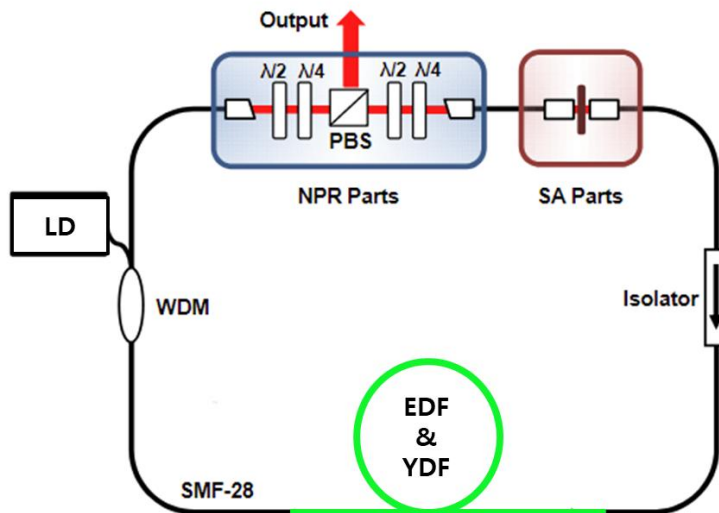


그림 2-9 하이브리드 모드잠금된 레이저의 구성도

비선형 편광 회전 부분은 두 개의 1/4 파장판 (quarter-wave plate), 두 개의 1/2 파장판 (half-wave plate)과 편광 분할기 (polarizing beam splitter, PBS)로 이루어져 있

고, 4 개의 파장관 각도를 조절하여 공진기 내부에서 펄스의 편광이 조절된다. 이로 인해 편광 분할기에서 펄스의 침투 부분은 투과하고, 가장자리 부분의 광은 반사되며, 결국 공진기 내에서는 좁은 폭의 펄스가 생성된다. 또한, 공진기 내부에 존재하는 짧은 이완 시간을 갖는 인공의 빠른 포화 흡수체 (artificial fast saturable absorber)를 통해 시간 영역에서 펄스 shaping이 이루어져 보다 좁은 폭의 펄스가 생성된다.

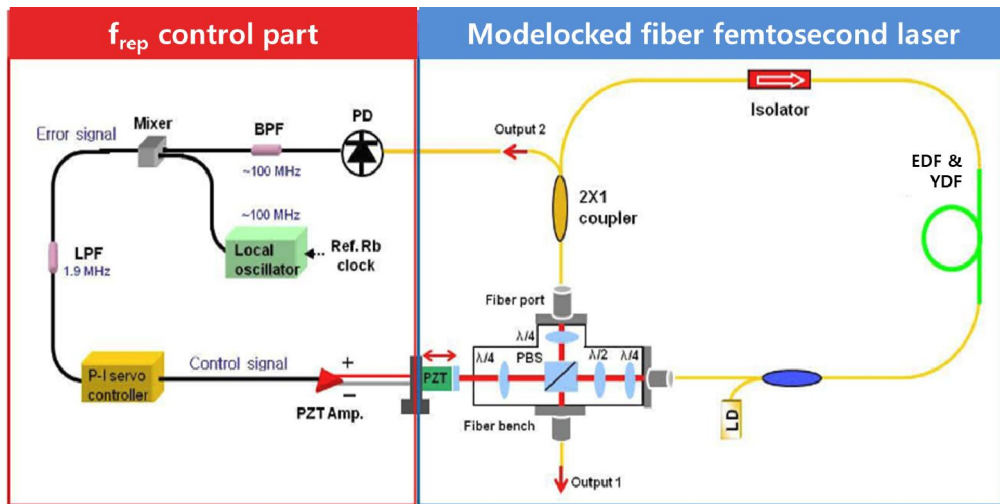


그림 2-10 반복률 주파수 안정화를 위한 모드잠금된 레이저의 구성도

한편, 정밀 거리 및 형상 측정 분야에 광섬유 펨토초 레이저를 광원으로 적용하는 경우, 펄스 반복률의 안정도가 정밀도에 직접적으로 영향을 미치므로 펨토초 레이저 광빔의 반복률 안정화 및 제어가 중요하다. 반복률을 일정하게 유지하기 위해서는 식 (2.6)에서 보듯이 공진기 길이 L_c 를 일정하게 유지해야 한다, 이를 위해서 1축 평행 운동 (translation motion)이 가능한 스텝 모터 스테이지 (step motor stage)에 반사경 (mirror)을 부착한 압전소자 (PZT)를 결합하여 공진기 길이를 안정화할 수 있다. 펄스의 반복률은 주파수 모드 간 간격으로써, 모드 간의 맥놀이를 이용하면 일반적인 광검출기 (photo-detector, PD)를 통해 대략 수 MHz ~ 수 GHz 수준의 무선 주파수 신호 (radio frequency signal)로 용이하게 측정할 수 있다. 반복률을 안정화하기 위한 제어 신호 생성 부분은 획득한 반복률에 해당하는 무선 주파수 신호를 높은 안정도를 갖는 기준 시계에 동기된 기준 주파수와 비교하여 주파수 차이에 해당하는 오차 신호를 생성하는 부분과, 오차 신호의 PI 제어 (proportional-integral servo control) 및 증폭을

통해 공진기 내의 압전소자를 제어하는 전압 신호를 생성하는 PI 제어기 부분으로 나눌 수 있다. 이러한 두 부분의 피드백 제어 시스템을 통해 레이저 펄스의 반복률을 안정된 기준 주파수에 동기시킬 수 있으며, 그림 2-10은 모드잠금된 펨토초 레이저를 포함한 반복률 안정화를 위한 전체적인 시스템 구성도를 나타낸다.

제2절 단일 펄스 간섭계

2-2-1. 단일 펄스 간섭계의 원리

단일 펄스 간섭계 (single pulse interferometry)는 광원으로 극초단 펄스 레이저를 사용하여 매우 짧은 시간 동안에 획득된 간섭 신호를 분석한다. 이러한 단일 펄스 간섭계는 다양한 광학 구성이 가능하며, 하나의 간단한 예로 그림 2-11에서와 같이 마이켈슨 간섭계 (Michealson interferometry)의 형태로 구성될 수 있다.

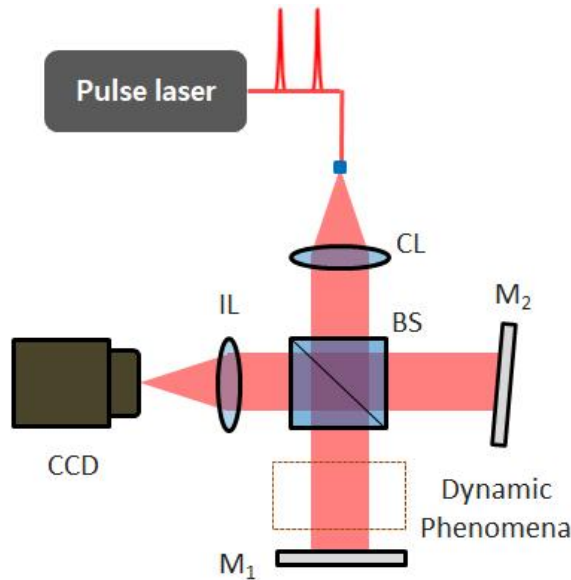


그림 2-11 극초단 펄스 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 구성도

광원에서 출사되는 광은 시준 렌즈 (collimating lens, CL)를 통과한 후, 광 분할기 (beam splitter, BS)를 통해 기준광 (reference beam)과 측정광 (measurement beam)으로 각각 분리되어진다. 기준광은 기준면에 의해 반사되어 다시 되돌아오며, 측정광 또한 측정면에 의해 반사되어 광 분할기에서 결합된다. 이때, 기준광과 측정광은 간섭을 일으키며, 카메라에 입사한다. 카메라에서 획득되는 간섭무늬는 단일 펄스 폭에 해당하는 시간 분해능을 가지며, 기준면까지의 거리를 L_1 , 측정면까지의 거리를 L_2 라고 하면, 거리 차이 $L(L_1 - L_2)$ 에 의해 얻어지는 일반적인 간섭무늬는 식 (2.11)과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 g(x, y) &= a(x, y) + b(x, y) \cos [2kL(x, y)] \\
 &= a(x, y) + b(x, y) \cos [\phi(x, y)]
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

이때, 분광이나 주사방식이 아닌 단일 이미지로부터 3차원 정보를 획득하기 위해서 그림 2-11에서와 같이 잘 정의된 기준면에 기울기를 주어 공간 변조 주파수 (spatial-carrier frequency)를 생성한다. 그러면 공간 변조 주파수를 고려한 간섭무늬는 식 (2.12)와 같이 나타낼 수 있다.

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos [2\pi(u_0x + v_0y) + \phi(x, y)]
 \tag{2.12}$$

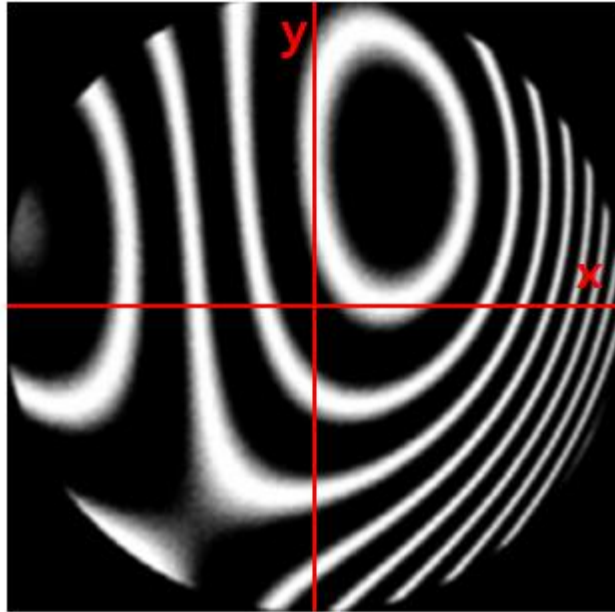
이는 푸리에 변환을 위해 식 (2-13)과 같이 다시 표현할 수 있다.

$$g(x, y) = a(x, y) + c(x, y) \exp[2\pi i(u_0x + v_0y)] + c^*(x, y) \exp[-2\pi i(u_0x + v_0y)]
 \tag{2.13}$$

$$c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) \exp[i\phi(x, y)]$$

이때, 식 (2.13)에서 특정 위상과 공간 변조 주파수를 가질 때의 이미지는 그림 2-12와 같다. 간섭무늬 식 (2.13)을 x, y 에 대해 2차원 푸리에 변환 (2-D Fourier transform)을 하게 되면 식 (2.14)와 같이 공간 주파수 u, v 에 대한 함수로 표현이 되며,

$$G(u, v) = A(u, v) + C(u - u_0, v - v_0) + C^*(u + u_0, v + v_0)
 \tag{2.14}$$



$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y)\cos[2\pi(u_0x + v_0y) + \phi(x, y)]$$

그림 2-12 특정 위상에 의해 변화된 공간 변조 주파수

여기서, $A(u, v)$ 와 $C(u, v)$, $C^*(u, v)$ 는 각각 $a(x, y)$, $c(x, y)$, $c^*(x, y)$ 의 푸리에 변환 함수를 의미하고, u, v 는 공간 주파수 (spatial frequency)를 나타낸다. 이때, 그림 2-13에서와 같이 공진 변조 주파수 (u_0, v_0) 를 충분히 크게 하는 경우, $C(u - u_0, v - v_0)$ 와 $C^*(u - u_0, v - v_0)$ 를 $A(u, v)$ 의 함수와 구분할 수 있으며, 이후 공간 주파수 필터링 및 중심 주파수 평행이동을 통해 $C(u, v)$ 혹은 $C^*(u, v)$ 를 추출할 수 있다.

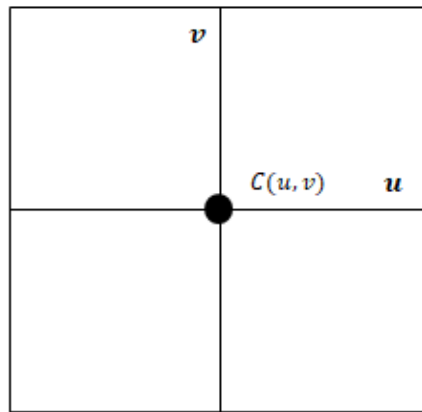
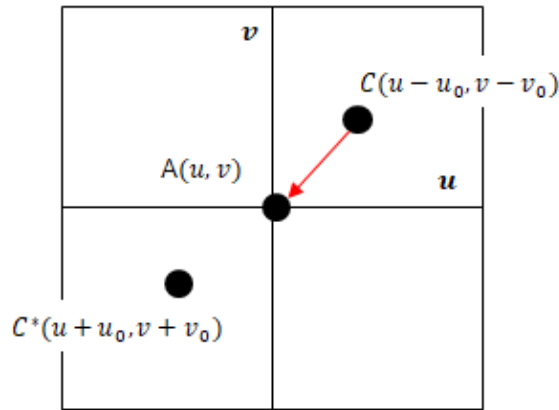


그림 2-13 공간 주파수 영역에서의 푸리에 변환 결과

만약 그림 2-13과 같이 $C(u, v)$ 를 추출하는 경우, 이를 역푸리에 변환 (inverse-Fourier transform)을 하고 복소 로그를 취하게 되면 식 (2.15)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\log[c(x, y)] = \log\left[\frac{1}{2}b(x, y)\right] + i\phi(x, y) \quad (2.15)$$

식 (2.15)에서 진폭 변화에 해당하는 $b(x, y)$ 는 실수 부, 위상에 해당하는 $\phi(x, y)$ 는 허수 부로 나누어지기 때문에, 식 (2.15)의 허수 부분만을 통해 그림 2-14에서와 같이 위상 값 $\phi(x, y)$ 를 획득할 수 있다. 그러나 이때 획득되는 $\phi(x, y)$ 는 접혀진 위상 (wrapped phase)으로 실제 위상을 복원하기 위해서는 위상 복구 (phase unwrapping)를 수행해야 한다. 그림 2-15는 그림 2-14의 접혀진 위상을 복구한 결과를 나타낸다.

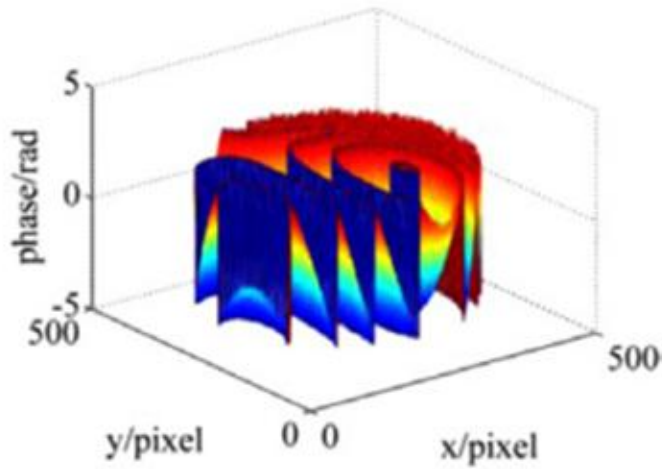


그림 2-14 접힌 위상 추출 결과

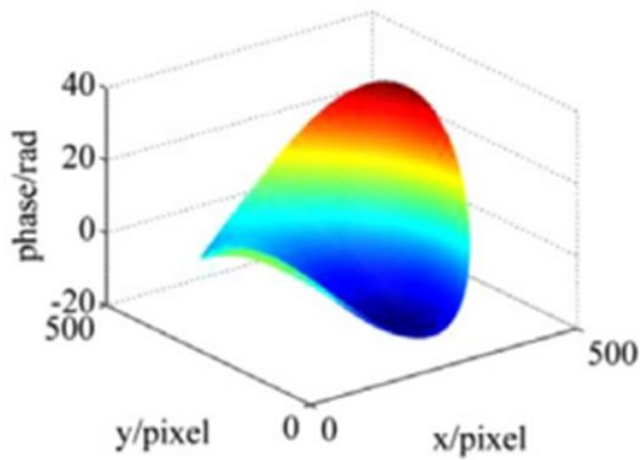


그림 2-15 위상 복구 결과

한편, 본 연구에서 제안하는 단일 펄스 간섭계는 일반적인 간섭계와는 달리 극초단 펄스 레이저의 단일 펄스만을 조명광으로 사용하기 때문에, 그림 2-16과 같이 극초단 펄스 레이저의 주파수 안정화 및 레이저와 카메라의 동기화가 필수적으로 요구된다. 극초단 펄스 레이저의 주파수 안정화는 앞서 말한 것과 같이 레이저 공진기의 길이를 제어함으로써 구현할 수 있으며, 그림 2-17은 높은 안정도를 가지는 극초단 펄스 레이

저와 카메라의 동기화를 위한 구성도이다. 그림 2-17에서와 같이 함수 발생기 (function generator)를 기준 시계에 잠금함으로써 높은 안정도를 획득 할 수 있으며, 이를 통해 트리거 신호 (trigger signal)를 생성하여 카메라를 제어한다. 이때, 카메라의 frame rate는 극초단 펄스 레이저의 반복률 또는 반복률의 정수배에 해당하는 만큼의 주파수로 설정해야 한다. 또한 카메라의 노출 시간은 함수 발생기에서 생성되는 트리거 신호의 주기에 해당하며, 이는 극초단 펄스 레이저의 펄스 폭보다는 길어야 하고 동시에 펄스 주기의 2 배 보다 작아야 한다.

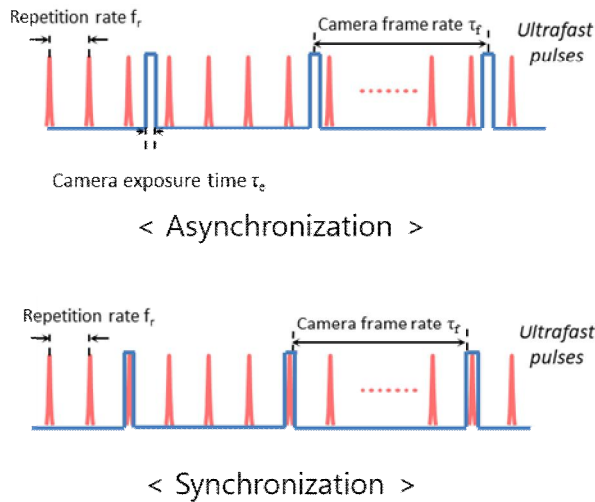


그림 2-16 카메라와 펄스 레이저의 동기화 상태에 따른 개략도

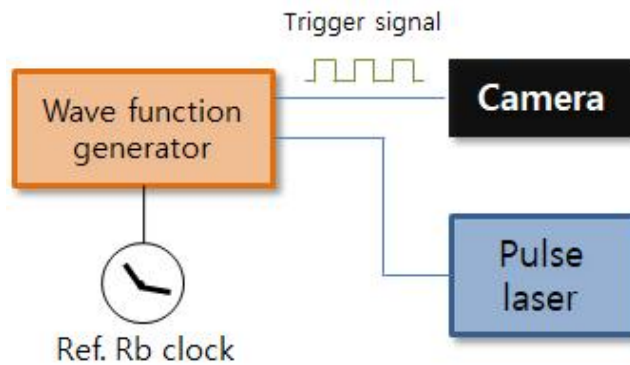


그림 2-17 고안정도를 위한 카메라와 펄스 레이저의 동기화 구성도

2-2-2. 단일 펄스 간섭계에서 Q-switched 레이저와 모드잠금된 레이저의 광원 비교

앞 절에서 언급한 바와 같이 극초단 펄스 레이저를 이용하여 단일 펄스 간섭계를 구성하기 위해서는 극초단 펄스 레이저를 광원으로 사용해야 하며, 이러한 극초단 펄스 레이저로는 Q-switched 레이저와 모드잠금된 레이저를 이용할 수 있다. Q-switched 레이저의 경우, 펄스 폭이 수 나노초로 제한되고 반복률이 낮지만 반복률을 쉽게 가변할 수 있다는 장점이 있다. 반면, 모드잠금된 레이저의 경우, 펨토초 수준의 매우 짧은 펄스 폭을 생성할 수 있고 반복률이 높은 데에 반해 반복률을 쉽게 가변할 수 없다는 단점을 가지고 있다. 따라서 실제 극초단 펄스 레이저를 이용하여 단일 펄스 간섭계를 구성할 때 이들 펄스 레이저의 특징들에 따라 각각 서로 다른 구성을 가지게 된다. 이 절에서는 각각의 Q-switched 레이저, 모드잠금된 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 구성 방법에 대해 설명한다. 또한 실제로 모드잠금된 레이저를 이용하여 단일 펄스 간섭계 구성 시, 발생하는 원하지 않은 잡음의 요인에 대해 설명하고 이를 규명한다.

- (i) Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계
- (ii) 모드잠금된 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계
- (iii) 모드잠금된 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 잡음

(i) Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계

Q-switched 레이저는 펄스 폭을 나노초 이하로 줄이기 어렵다는 단점이 있지만, 반복률이 낮고 쉽게 가변할 수 있기 때문에 그림 2-18에서와 같이 추가적인 구성요소 없이 펄스 레이저의 반복률의 조절을 통해 카메라와 동기화를 할 수 있다. Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계는 그림 2-18에서와 같이 앞서 말한 일반적인 단일 펄스 간섭계와 동일한 구성을 가진다. 그림 2-19는 각각 Q-switched 레이저와 카메라의 동기화 상태에 따른 이미지를 나타낸다. 그림 2-19에서와 같이 Q-switched 레이저와 카메라가 비동기화 상태 시, 카메라에서 획득되는 이미지에서는 어떠한 광도 관찰되지 않는다. 그러나 레이저와 카메라가 동기화되었을 경우에는 간섭

계를 통해 높은 가시도의 간섭무늬를 확인할 수 있다. 이는 카메라 노출 시간 동안에 레이저 펄스가 입사하는 경우에는 간섭무늬를 획득할 수 있음을 의미하며, 동시에 펄스 폭에 해당하는 짧은 시간 동안에만 변화를 관찰할 수 있다. 이후 카메라에서 얻어지는 간섭무늬를 공간 변조 주파수 해석을 통해 3차원 정보를 획득할 수 있다.

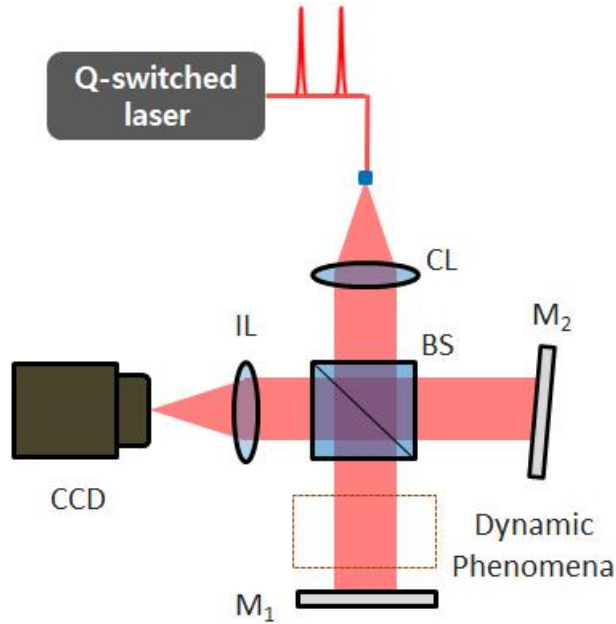
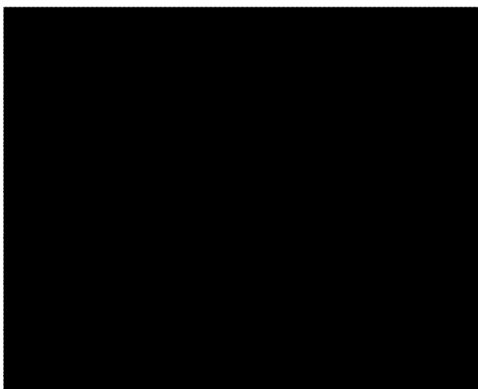
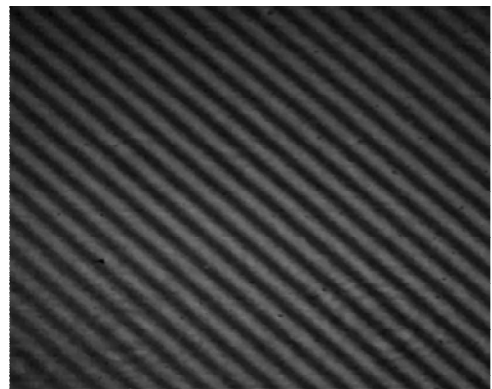


그림 2-18 Q-switched 기반의 단일 펄스 간섭계의 구성도



< Asynchronization >



< Synchronization >

그림 2-19 Q-switched 레이저와 카메라의 동기화 상태에 따른 이미지

(ii) 모드잠금된 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계

모드잠금된 레이저는 Q-switched 레이저에 비해 짧은 펄스 폭으로 생성할 수 있다는 장점이 있지만, MHz 수준 이하의 반복률을 생성하기 힘들다는 단점이 있다. 예를 들어, 200 Hz의 반복률을 가지는 모드잠금된 극초단 펄스 레이저 생성을 위해서는 공진기 길이가 750 km 여야 하므로 이를 실질적으로 구현하기 힘들다. 한편 카메라의 노출 시간은 앞서 언급한 바와 같이 극초단 펄스 레이저의 펄스 주기의 2배 보다 작아야 하므로, 반복률이 수백 MHz 인 경우 노출 시간은 수십 ns 보다 작아져야 한다. 하지만 일반적으로 카메라의 노출 시간은 보통 전자 셔터 (electronic shutter)를 사용하기 때문에, 수 μs 이하로 설정하는 것이 어렵다. 따라서 단일 펄스 간섭계의 광원으로서는 모드잠금된 레이저를 사용하기 위해서는 펄스 선택 (pulse picking) 기술을 필요로 하게 된다. 펄스 선택 기술은 전자-광 변조기와 음향-광 변조기를 이용하는 방법이 있으며, 전자-광 변조기는 빛의 주파수와 비교하여 천천히 변화하는 전기장에 대한 반응으로 재료의 광학적 특성이 변화하는 전기 광학 효과 (electro-optic effect)를 이용하며, 그중 선형적으로 변화하는 굴절률 또는 유전율의 변화를 나타내는 포켈 효과 (Pockels effect)를 이용한다. 이러한 전자-광 변조기는 크게 위상 변조기, 크기 변조기, 편광 변조기로 사용되며 펄스 선택 기술로서는 편광 변조기 방식에 추가적인 편광판을 이용하여 사용하기 때문에 펄스 선택 기술로서는 비교적 간단한 음향-광 변조기를 많이 사용하고 있다.

음향-광 변조기를 이용한 펄스 선택 기술은 그림 2-20과 같이 석영 유리와 같은 재료와 음파를 가하는 압전 변환기로 구성되어 있다. 무선 전기 신호를 음향-광 변조기에 인가하면 석영 유리와 같은 재료에 정현파가 발생하며, 그 결과로 유리 내부에는 굴절률의 차이로 인한 격자 (grating)가 생성된다. 이때, 광이 격자를 통과하면서 회절이 발생하게 되고, 파장에 따라 굴절되는 각 θ 가 달라지게 되어 분산 (dispersion)이 발생한다. 또한 인가하는 입력 주파수를 이용하여 주파수 변조도 가능하며, 음향-광 변조기에 의해 굴절되는 각 $\theta(\lambda)$ 는 식 (2.16)과 같다.

$$\sin \theta = \left(\frac{m \lambda}{2 \Lambda(t)} \right) \quad (2.16)$$

여기서, m 은 회절 차수를 의미하며, λ 는 파장 (wavelength), $\Lambda(t)$ 는 격자 주기 함수를 나타낸다. 식 (2.16)에서와 같이 음향-광 변조기에 의해 굴절되는 각 $\theta(\lambda)$ 는 회절 차수, 파장에 비례하고 격자 주기의 반비례함을 알 수 있다. 또한 굴절각의 변화는 회절 차수가 파장의 단위보다 크기 때문에 회절 차수에 대해 민감하게 변화하고, 파장에 대해서는 상대적으로 작게 변화한다.

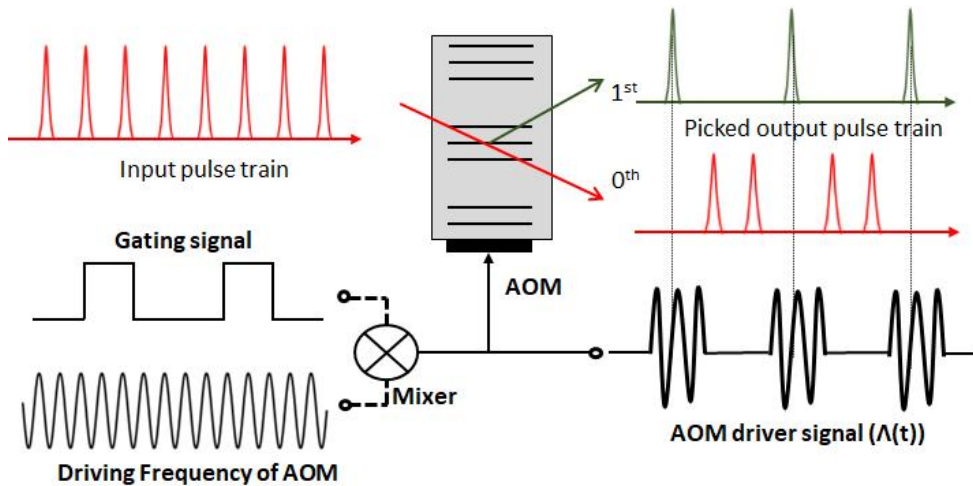


그림 2-20 펄스 선택으로 활용된 음향-광 변조기의 원리

음향-광 변조기에서 격자 주기 함수 $\Lambda(t)$ 는 그림 2-20과 같이 게이트 신호 (gate signal)와 음향-광 변조기의 동작 주파수 (driving frequency)가 혼합되어 생성된다. 게이트 신호가 'on'인 경우, 그 게이트 타임에 해당하는 시간 동안 음향-광 변조기가 작동을 하게 되며, 작동하는 동안에는 회절로 인해 1차 회절 된 방향으로 광이 진행하게 된다. 그러면 결과적으로 게이트 신호의 주파수에 따라 반복률이 조절된 레이저 펄스를 생성시킬 수 있다.

그림 2-21은 음향-광 변조기를 이용한 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 구성도를 나타낸다. 먼저, 음향-광 변조기에 의해 모드잠금된 레이저의 펄스가 선택되고 증폭기 (amplifier)를 통과한 후 시준 렌즈에 의해 시준 된 광이 간섭계로 입사하게 된다. 이 후 광 분할기에 의해 각각 기준광과 측정광으로 나누어지고 각각의 거울에 반사되어 광 분할기에서 결합된 후 카메라에 입사한다.

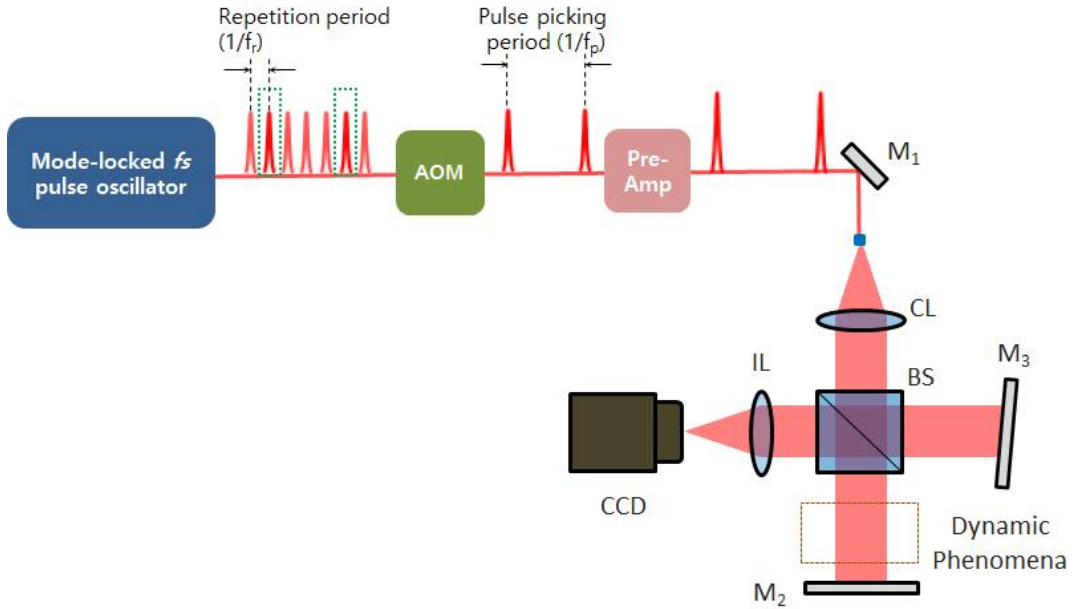


그림 2-21 AOM을 이용한 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 구성도

단일 펄스 간섭계에서 광원으로 Q-switched 레이저를 이용하는 경우나 반복률을 조절된 모드잠금된 레이저를 이용하는 경우 모두 원리적으로 동일하기 때문에, 레이저의 반복률과 카메라의 frame rate가 동기화된 경우에만 간섭계에 의한 간섭무늬 획득이 가능하다. 그러나 그림 2-22에서와 같이 모드잠금된 레이저와 카메라가 동기화가 되지 않음에도 불구하고 카메라에서는 간섭무늬가 획득된다. 이는 카메라의 노출 시간 동안 획득되는 이미지가 단일 펄스에 의해서만 발생하고 있지 않음을 나타낸다. 즉, 모드잠금된 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 시간 분해능은 광원으로 이용되는 레이저 펄스의 짧은 펄스 폭이 아닌 카메라의 노출 시간에 의해 결정되기 때문에 매우 짧은 시간에 발생하는 현상을 관찰하는 데 한계를 가진다. 따라서 본 연구에서는 이러한 원하지 않은 간섭무늬의 원인 규명과 제거가 필수적으로 요구된다.

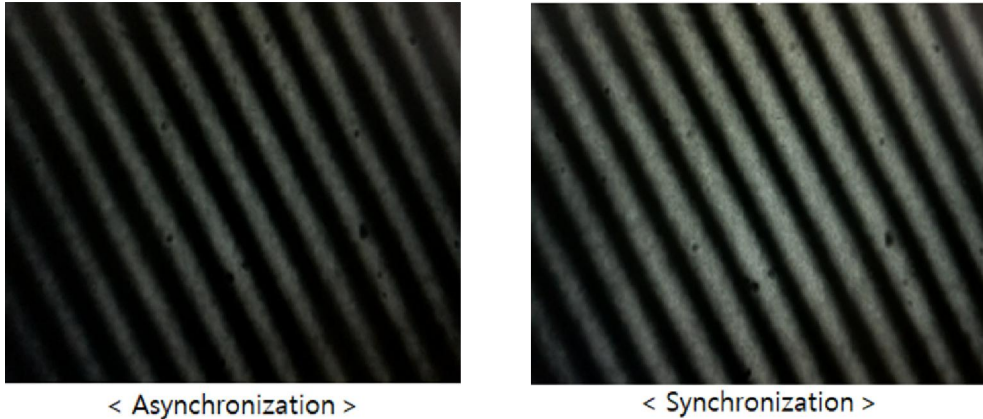


그림 2.22 모드잠금된 레이저와 카메라의 동기화 상태에 따른 이미지

(iii) 모드잠금된 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 잡음

모드잠금된 레이저와 카메라가 동기화되지 않을 때도 발생하는 원하지 않은 간섭무늬의 요인으로는 펄스 선택 과정에서 발생하는 음향-광 변조기에 의해 생기는 동적 누출 (dynamic leakage), 정적 누출 (static leakage)과 증폭된 자발 방출 (amplified spontaneous emission, ASE)을 생각할 수 있다. 먼저, 동적 누출은 음향-광 변조기의 게이트 타임의 한계에 의해 발생하는 것으로, 그림 2-23 (a)와 같이 일반적으로 음향-광 변조기의 게이트 타임이 20 ns 이하로 가져가기 힘들기 때문에 모드잠금된 레이저가 높은 반복률을 가질 경우 게이트 타임의 양 끝단에 동적 측면 피크 (dynamic side peak)가 존재하게 된다. 비록, 이러한 동적 측면 피크는 게이트 타임의 중앙에 위치한 펄스보다 펄스 에너지는 충분히 작지만 간섭무늬를 생성할 수 있는 가능성이 있다.

또한 음향-광 변조기의 구조에 의해 발생하는 정적 누출은 그림 2-23 (b)에서와 같이 전계를 가해주면 회절이 일어나게 되고, 0차 빔과 1차 회절 빔이 다른 각도를 가지고 전파하면서 원하지 않은 0차 빔이 회절 된 1차 빔에 겹쳐져 생기는 누출을 의미한다. 이때, 0차 빔과 1차 회절 빔의 비율을 소멸비 (extinction ratio)라고 명칭하며 일반적으로 10^{-5} : 1의 비율을 가지고 있다. 이러한 정적 누출은 펄스를 선택하지 않은 구간에도 정적 측면 피크 (static side peak)로써 카메라의 노출 시간 동안 펄스 선택 이전의 모드잠금된 레이저의 반복률에 해당하는 만큼 존재하기 때문에 선택된 펄스에 의한 간섭 이외의 간섭무늬를 생성할 수 있다.

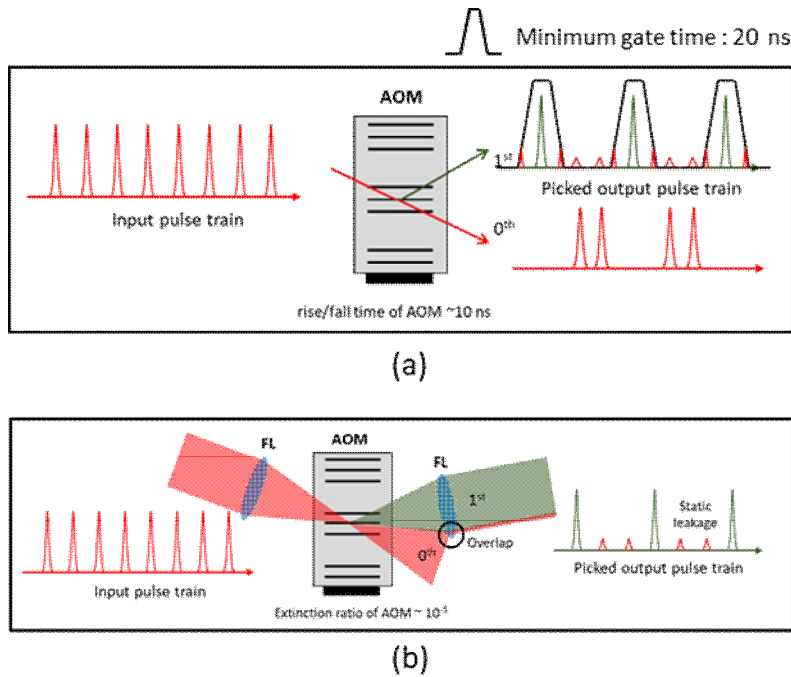


그림 2-23 AOM의 (a) 동적 누출, (b) 정적 누출의 원리

마지막으로 증폭된 자발 방출은 레이저 매질 내 에너지의 밀도반전 분포가 클 때, 자발 방출 (spontaneous emission)이 증폭되어 발생하며, 그림 2-21에서와 같이 공진기 이후에 높은 펄스 에너지 출력을 위해 증폭기를 통과하면서 원하지 않은 자발 방출도 증폭이 되어 간섭무늬를 생성할 수 있다.

이러한 원하지 않는 간섭무늬를 생성시키는 3가지 원인 중에서 가장 큰 영향을 미치는 요소는 증폭된 자발 방출로 음향-광 변조기의 동적, 정적 누출은 그 양이 미비하다. 이는 음향-광 변조기 이후의 펄스를 관찰함으로써 확인할 수 있으며, 그림 2-24 (a)와 같이 음향-광 변조기에 의해 선택된 펄스 주위에 별도의 동적 측면 피크 혹은 정적 측면 피크가 존재하지 않음을 알 수 있다. 정적 누출의 경우, 음향-광 변조기의 소멸 비인 30000:1을 고려하면 정적 측면 피크의 출력은 매우 낮다. 비록, 카메라의 노출 시간 동안 많은 수의 정적 누출 피크들이 포함될 수 있으나 이 역시도 카메라의 민감도 (sensitivity)를 고려하면 현저히 낮은 값이므로 무시할 수 있다. 그러나 펄스 선택 이후 펄스가 존재하지 않은 부분을 나타내는 그림 2-24 (b)에서 알 수 있듯이, 증폭된 자발 방출은 비교적 높은 출력을 가지는 것을 확인할 수 있다. 이러한 증폭된 자

발 방출은 카메라의 노출 시간을 고려하면 단일 펄스와 비슷한 정도의 큰 에너지를 가질 수 있으며, 이로 인해 원하지 않는 간섭무늬가 생성된다. 따라서 단일 펄스 간섭계에서 발생하는 원하지 않는 간섭무늬는 주로 증폭된 자발 방출에 의한 것이며, 모드잠금된 레이저를 이용하여 단일 펄스 간섭계를 구성할 때 이러한 원하지 않는 간섭무늬는 측정 결과에 직접적으로 영향을 미치므로 필수적으로 제거되어야 한다.

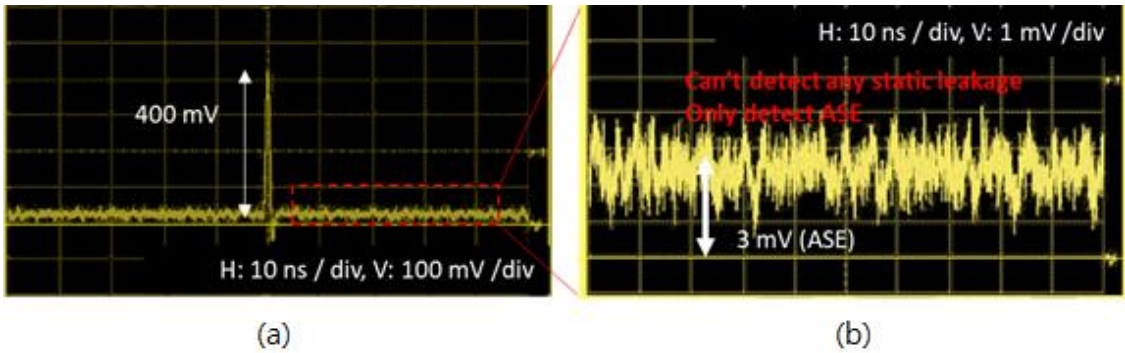


그림 2-24 AOM에 의해 펄스가 선택된 이후 펄스가 (a) 선택된 구간, (b) 확대된 선택되지 않은 구간의 오실로스코프 측정 결과

제3절 모드잠금된 레이저의 단일 펄스 추출

앞 절에서 설명한 바와 같이, 모드잠금된 레이저를 이용하여 단일 펄스 간섭계를 구성하는 경우, 증폭된 자발 방출에 의해 원하지 않은 간섭무늬가 생기게 된다. 이러한 간섭무늬는 카메라의 전체 노출 시간에 해당하는 정보를 포함하기 때문에, 단일 펄스 간섭계의 장점인 펄스 폭에 해당하는 순간의 현상 관찰의 목적을 저해한다. 이 절에서는 이러한 원하지 않은 간섭무늬를 제거하기 위해 아래와 같은 세 가지 방법을 설명한다.

- 시간 평균화 (time averaging)를 이용한 단일 펄스 추출
- 불균일한 간섭계 (unablanced arm interferometry) 구성을 통한 단일 펄스 추출
- 이차 조화파 생성 (second harmonic generation)을 통한 단일 펄스 추출

2-3-1. 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출

그림 2-25는 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬를 제거하기 위한 시간 평균화 방법을 나타낸다. 모드잠금된 레이저는 음향-광 변조기에 의해 펄스가 선택되고 광섬유 결합기 (fiber coupler)에 의해 기준광과 측정광으로 나누어진다. 이때 기준광은 빠른 위상 변조 (phase modulation)를 위해 전자-광 변조기를 지나게 된다. 이후 각각의 기준광과 측정광은 시준 렌즈에 의해 시준 된다. 이때 측정광과 기준광의 광경로 (optical path length)를 동일하게 하기 위해, 측정광의 광섬유 길이 및 거울 (M_1)의 위치를 조절한다. 그러면 카메라에서 획득되는 이미지는 카메라의 노출 시간 동안 입사한 광의 시간 평균화에 의해 결정되기 때문에, 펄스 형태가 아닌 증폭된 자발 방출에 의한 이미지는 제거되고 펄스에 의한 이미지만이 획득된다.

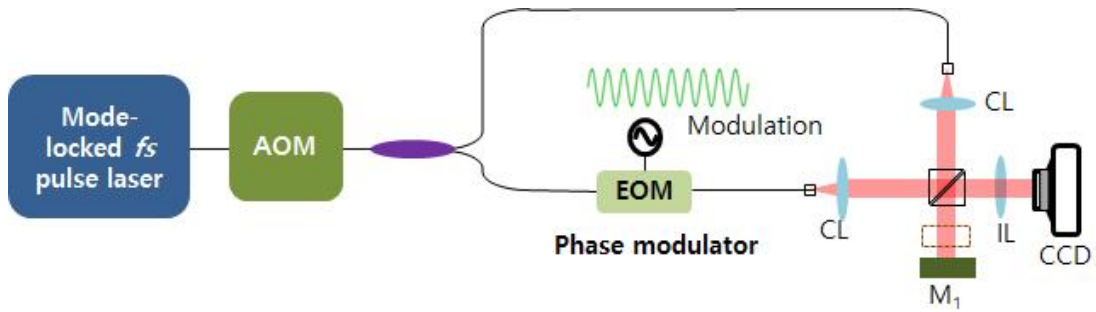


그림 2-25 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출 구성도

그림 2-26은 전자-광 변조기의 위상 변조 원리를 나타낸다. 전자-광 변조기는 전기 광학 효과 중 선형적으로 변화하는 유전율의 변화를 나타내는 포켈 효과를 이용하며, 굴절률 변화는 식 (2.17)과 같이 표현된다.

$$\Delta n = n_0^3 \times r \times \frac{E}{2} \tag{2.17}$$

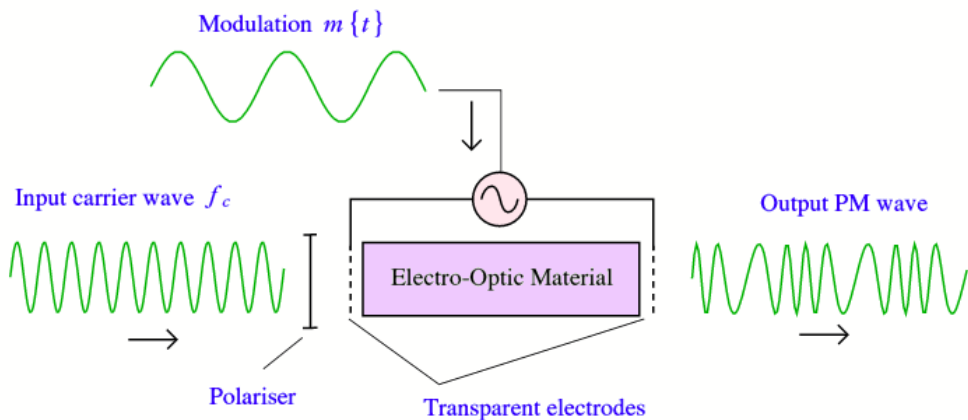


그림 2-26 위상 변조기 역할의 전자-광 변조기 원리

여기서, Δn 은 굴절률 변화량, n_0 는 섭동 받지 않은 굴절률, r 은 전기-광 요소의 계수, E 는 전기장을 의미한다. 전자-광 변조기에서는 입사하는 광이 편광 방향에 따라 다른 굴절 변화를 겪게 되어, 인가하는 전기장에 비례하는 광경로의 변화가 발생한다. 따라서 입사하는 광의 위상은 인가하는 전기장에 따라 영향을 받게 된다. 이로 인해

그림 2-25의 카메라에서 얻어지는 간섭무늬를 간단하게 식 (2.18)과 같이 표현할 수 있다.

$$I = I_{ASE} + I_{Pulse} \quad (2.18)$$

I_{ASE} , I_{Pulse} 는 각각 증폭된 자발 방출에 의한 간섭항과 펄스에 의한 간섭항을 나타내고, 이때 전자-광 변조기에 의해 위상 변조된 각각의 간섭항 I_{ASE} , I_{Pulse} 는 식 (2.19)와 같다.

$$I_{ASE} = \langle \alpha \cos(\phi + a_p \cos(2\pi ft)) \rangle_{\tau_{exp}} \quad (2.19)$$

$$I_{Pulse} = \langle \beta \cos(\phi + a_p \cos(2\pi ft)) \rangle_{\tau_{Pulse}}$$

여기서, α, β 는 각각 I_{ASE} , I_{Pulse} 의 신호의 세기, τ_{exp}, τ_{Pulse} 는 각각 카메라의 노출 시간과 펄스 폭, ϕ 는 간섭항에 의한 위상 정보를 나타낸다. a_p, f 는 위상 변조의 크기와 주파수를 나타내고, $\langle \rangle$ 는 시간 평균을 의미한다. I_{ASE} 의 경우, 증폭된 자발 방출은 카메라의 노출 시간 동안 연속적으로 들어오기 때문에 노출 시간 전체에 대해 평균화가 수행된다. 반면에 I_{Pulse} 의 경우, 펄스에서만 간섭하기 때문에 카메라의 노출 시간과 무관하게 오직 펄스 폭에 해당하는 시간 동안만 평균화가 수행된다. 만약 가해주는 위상 변조의 크기가 π 보다 크고, 위상 변조 주파수가 카메라의 노출 시간의 역수 ($1/\tau_{exp}$) 보다 크다면 시간 평균화에 의해 증폭된 자발 방출에 의한 간섭항은 0으로 수렴하게 된다. 하지만 펄스 폭에 해당하는 시간 동안 평균화가 진행된 펄스에 의한 간섭항 I_{Pulse} 는 식 (2.20)과 같이 표현할 수 있으며,

$$I_{Pulse} = \beta \cos(\phi + a_p \cos(2\pi f \tau_{Pulse})) \quad (2.20)$$

간섭항에 위상 변조 항 ($2\pi f \tau_{Pulse}$)이 추가적으로 생겼지만 펄스 폭에 해당하는 간섭무늬만을 획득할 수 있으며, 이는 위상 상수로 취급할 수 있고 측정 결과에 영향을 미치지 않는다.

2-3-2. 불균일한 간섭계 구성을 통한 단일 펄스 추출

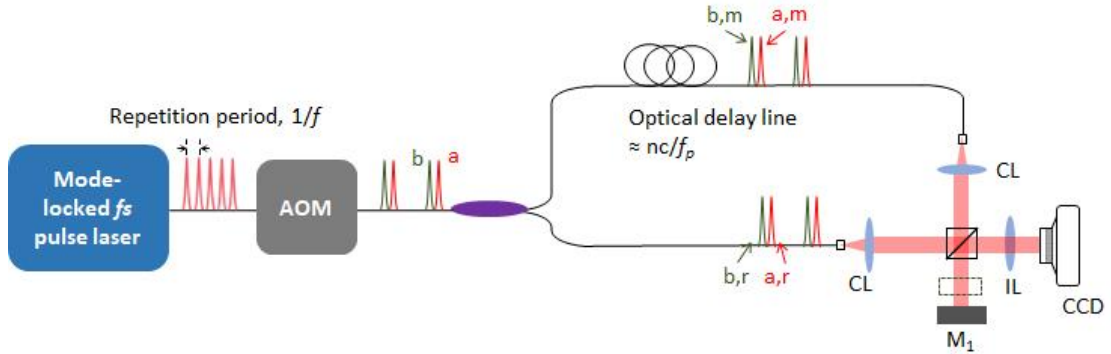


그림 2-27 불균일한 간섭계 구성을 통한 단일 펄스 추출 구성도

불균일한 간섭계 구성은 그림 2-27과 같이 기준광과 측정광이 서로 다른 길이의 광경로를 가지도록 구성된다. 음향-광 변조기에 의해 서로 이웃하는 2개의 펄스가 선택되고, 이후 광섬유 결합기에 의해 기준광과 측정광으로 각각 나누어진다. 기준광과 측정광의 광경로 차이 (optical path length difference, OPD)는 구성하는 광섬유의 길이 차이를 이용하여 조절하고, 광 분할기에 의해 결합된 기준광과 측정광의 간섭무늬는 카메라에서 획득된다. 이때 기준광과 측정광의 광경로 차이는 식 (2.21)과 같다.

$$OPD = nc/f \quad (2.21)$$

여기서, n 은 광섬유의 굴절률, c 는 빛의 속도, f 는 펄스 레이저의 반복률을 의미한다. 이때, 모드잠금된 레이저의 반복률을 100 MHz 로 가정하면, 기준광과 측정광의 광경로 차이는 약 4.4 m 가 된다.

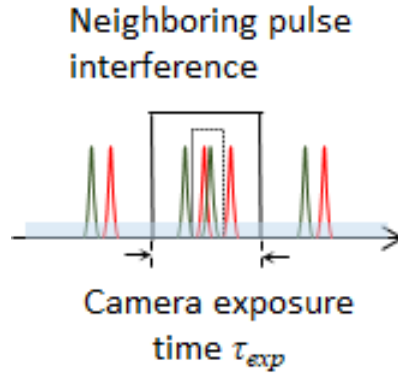


그림 2-28 카메라 노출 시간 동안의 펄스 모형

그러면 카메라의 노출 시간 동안 얻어지는 전체 광강도 (I_T) 는 식 (2.22)와 같이 정의할 수 있다.

$$I_T = I_{a,r} + I_{a,m} + I_{b,r} + I_{b,m} + I_{ASE} + I_{Pulse} \quad (2.22)$$

여기서, $I_{a,r}, I_{a,m}, I_{b,r}, I_{b,m}$ 은 간섭과 관계없는 항들이며, 각각 기준 펄스들과 측정 펄스들의 광강도를 의미한다. 또한, I_{ASE} 는 증폭된 자발 방출에 의한 광강도를 의미하며, 기준광과 측정광의 광경로 차이가 증폭된 자발 방출의 가간섭 거리 (coherence length)보다 충분히 크기 때문에 간섭이 발생하지 않는다. 따라서 오직 단일 펄스만의 간섭항인 I_{Pulse} 가 간섭함으로써 존재하고, 펄스 폭에 해당하는 간섭무늬만을 획득할 수 있다.

2-3-3. 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출

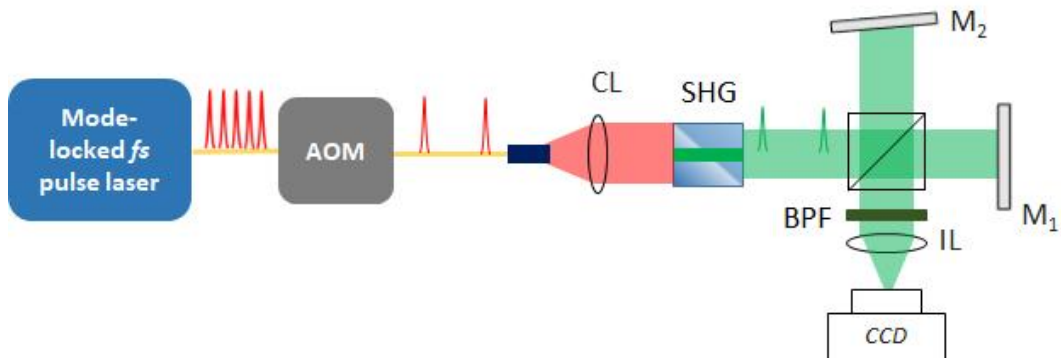


그림 2-29 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출 구성도

그림 2-29는 이차 조화파 생성을 이용한 단일 펄스 간섭계의 구성도를 나타낸다. 기존의 단일 펄스 간섭계와 동일하게 음향-광 변조기에 의해 펄스가 선택되고 시준 렌즈에 의해 시준 된 광이 전파한다. 이후 이차 조화파 생성 (second harmonic generation)을 위한 결정 (crystal)을 통과하고, 이차 조화파가 발생하여 광 분할기에 입사한다. 광 분할기에 입사한 이차 조화파는 각각 기준광과 측정광으로 나뉘어지고, 거울에 반사되어 광 분할기에서 다시 결합되고 카메라로 입사한다. 이때, 카메라 앞에서 원래의 광은 광주파수 필터 (optical spectral filter)에 의해 차단되고, 이차 조화파에 위한 간섭 신호만이 카메라에서 획득된다.

이차 조화파 발생은 광학적 비선형 현상의 결과로 높은 광강도를 가지는 광에서만 발생하는 특징이 있다. 일반적으로 광학적 전기장 파동 (\vec{E})이 비선형 광학 결정을 지나가면, 결정의 굴절률은 식 (2.23)과 같이 변화하게 된다.

$$n(\vec{E}) = n_0 + n_1(\vec{E}) + n_2(\vec{E}) + \dots \quad (2.23)$$

여기서, n_0 는 파동과 무관한 굴절률, n_1, n_2 는 전기적 파동에 따라 변화하는 굴절률을 나타낸다. 이때 전기적 파동에 의한 비선형 광학의 유전 편광 \vec{P} 는 다음과 표현할 수 있다.

$$\vec{P}(\vec{E}) = \kappa(\vec{E}) \cdot \vec{E} = \kappa_0 \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \dots \quad (2.24)$$

κ 는 유전 민감도이고, $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ 는 비선형 민감 계수를 나타낸다. 굴절률과 민감 계수는 식 (2.25)와 같은 관계식을 만족한다.

$$\kappa_0 = \frac{1}{4\pi}(\epsilon_0 - 1) = \frac{1}{4\pi}(n_0^2 - 1) \quad (2.25)$$

$$\chi^{(2)} \cong \frac{1}{2\pi} n_0 n_1$$

여기서, ϵ_0 는 유전 상수를 의미한다. 이때, 각각 ω_1, ω_2 를 가지는 2개의 파동이 비선형 결정 ($\chi^{(2)} \neq 0$)을 지나가는 경우, 그 주파수들이 상호작용을 하여 $\chi^{(2)}$ 의 계수만큼 식 (2.26)과 같이 새로운 파동 ω_3 을 만들게 된다.

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.26)$$

두 파동의 주파수가 같은 경우, 새로운 파동의 주파수는 원래 파동의 주파수의 2배에 해당하게 되고, 이러한 현상을 이차 조화파 생성이라고 한다. 이렇게 생성된 이차 조화파의 전환효율 (efficiency of conversion)은 식 (2.24)에서 알 수 있듯이 침투 출력의 제공에 비례하기 때문에, 상대적으로 충분히 낮은 침투 출력을 가지는 광에서는 발생하지 않는다. 즉, 그림 2-29와 같이 구성된 간섭계에서는 비교적 매우 낮은 출력을 가지는 증폭된 자발 방출에 대해서는 이차 조화파가 생성되지 않는다. 따라서 이차 조화파 생성 결정을 통과한 후에는 증폭된 자발 방출에 의한 광은 카메라 앞 단의 광주파수 필터에 의해 제거된다. 결국, 카메라에서 획득되는 간섭무늬는 이차 조화파에 의해서만 발생하며, 이차 조화파의 펄스 폭을 기준으로 단일 펄스 간섭계의 시간 분해능이 결정된다.

제3장 실험 결과 및 분석

본 연구에서는 극초단 펄스 레이저의 생성 방식에 따른 단일 펄스 간섭계의 구성과 측정 시스템의 검증을 위해 동적 현상 (dynamic phenomena) 측정 실험을 수행하였다. Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계 경우, 음파 (acoustic wave)에 의해 진동하는 시편을 이용하여 연속파 (continuous wave, cw) 광원을 광원으로 하는 간섭계와 비교 실험을 수행함으로써 극초단 펄스 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계를 검증하였다. 또한 펨토초 수준의 펄스 폭을 가지는 모드잠금된 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계 구성 시, 발생하는 증폭된 자발 방출에 의한 원하지 않은 간섭무늬를 제거하기 위한 세 가지 방법에 대해 비교하고, 최적의 단일 펄스 추출 방법을 이용하여 극초단 레이저 펄스에 의해 유도되는 열적 탄성파 (Thermoelastic wave)를 관찰하였다.

제1절 Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계

3-1-1. 음파에 의한 진동 시편 측정 실험

극초단 펄스 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 검증을 위해 음파에 의해 진동하는 시편의 동적 현상을 측정하였다. 그림 3-1은 Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 실제 광학 구성도이다. 광원으로는 그림 3-2와 같이 NKT Photonics사의 Q-switching 방식의 나노초 수준의 펄스 폭을 가지고, 비선형 광섬유를 이용하여 400 - 2400 nm으로 파장대역을 넓은 SuperK compact 레이저를 사용하였다. SuperK compact 레이저는 내부에서 펄스의 반복률을 1 Hz ~ 20 kHz로 가변할 수 있으므로, 간섭계의 광학 구성에서 추가적인 펄스 선택 기술을 사용하지 않았다.

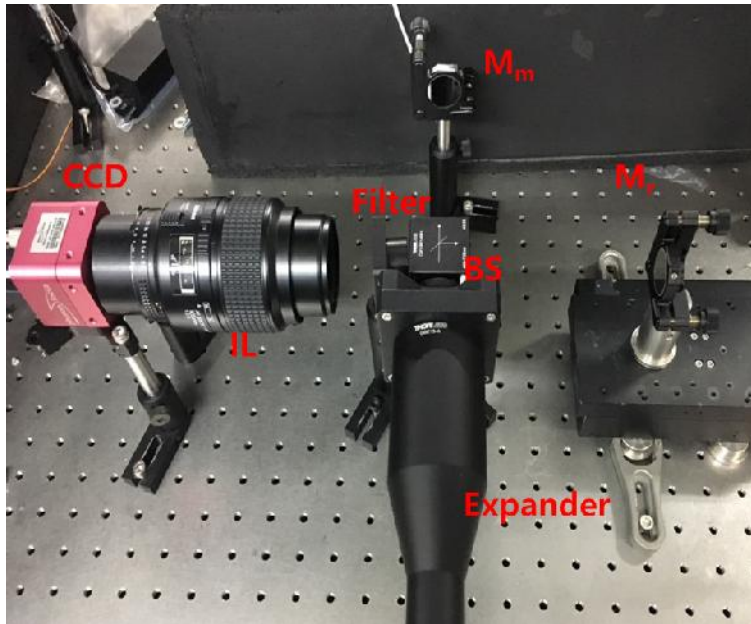


그림 3-1 Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 실제 광학 구성도

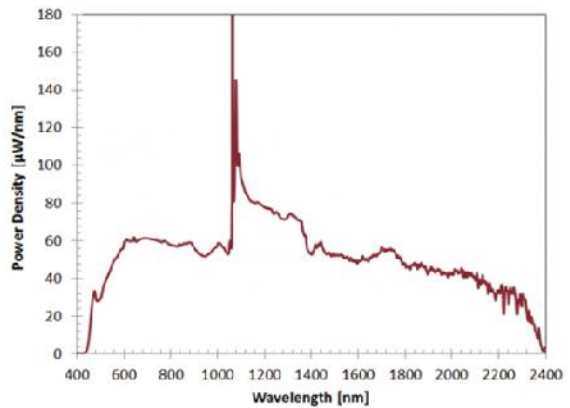


그림 3-2 NKT Photonics 사의 SuperK compact 레이저

그림 3-1과 같이 측정 시스템의 전체적인 광학 구성도는 마이켈슨 간섭계이며, 광원에서부터 나온 광은 광 분할기에 의해 기준광과 측정광으로 각각 나누어진다. 광 분할기에 의해 나누어진 기준광은 기준 거울에 의해 반사되고, 이때 공간 변조 주파수를 생성하기 위해 기준 거울은 기울기를 가지게 된다. 이후 측정광은 측정 거울에 반사되

어 광 분할기에서 기준광과 결합하여 간섭을 발생시킨다. 이때 기준면과 측정면은 결상 렌즈 (imaging lens, IL)에 의해 카메라의 촬상면 (imaging plane)과 결상 조건이 성립된다. 실험에서 사용한 결상 렌즈는 그림 3-3과 같은 Nikon 사의 AF Micro-Nikkor 60mm f/2.8D 마이크로 렌즈이며, 카메라는 그림 3-4와 같은 Photon focus사의 MV-D752-160 로 400 - 900 nm 의 파장대역을 가지는 CMOS 카메라를 사용하였다. 또한, 시간 가간섭성을 높이기 위해 가시광선 대역의 632.8 nm 를 중심파장으로 10 nm 의 반치폭 (full width a half of maximum, FWHM)을 가지는 필터를 사용하였다. 이때 카메라의 frame rate와 Q-switched 레이저의 반복률은 52.75 Hz, 카메라의 노출 시간은 4 ms 로 설정하였다.



그림 3-3 Nikon 사의 마이크로 렌즈



Technical Data for the CMOS camera	
Number of pixels	752 × 582
Pixel size	10.6 μm × 10.6 μm
Spectral range	400 nm - 900 nm
External pixel clock	80 MHz
Maximum frame rate	340 fps
Exposure time	1 μs - 0.5 s in steps of 25 ns

그림 3-4 Photon focus 사의 CMOS 카메라

음파에 의해 진동하는 시편의 동적 현상 관찰을 위해 그림 3-1에서 측정 거울로 $5\ \mu\text{m}$ 의 두께를 가지는 펠리클 (pellicle)의 광 분할기를 이용하였으며, **사운드 제네레이터** (sound generator)를 통해 특정 주파수의 음파를 가해주었다. 음파의 주파수는 510 Hz로 설정하였으며, 그림 3-5에서와 같이 측정대상의 진동 주파수 (510 Hz)가 카메라 노출 시간의 역수 (250 Hz)보다 높은 주파수임에도 불구하고, 시간 평균화되지 않고 간섭무늬 획득이 가능하였으며, 또한 간섭무늬는 높은 가시도의 형태로 남아있는 것을 확인하였다.

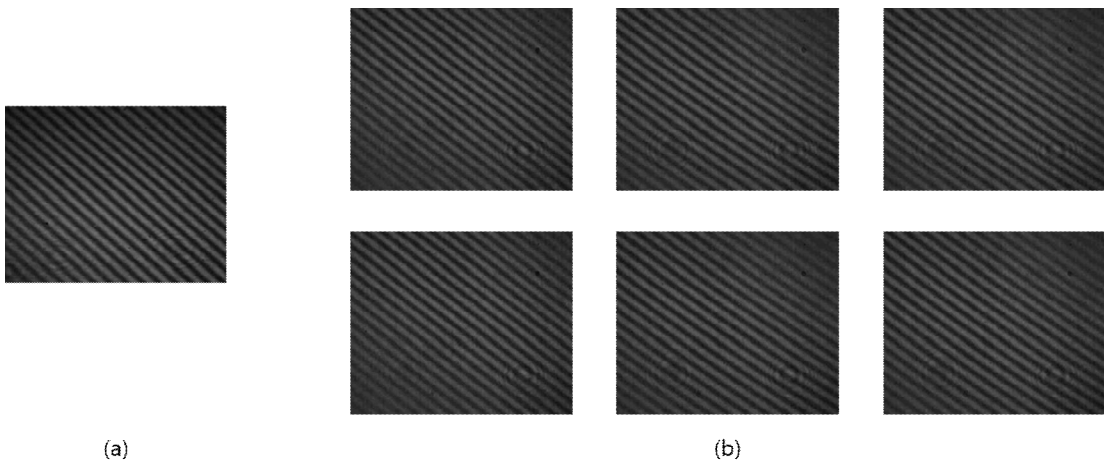


그림 3-5 측정 대상의 진동 주파수가 존재하기 (a) 이전의, (b) 이후의 간섭무늬

그림 3-6은 그림 3-5와 같이 카메라의 frame rate에 따라 변화하는 간섭무늬를 공간 변조 주파수 해석을 이용하여 측정면에 대한 3차원 정보를 획득한 결과이며, x,y 축은 공간 축, z 축은 광경로 길이 차이를 나타낸다. 이때 광경로 차이의 변화하는 크기는 음파의 세기로 결정이 되며, $2\ \mu\text{m}$ 로 측정되었다.

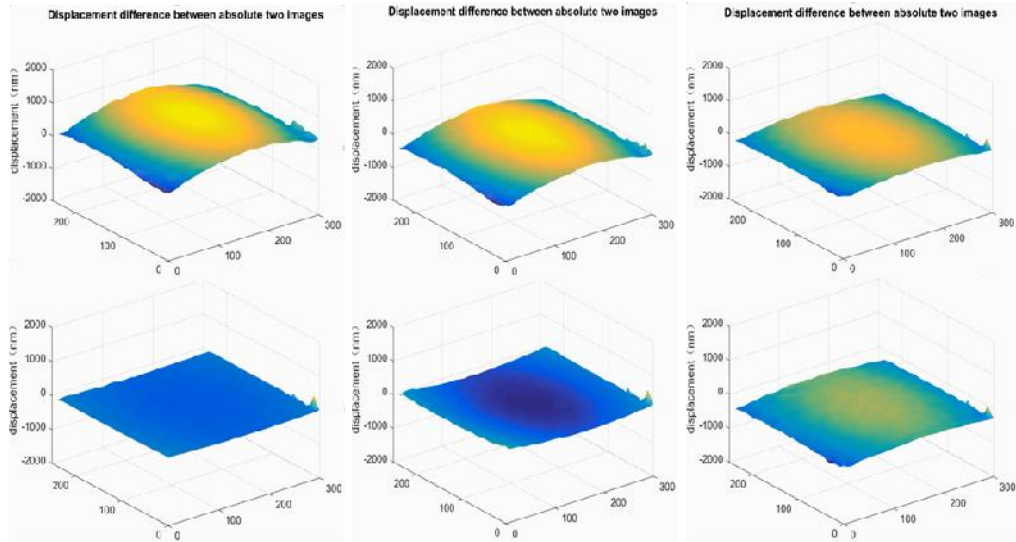


그림 3-6 공간 변조 주파수 해석을 이용하여 음파에 의해 변형된 시편 형상

또한, 변화하는 형상의 진동 주파수를 측정하기 위해, 임의의 한 점에서 카메라의 frame rate 간격으로 얻어진 광강도를 획득하여 푸리에 변환을 수행하였다. 그림 3-7은 임의의 한 점에 대한 광강도 변화를 나타내고, 그림 3-8은 그림 3-7을 푸리에 변환한 결과를 나타낸다.

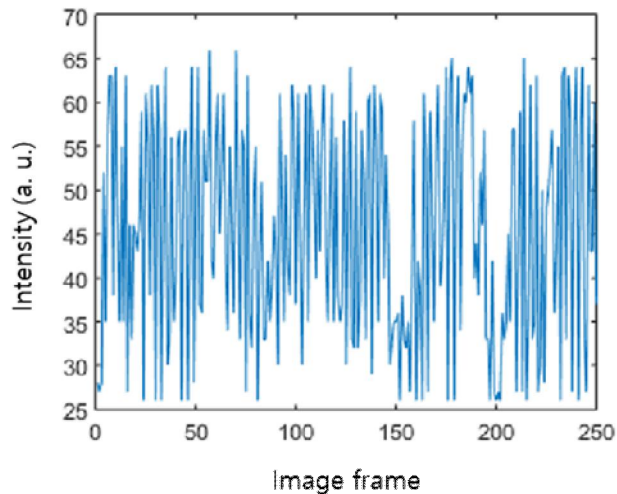


그림 3-7 Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계에서 임의의 한 점에서의 광량 변화

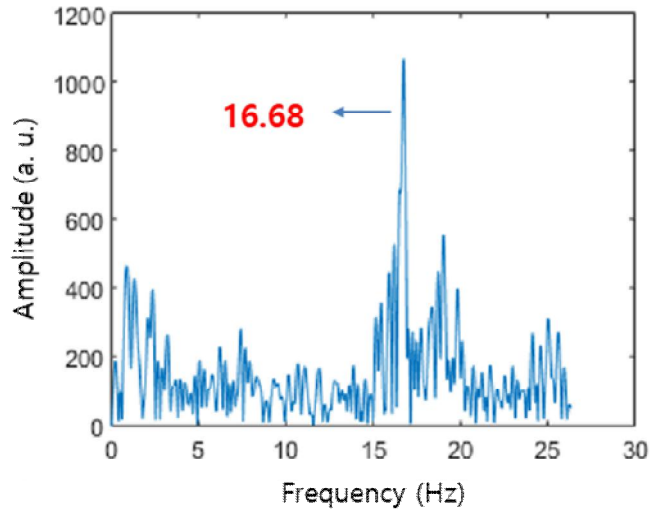


그림 3-8 프레임 간격에 따른 광량 변화의 푸리에 변환 결과

그림 3-8에서와 같이 특정 주파수에서 정점 (peak)이 발생하는 것을 확인하였고, 이는 실제 카메라의 frame rate가 52.75 Hz 이고, 나이퀴스트 샘플링 이론 (Nyquist sampling theory)에 의해 측정할 수 있는 범위가 나이퀴스트 주파수 (Nyquist frequency)인 26.375 Hz 로 제한받기 때문에 발생한 현상이다. 즉, 측정 대상의 진동 주파수가 26.375 Hz 보다 현저히 크기 때문에 에일리어싱 (aliasing) 현상이 발생되었고, 이로 인해 주파수 접힘 현상 (frequency folding)에 의해 정점의 위치가 결정되었다. 이와 같이 에일리어싱이 일어났을 때 실제 진동 주파수 (f_o)는 식 (3.1)과 같이 정의될 수 있다.

$$f_o = f_s \times m \pm f_m \quad (3.1)$$

여기서, f_s 는 나이퀴스트 주파수, m 은 정수, f_m 은 측정 주파수 값을 나타낸다. 식 (3.1)의 식에서 나이퀴스트 주파수 (Nyquist frequency)의 정수배, m 을 고려하고, 그림 3-8의 측정 주파수 값인 16.68 Hz 를 이용하면 실제 진동 주파수는 식 (3.1)을 통해 계산할 수 있다. 실험에서는 가해지는 음파의 주파수를 알고 있기 때문에, 이를 통해 m 은 20 임을 추정할 수 있었다. 그리고 이때 시편의 실제 진동 주파수는 510.80 Hz 로 계산된다. 이는 실험조건으로 가해준 음파의 주파수인 510 Hz 와 매우 유사한

값임을 확인하였다. 그림 3-9는 같은 원리를 적용하여 시편의 3차원 진동 주파수를 맵핑(mapping)한 결과를 나타낸다. 그림 3-8에서와 같이 전체적인 면에서 비슷한 값의 주파수가 측정되었으며, 이때, 측정 면에 대하여 주파수 맵핑의 표준편차는 0.5995 로 측정되었다.

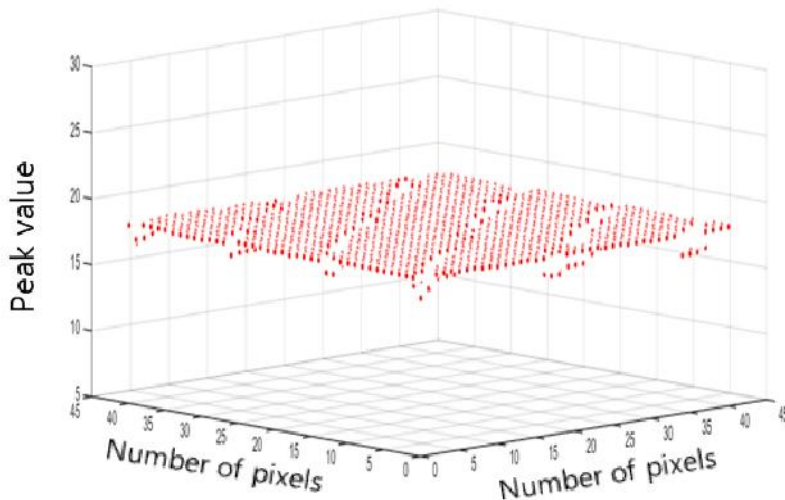


그림 3-9 측정 대상의 3차원 진동 주파수 맵핑

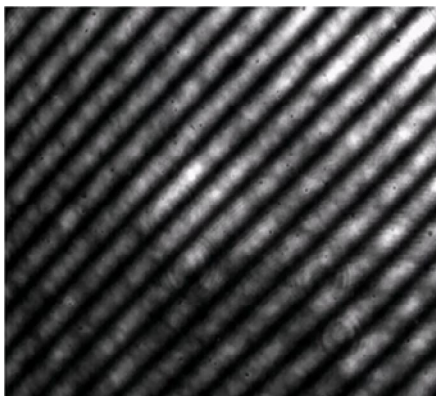
3-1-2. 연속파 광원의 간섭계와 비교

제안한 간섭계와 연속파 레이저 (continuous wave laser, cw) 기반의 간섭계와의 비교 실험을 진행하기 위해, 그림 3-1에서와 같은 구성도에서 필터를 제거하고 광원을 그림 3-10과 같은 Melles Griot 사의 632.8 nm 의 중심파장을 가지는 헬륨 네온 레이저 (He-Ne laser)를 사용하였다. 실험 조건은 Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계 실험과 동일하게 52.75 Hz 의 카메라 frame rate, 4 ms 의 카메라 노출 시간을 설정하였으며, 510 Hz 의 음파를 시편에 적용하였다.

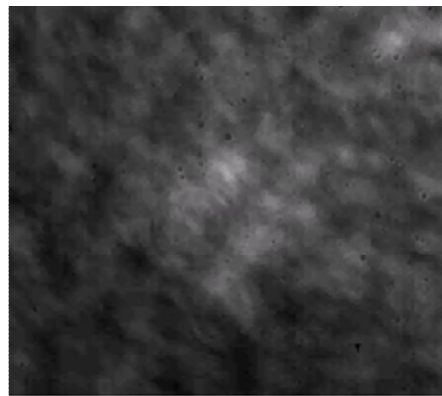


그림 3-10 Melles Griot 사의 헬륨 네온 레이저

그림 3-11은 연속파 레이저를 광원으로 하는 간섭계에서 측정 대상에 음파를 가하기 이전과 이후의 간섭무늬를 나타낸다. 특정 주파수의 음파가 가해지기 전에는 높은 가시도를 가지는 간섭무늬가 존재하는 것을 확인하였지만, 그림 3-11 (b)에서와 같이 음파가 가해진 이후에는 시간 평균으로 인해 간섭무늬가 사라지는 것을 확인하였다. 또한 Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계와 달리 3차원 정보 획득이 불가능하였다.



(a)



(b)

그림 3-11 측정 대상에 진동 주파수가 존재하기 (a) 이전의, (b) 이후의 간섭무늬

또한, Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계 실험과 같이 진동 주파수 분석을 위해 임의의 한 점에서 카메라의 frame rate에 따른 광강도 변화를 그림 3-12와 같이 획득하고, 이를 푸리에 변환한 결과, 그림 3-13에서와 같이 주파수 영역에서 진동 주파수에 해당하는 어떠한 정점도 발견하지 못하였다. 앞 절에서 설명한 바와 같이 주파수 영역의 측정 범위는 카메라의 frame rate에 의해 제한되지만, Q-switched 레이저를 이용한 실험에서는 정점이 발견되는 반면 연속파 레이저를 광원으로 하는 실험에서는 어떠한 정점도 발견되지 않음을 확인하였다.

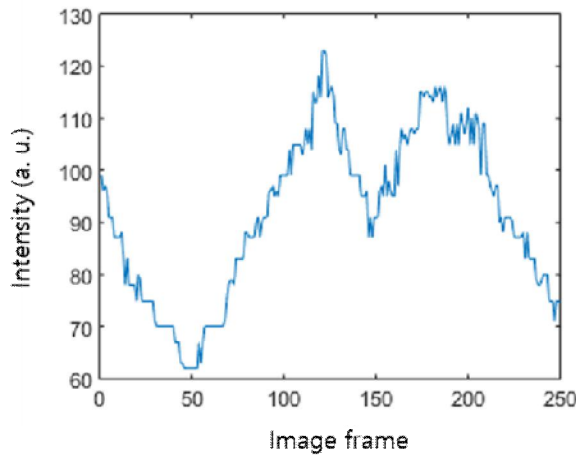


그림 3-12 연속파 레이저 기반의 간섭계에서 임의의 한 점에서의 광량 변화

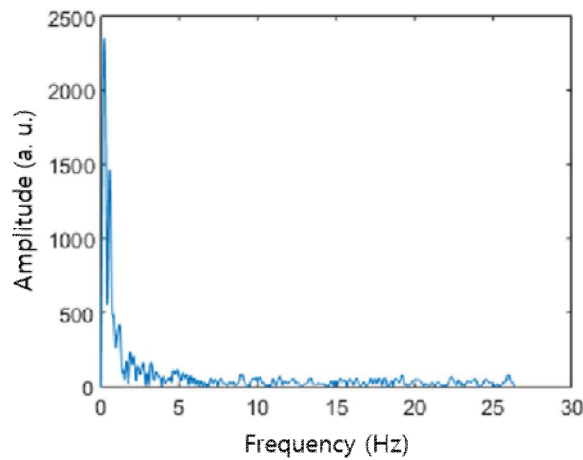


그림 3-13 프레임 간격에 따른 광량 변화의 푸리에 변환 결과

그림 3-14는 같은 원리를 적용하여 시편의 3차원 진동 주파수를 맵핑한 결과를 나타내며, 표준편차 값은 4.7658 로 측정이 되었다. 이는 표준편차의 값이 너무 크기 때문에 임의의 진동 주파수를 가지고 있다고 보기에 신뢰하기 어려운 수치이며, Q-switched 레이저를 이용한 단일 펄스 간섭계의 결과와 확연한 차이를 확인할 수 있다.

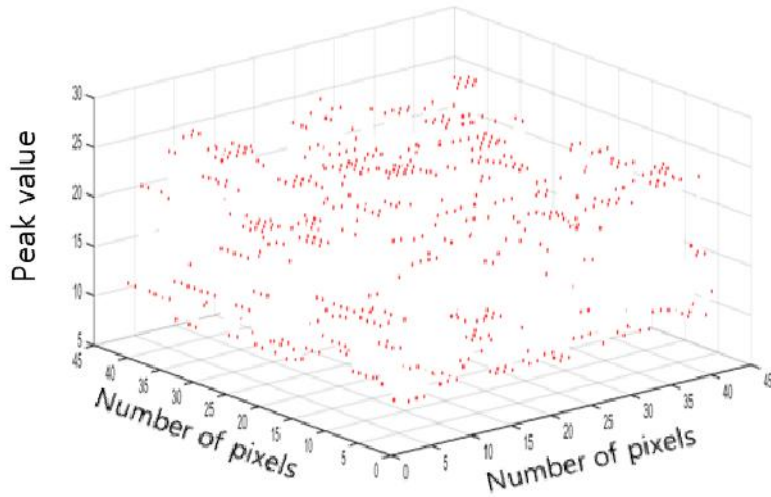


그림 3-14 측정 대상의 3차원 진동 주파수 맵핑

제2절 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계

3-2-1. 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 추출

1. 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출

그림 3-15는 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계에서 단일 펄스 추출을 위해 시간 평균화 방법을 이용한 실제 광학 구성도이다. 광원으로는 그림 3-16과 같은 하이브리드 모드잠금 방식의 어븀 첨가 광섬유 레이저 (erbium doped fiber laser)를 사용하였다. 사용한 어븀 첨가 광섬유 레이저는 1560 nm 의 중심파장에서 40 nm 의 파장 대역을 가지며, 100 MHz 의 반복률로 100 fs 의 펄스를 발진시킨다.

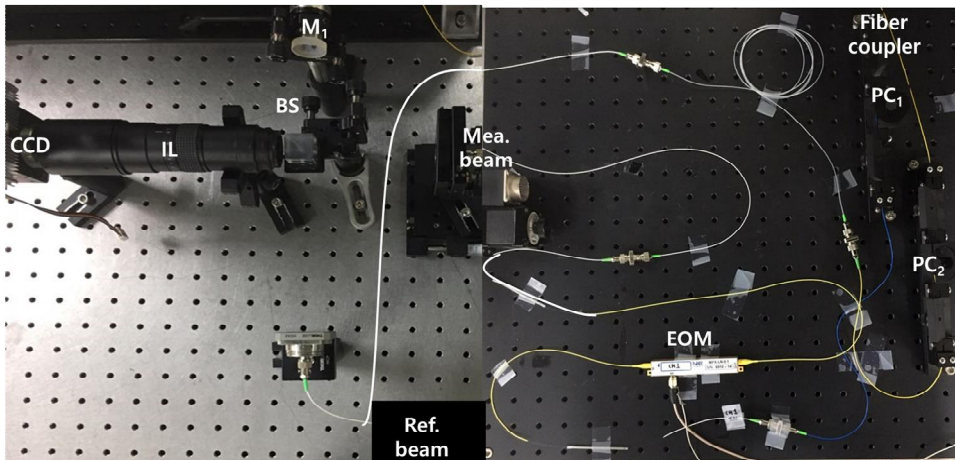


그림 3-15 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출 방법의 실제 광학 구성도

그림 3-15에서와 같이 모드잠금된 레이저의 펄스들은 **그림 3-17과 같은 음향-광 변조기에 의해 선택되고**, 광섬유 결합기 (fiber coupler)에 의해 기준광과 측정광으로 나누어진다. 이때, 기준광은 전자-광 변조기를 통과하면서 빠른 위상 변조를 가지게 된다. 이후, 기준광과 측정광은 시준 렌즈에 의해 시준된 광의 형태로 광 분할기를 투과하여 기준광은 카메라로 바로 입사하고, 측정광은 측정거울 (M_1)에 의해 반사되어 되 돌아온다. 되돌아온 측정광은 광 분할기에 의해 반사되어 카메라로 입사한다. 이때 카메라는 3-18과 같이 Raptor 사의 0.9 - 1.7 μm 파장인식 대역을 가지는 IR CCD를 사

용하였다. 간섭 무늬의 획득을 위해 기준광과 측정광의 광섬유 길이를 이용하여 광경로 차이 (optical path length difference, OPD)를 조절하였으며, 미세한 길이 조절은 측정거울에 부착된 정밀 스테이지를 이용하여 수행하였다. 이때 음향-광 변조기의 동작 주파수는 200 kHz, 카메라의 Frame rate는 200 Hz, 카메라의 노출 시간은 500 ns 로 설정하였다.

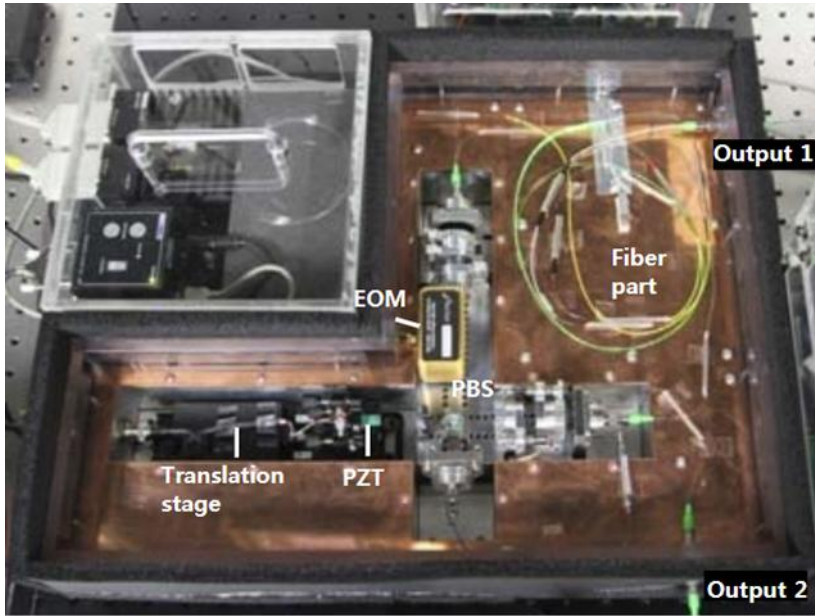
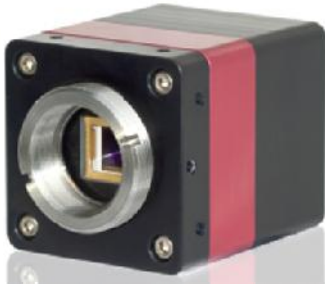


그림 3-16 하이브리드 모드잠금 방식의 어븀 광섬유 레이저



Specification of AOM	
Driving frequency	160 MHz
Optical wavelength range	1290 - 1650 nm
Extinction ratio	> 45 dB
Rise/fall time	10 ns

그림 3-17 AA optoelectronic 사의 광섬유 형식의 AOM



Specification of IR CCD	
Number of pixels	320 × 256
Pixel size	30 μm × 30 μm
Spectral range	0.9 μm - 1.7 μm
Frame rate	Up to 346 Hz
Exposure time	500 ns to more than 500 ms

그림 3-18 Raptor 사의 IR CCD

전자-광 변조기의 동작 이전의 카메라에서 얻어지는 간섭무늬는 그림 3-19과 같고, 이는 단일 펄스뿐만 아니라 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬를 모두 포함하고 있는 결과이다. 이때 간섭무늬의 가시도는 0.26 수준으로 확인되었다.

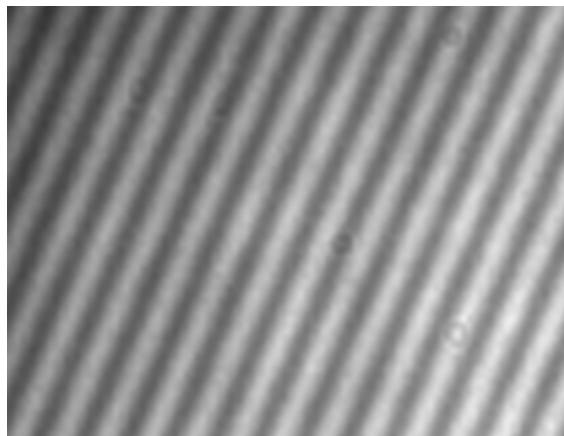
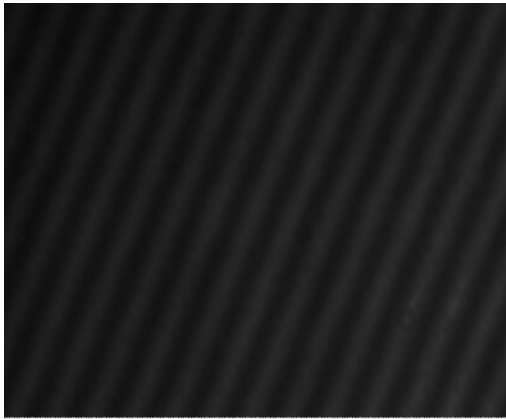
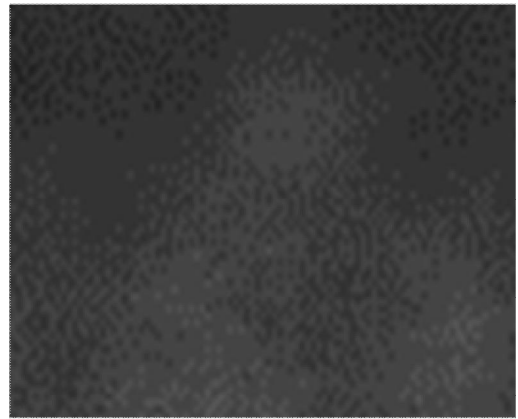


그림 3-19 증폭된 자발 방출과 펄스에 의한 간섭무늬

이후, 원하지 않은 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬만을 확인하기 위해 모드잠금된 레이저의 펄스와 카메라가 비동기화된 상태에서 위상을 변조하였다. 그림 3-20 (a)는 레이저 펄스와 카메라의 비동기화된 상태에서 획득된 간섭무늬를 나타내며, 이는 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬를 의미한다. 반면, 카메라 노출 시간의 역수 보다 큰 주파수로 전자-광 변조기를 동작시킨 경우, 기준광의 위상을 빠르게 변화하면서 시간 평균 효과로 인해 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬는 그림 3-20 (b)와 같이 사라지는 것을 확인하였다.



(a)



(b)

그림 3-20 위상 변조 (a) 이전의, (b) 이후의 ASE에 의한 간섭무늬

최종적으로, 극초단 펄스 만의 간섭무늬를 획득하기 위해 전자-광 변조기의 동작과 함께 모드잠금된 레이저와 카메라를 동기화 시켰으며, 그림 3-21은 단일 펄스에 의한 간섭무늬를 나타낸다. 이때의 가시도는 **0.22 였으며**, 전자-광 변조기 작동 전과 비교하면 가시도는 낮아졌으나, 이는 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬의 제거로 인한 결과이며 기존의 가시도와 비교하여 큰 차이를 보이지 않았다.

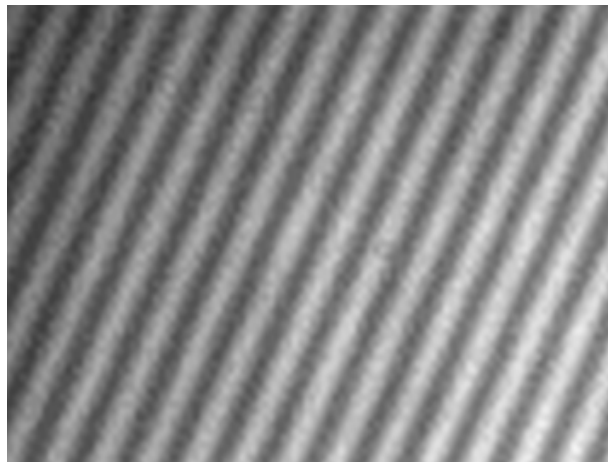


그림 3-21 단일 펄스 만의 간섭무늬

2. 불균일한 간섭계 구성을 통한 단일 펄스 추출

그림 3-22는 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 추출을 위한 불균일한 간섭계의 실제 광학 구성도를 나타낸다. 광원으로서 시간 평균화를 이용한 방법에서 사용한 광원과 동일한 어븀 첨가 광섬유 레이저를 사용하였다, 또한 간섭계 구성을 위한 광학 부품도 동일하게 사용되었다. 불균일한 간섭계는 먼저, 레이저 펄스들이 음향-광 변조기의 동작 주파수에 의해 선택되고, 광섬유 결합기에 의해 각각 기준광과 측정광으로 나누어진다. 이때 기존의 펄스 선택 기술과 달리 서로 이웃하는 두 개의 펄스를 선택할 수 있도록 음향-광 변조기의 게이트 신호를 넓게 조절하였다. 또한 간섭 신호의 획득을 위해 기준광과 측정광의 광경로 길이의 차이를 광섬유의 굴절율을 고려하여 4.4 m 로 설정하였다. 이후 기준광은 광 분할기를 투과하여 카메라로 입사하며, 측정광은 광 분할기를 투과한 후 측정 거울 (M_1)에 의해 반사되고 다시 광 분할기에 의해 반사되어 카메라로 입사한다.

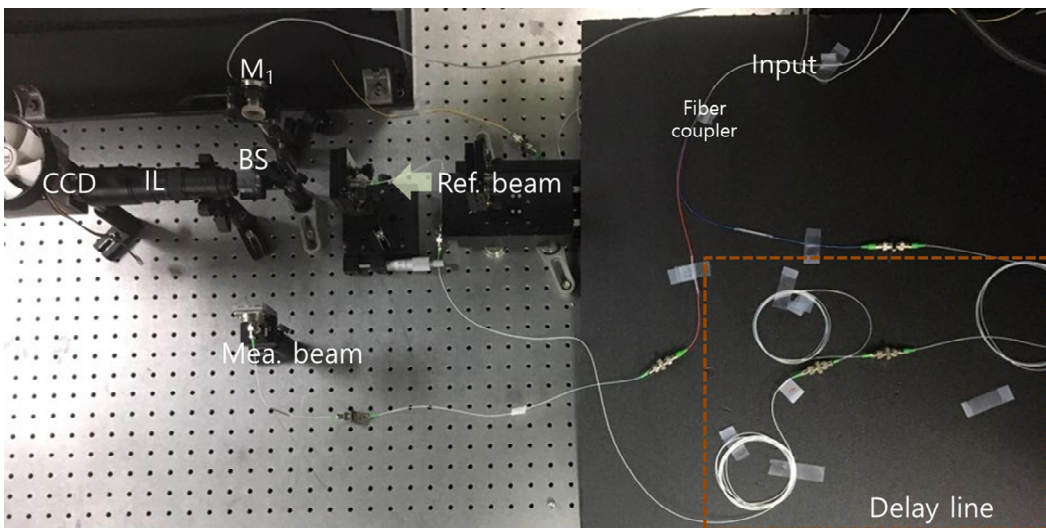


그림 3-22 불균일한 간섭계의 실제 광학 구성도

그림 3-23은 음향-광 변조기에 의해 펄스가 두 개씩 선택된 상황에서, 기준광과 측정광의 광경로 차이가 없을 때의 간섭무늬를 나타낸다. 이때 간섭무늬는 두 개의 펄스에 의한 간섭무늬와 원하지 않은 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬를 포함하고 있으며, 0.185 의 가시도를 확인하였다.

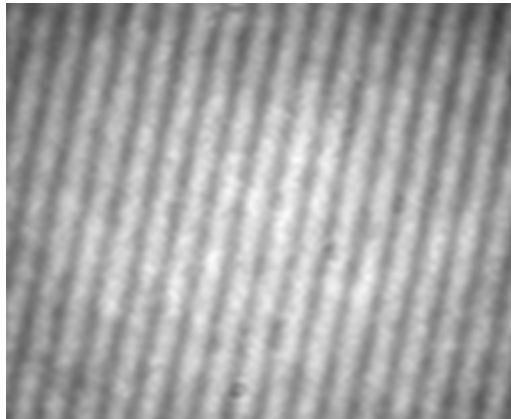


그림 3-23 기준광과 측정광의 광경로 차이가 없을 때의 간섭무늬

이후 기준광과 측정광의 광경로차가 펄스의 가간섭 길이보다 길어지게 되면, 그림 3-24와 같이 간섭무늬가 사라지는 것을 알 수 있다. 이는 펄스 간의 간섭이 일어나지 않는 동시에, 증폭된 자발 방출에 의한 광 역시 광경로차가 가간섭 길이 (coherence length)보다 길기 때문이다.

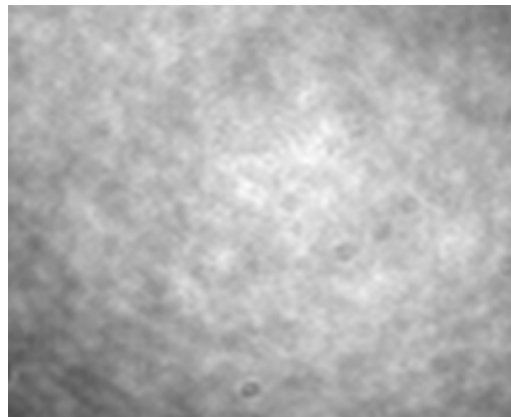


그림 3-24 기준광과 측정광의 광경로 차이가 2 m 에서의 간섭무늬

그림 3-25는 기준광과 측정광의 광경로 길이 차이를 펄스 간 간격에 해당하는 4.4 m 를 만들었을 때의 간섭무늬를 나타낸다. 이때, 증폭된 자발 방출에 의한 광은 가간섭 길이 보다 큰 광경로차에 의해 간섭되지 않는다. 따라서 그림 3-25에서의 간섭무늬

는 기준광의 두 번째 펄스와 측정광의 첫 번째 펄스에 의한 간섭무늬를 나타낸다. 하지만 식 (2.22)에서 알 수 있듯이 간섭과 관계없는 광강도의 추가로 인하여 배경광 (background light)이 커지는 효과가 발생하고, 이로 인해 간섭무늬의 가시도가 낮아지는 것을 확인하였다. 이때 불균일한 간섭계의 구성을 통한 단일 펄스 추출 시 가시도는 0.14 임을 확인하였다.

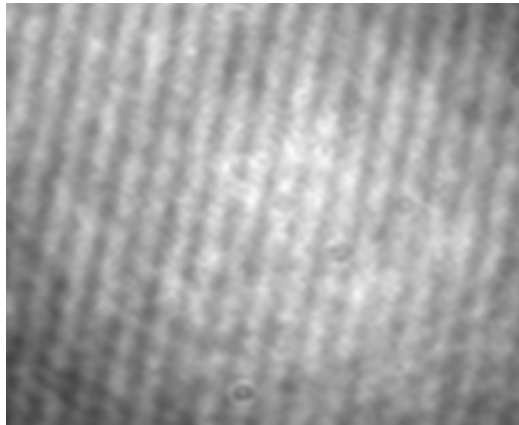


그림 3-25 기준광과 측정광의 광경로 차이가 4.4 m 에서의 간섭무늬

3. 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출

그림 3-26은 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출 방법의 실제 광학 구성도이다. 이차 조화파 생성을 위해서는 높은 출력을 필요로 하기 때문에, 광원으로는 출력 및 증폭 효율이 좋은 그림 3-27에서와 같은 이터븀 (ytterbium) 광섬유 레이저를 사용하였으며, 높은 출력을 위해 CPA (chirped pulse amplification) 방법을 추가하였다. 이러한 이터븀 펄스 레이저는 1030 nm 대역의 중심파장에서 40 nm 의 파장대역, 42 MHz 의 반복률과 100 fs 의 펄스 폭을 가지며, 최대 10 μ J 의 펄스 에너지를 생성할 수 있다. 먼저, 음향-광 변조기에 의해 펄스가 선택되고 이차 조화파 결정을 통과하면서 515 nm 의 파장대역의 이차 조화파가 생성이 된다. 이후 광 분할기에 의해 각각 기준광과 측정광으로 나뉘어지며 거울에 반사되어 광 분할기에서 결합되고 카메라로 입사한다. 카메라는 그림 3-28과 같이 이차 조화파를 검출하기 위해서 가시광선 대역에서 높은 양자효율을 가지는 CMOS (complementary metal-oxide semiconductor) 카메라를 사용하였다.



그림 3-26 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출 방법의 실제 광학 구성도

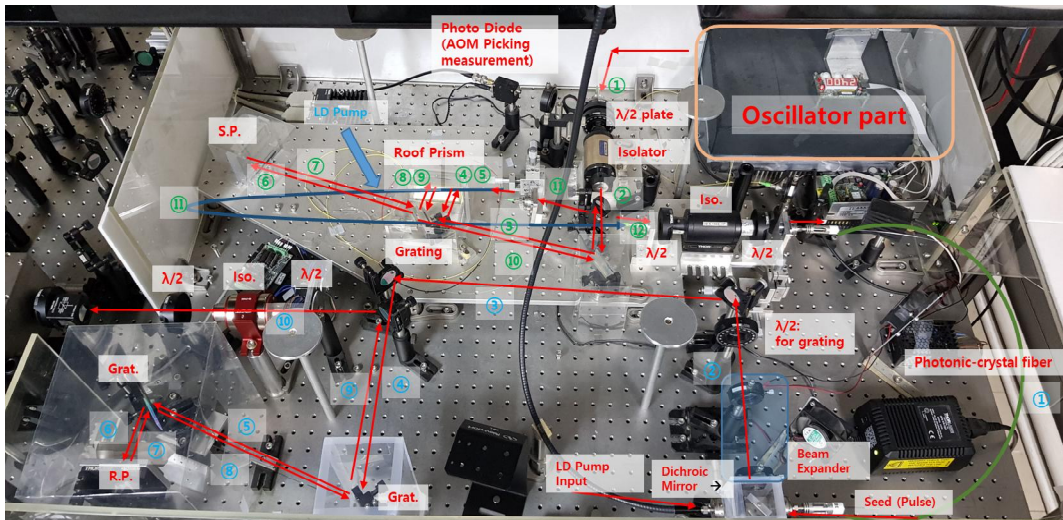


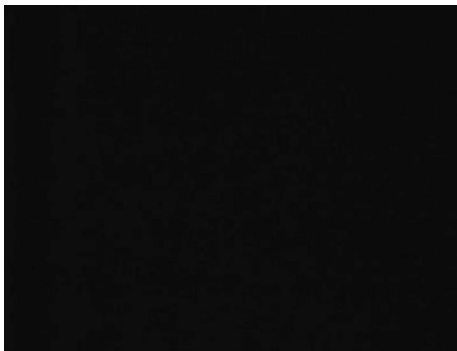
그림 3-27 이터븀 광섬유 레이저의 실제 광학 구성도



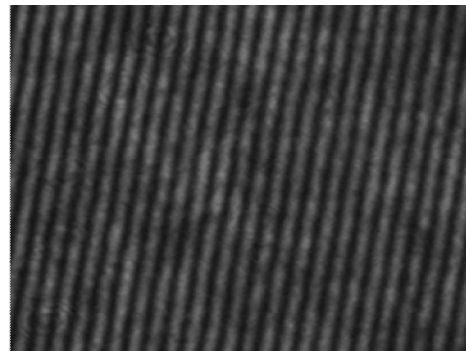
Speciification of CMOS camera	
Number of pixels	1392 × 1040
Pixel size	6.45 μm × 6.45 μm
Spectral range	400 nm - 700 nm
Frame rate	Up to 23 Hz @ full frame
Exposure time	0 - 1000 s in 1 ms increments

그림 3-28 Thorlab 사의 가시광선 대역의 CMOS 카메라

그림 3-29은 모드잠금된 레이저와 카메라의 동기화 상태에 따른 간섭무늬를 나타낸다. 이차 조화파의 변환 효율은 펄스의 침두 출력에 비례하기 때문에 침두 출력이 낮은 증폭된 자발 방출에 대해서는 이차 조화파가 생성되지 않으며, 또한 광주파수 필터에 의해 원래의 파장을 가지는 펄스는 차단되어 그림 3-29 (a)에서와 같이 모드잠금된 레이저와 카메라의 비동기화 상태에서는 어떤 배경광도 검출되지 않았다. 반면 그림 3-29 (b)와 같이 동기화 상태에서는 이차 조화파의 간섭에 의해 높은 가시도의 간섭무늬를 획득하였다. 이때 간섭무늬 가시도는 0.52 임을 확인하였다.



(a)



(b)

그림 3-29 카메라와 레이저의 동기화 상태에 따른 이미지; (a) 비동기화 (b) 동기화

3-2-2. 레이저 펄스에 의해 유도되는 열적 탄성과 관찰

모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 응용 예시로 높은 에너지를 가지는 레이저 펄스로 액체 내부에 조사하고, 그로 인해 발생하는 열적 탄성파를 관찰하였다. 이를 위해 증폭된 자발 방출에 의한 간섭무늬를 제거한 이차 조화파 기반 단일 펄스 추출 방법으로 시스템을 구성하였다. 그림 3-30은 실험을 위한 광학 구성 개략도와 실제로 구성된 모습을 나타내며, 실험은 펌프-프로브 (pump-probe) 방식으로 진행되었다. 광원으로서는 이터븀 광섬유 레이저를 사용하였고, 간섭계는 투과형 측정 대상에 적합한 마하젠더 (Mach-zehnder) 간섭계 형식으로 구성되었다. 먼저, 음향-광 변조기에 의해 펄스가 기존의 펄스 반복률인 42 MHz 에서 4 Hz로 펄스를 선택되었으며, 카메라와 동기화하였다. 이후 광 분할기에 의해 각각 펌프 펄스와 프로브 펄스로 나뉘어지고, 펌프 광은 렌즈에 의해 그림 3-31과 같이 구성된 액체 샘플에 조사되었다. 이때 조사된 펌프 펄스에 의해 액체 내부에서 빠른 주파수 특성의 열적 탄성파가 발생된다 [24-25]. 시편으로 사용된 액체는 보다 효율적인 열적 탄성파 발생을 위해, 물보다 열 팽창 계수 (thermal expansion coefficient)가 10배 큰 아세톤으로 설정하고 추가적으로 색소 (dye)를 첨가하였다. 한편, 프로브 광은 이차 조화파 결정을 통과하고 광학 지연 (optical delay)을 통해 간섭계로 입사하게 된다. 이러한 광학 지연은 펌프 펄스와 프로브 펄스의 시간차를 위해 적용되었으며, 이를 통해 시간에 따른 열적 탄성파의 진행을 관찰하였다. 또한 펌프 펄스와 프로브 펄스의 시간 지연을 정확하게 하기 위해, 균일한 교차 상관신호 (balanced cross correlator)를 이용하여 펌프 펄스와 프로브 펄스의 시간 지연을 0으로 조정하였다. 이와 더불어 간섭계에서 분산 효과를 제거하기 위해 프로브 펄스의 기준 경로에 시편과 동일한 샘플을 설치하였다. 열적 탄성파는 공간적으로 매우 좁은 영역에서 발생하여 전파하기 때문에, 공간 분해능 (spatial resolution)을 높이기 위해 그림 3-32와 같이 Mitutoyo 사의 20x 대물렌즈 (objective lens)를 사용하였다.

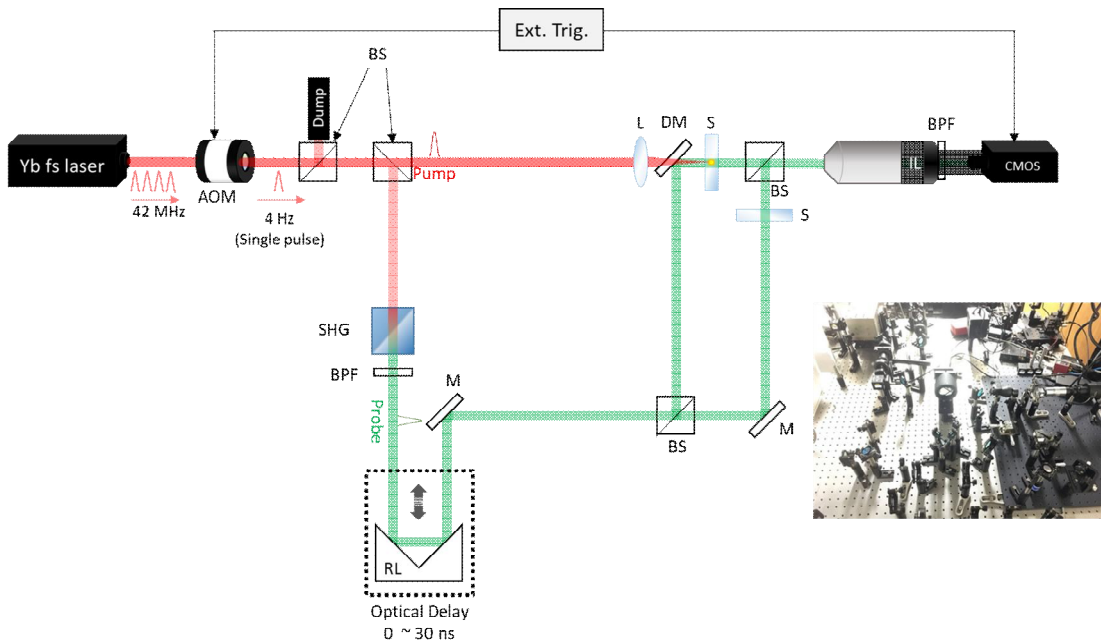


그림 3-30 열적 탄성과 측정을 위한 단일 펄스 간섭계의 광학 구성도

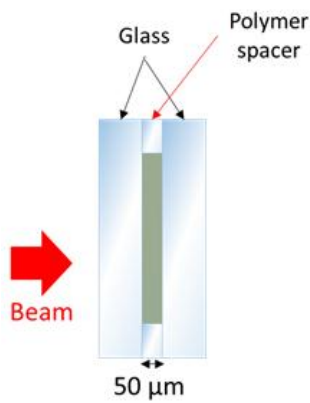


그림 3-31 액체 샘플 구성도



그림 3-32 x20 배율의 대물렌즈

실험은 광학 지연을 조절하면서 간섭무늬를 획득하는 과정으로 진행되었으며, 펄스 펄스와 프로브 펄스의 시간 지연이 각각 10, 30 ns 일 때, 액체 내부의 열 확산 및 열적 탄성파를 측정하였다. 그림 3-33은 펄스 펄스와 프로브 펄스의 시간 지연이 10 ns 일 때의 펄스 펄스에 의해 변화한 간섭무늬를 나타낸다. 이를 공간 변조 주파수 해석을 이용하여 분석하였으며, 결과적으로 그림 3-34와 같은 3차원 위상 변화 정보가 획득되었다. 그림 3-34에서와 같이 펄스 펄스에 의해 국부적으로 온도가 비선형적으로 급상승하여 굴절률이 변화하는 것을 확인하였고, 또한 이로 인해 링 형태의 열적 탄성파가 발생하여 진행하는 것을 확인하였다.

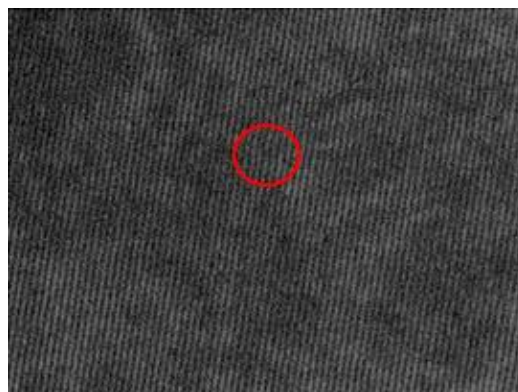


그림 3-33 10 ns 의 시간 지연에서 획득된 간섭무늬

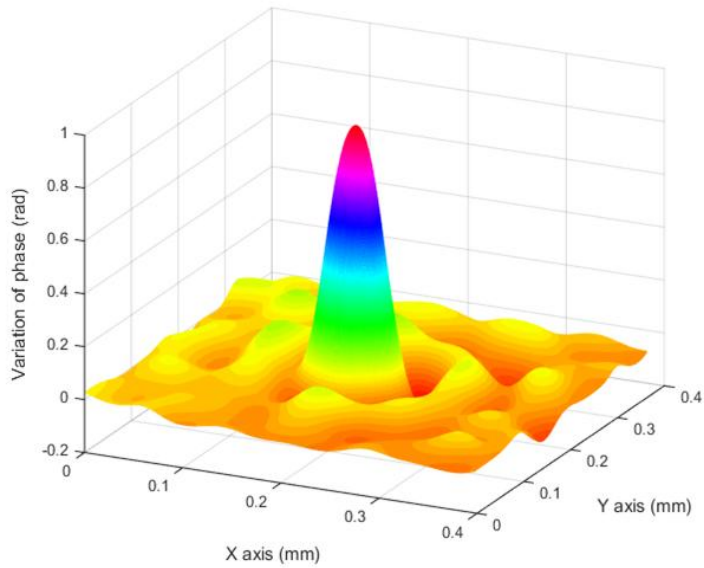


그림 3-34 10 ns 시간 지연에서의 위상 변화의 3차원 이미지

그림 3-35과 그림 3-36는 펌프 펄스와 프로브 펄스의 시간 지연 30 ns 일 때의 간섭 무늬와 이를 3차원 형상 복원한 결과를 나타낸다. 10 ns 의 시간 지연에서의 결과와 비교하여 중심부의 크기가 커진 것을 확인하였으며, 또한 링 형태의 열적 탄성파도 전파하는 것을 확인하였다.

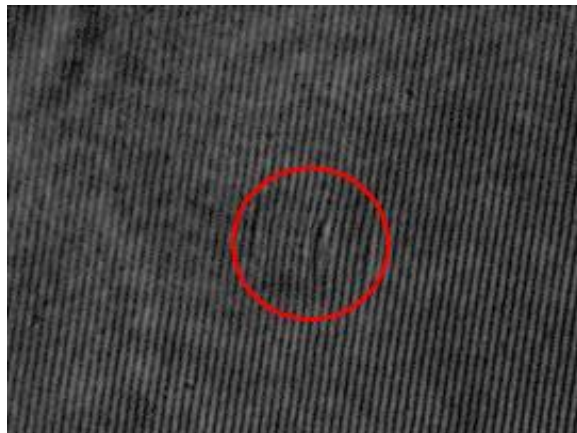


그림 3-35 30 ns 의 시간 지연에서 획득된 간섭무늬

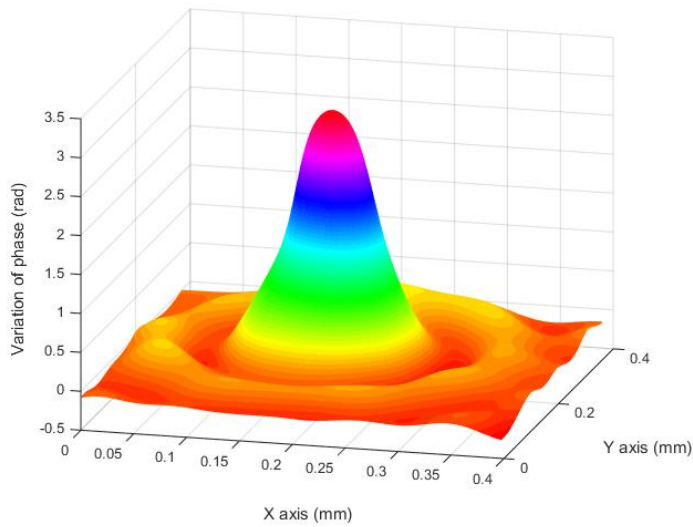


그림 3-36 30 ns 시간 지연에서의 위상 변화의 3차원 이미지

그림 3-37은 펌프 펄스와 프로브 펄스의 시간 지연이 10, 30 ns 일 때의 중심부의 y 축 단면도를 나타낸다. 국부적으로 굴절률이 낮아진 부분은 10 ns 일 때 30 μm 의 폭을 가지고 있지만, 30 ns 에서는 48 μm 로 증가하는 것을 확인하였다. 이는 액체의 열 확산이 일어난 것을 의미한다. 또한, 링 형태의 열적 탄성파가 전파하는 것을 확인하였으며, 그에 해당하는 링 형태의 위상 변화의 전파거리는 22.5 μm 로 측정되었다. 이때, 전파거리 (22.5 μm)와 시간 변화량 (20 ns)를 고려하면 열적 탄성파의 속도는 1125 m/s 로 계산되었다. 상온에서의 아세톤 음파 속도인 1170 m/s 와 비교하였을 때 매우 유사한 것을 확인하였으며, 또한 열적 탄성파의 주파수는 60 MHz 로 계산되었다.

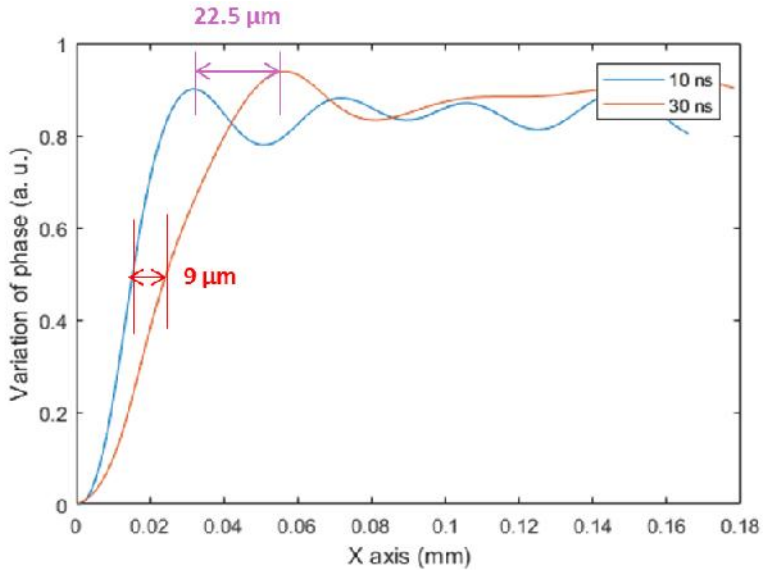


그림 3-37 시간 지연에 따른 위상 변화 단면도

제4장 고찰 및 논의

본 논문에서는 극초단 펄스 레이저를 이용하여 순간적인 3차원 광학 이미징이 가능한 단일 펄스 간섭계를 제안하고 이를 실험적으로 검증하였다. 극초단 펄스 레이저로서 Q-switched 레이저와 모드잠금된 레이저를 사용하였으며, Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 경우, 가변이 가능한 낮은 반복률을 특징으로 하기 때문에 추가적인 구성요소 없이 구성할 수 있음을 확인하였다. 반면, 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 경우, 높은 반복률로 인하여 필수적으로 펄스 선택 기술을 도입하였다. 하지만 실제로 펄스 선택 기술이 적용된 모드잠금된 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계에서 ASE에 의한 원하지 않은 간섭무늬가 확인되었고, 본 논문에서는 이를 제거하기 위해 시간 평균화, 불균일한 간섭계, 이차 조화파 생성을 이용한 방법들을 제시하였으며, 이를 간섭무늬의 가시도로서 비교하였다.

제1절 단일 펄스 추출 방법 비교

시간 평균화를 이용한 원하지 않은 간섭무늬 제거 방법은 간섭무늬 가시도가 15.38 % 감소하였지만 공간 변조 주파수 분석법을 활용하기에 충분한 가시도임을 확인하였다. 하지만 간섭무늬 가시도의 감소와 위상 변조 시에 추가적으로 발생하는 위상 변조항 ($2\pi f\tau_{Pulse}$)이 오차 요인으로 작용될 수 있으며, 위상 변조 주파수의 안정도 및 레이저의 펄스 폭의 안정도가 간섭계의 성능에 영향을 줄 것으로 판단된다.

불균일한 간섭계를 통한 원하지 않은 간섭무늬 제거 방법은 간섭무늬의 가시도가 24.32 % 감소하여 간섭계 응용에 한계를 가진다. 이러한 가시도 감소를 줄이기 위해서는 본 논문에서 제안하는 불균일한 간섭계와 달리, 펄스 선택 시 한 개의 펄스만을 선택하고, 간섭계 자체를 불균일하게 구성하면 배경광 (background light)을 줄일 수 있기 때문에 가시도의 감소를 줄일 수 있을 것으로 생각된다.

한편, 이차 조화파 생성을 통한 원하지 않은 간섭무늬 제거 방법은 간섭무늬 가시도의 변화가 없음을 확인하였고, 또한 가시광선 대역의 이차 조화파를 이용하기 때문에 가시광선 대역의 카메라를 사용할 수 있다는 장점이 있다.

제2절 시스템의 성능검증

본 논문에서는 극초단 펄스 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 높은 시간 분해능을 검증하였고, 또한 실제 60 MHz의 높은 주파수 특성을 가지는 열적 탄성파를 관찰하였다. 이러한 열적 탄성파는 기존의 시뮬레이션 혹은 1차원, 2차원 형태의 연구들과 비교함으로써 검증을 수행하였지만, 현재 시간 분해능을 검증하기 위한 표준 측정 대상이 존재하지 않기 때문에 정확한 시간 분해능에 대한 평가가 어렵다는 한계를 가지고 있다. 향후 시간 분해능을 평가 혹은 검증할 수 있는 공인된 표준 측정 대상을 통해 성능 검증을 수행한다면 이를 적용하여 정확한 시간 분해능을 측정할 수 있을 것으로 기대한다.

제3절 단일 펄스 간섭계의 frame rate

본 논문에서 제안하는 극초단 펄스 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계는 비록 이미지를 획득하는 노출 시간으로 정의되는 시간 분해능은 높게 가지고 갈 수 있지만, 획득하는 이미지들은 카메라의 frame rate에 의해 제한된다는 한계를 가지고 있다. 일반적인 카메라의 frame rate는 1 Hz ~ 10 kHz 수준이므로, 이로 인해, 높은 주파수 특성을 가지는 현상을 실시간으로 관찰하기에 어려움이 있다. 이를 극복하기 위해 본 논문에서는 펌프-프로브 방식을 적용하여 펌프 펄스와 프로브 펄스 간의 광학 지연 구간을 통해 시간적으로 주사 방식이 가능하게 하였다. 이러한 펌프-프로브 방식은 펌프 펄스와 프로브 펄스 간의 광학 지연 라인에서 고정밀 스테이지를 이용하게 되면 수 nm 로 정밀하게 주사할 수 있게 되고, 이는 10^{-17} 초의 시간 간격으로 이미지의 획득이 가능해진다. 하지만 이러한 펌프-프로브 방식은 반복적으로 일어나는 현상 혹은 하나의 이미지만을 요구하는 분야에서만 적용이 가능하다는 단점이 있다. 극초단 펄스 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계의 frame rate 한계를 극복하기 위해서는 시간 영역에서 나뉜 펄스들이 공간 영역에서도 분할되어 카메라로 입사됨과 동시에 시간 영역에서 나뉜 펄스들이 서로 다른 공간 변조 주파수를 가지고 있다면 비록 공간적으로 분할하여 카메라로 이미지를 획득하기 때문에 공간 측정 범위는 작아진다는 한계를 가지지만 수백 THz 수준의 frame rate 와 높은 시간 분해능을 획득할 수 있다고 판단된다. 수백 THz 수준의 frame rate를 가지는 3차원 광학 이미징은 빠른 역동성을 가지는 현상 측정뿐만 아니라 분광학에 적용하여 광주파수 영역을 공간 영역에 매칭함으로써, 단일

이미지로부터 물질의 에너지 준위, 구조, 전이 확률, 온도 등과 같은 특성에 대해 측정이 가능해질 것으로 판단된다.

제5장 결론

본 논문에서는 극초단 펄스 레이저를 이용하여 순간적인 3차원 광학 이미징이 가능한 단일 펄스 간섭계를 제안 및 검증하였다. 극초단 펄스 레이저와 카메라의 동기화로 단일 펄스만을 조명광으로 활용함으로써 높은 시간 분해능을 획득하였으며, 동시에 3차원 광학 이미징을 위해 공간 변조 주파수 분석법을 도입하였다. 5 ns의 펄스 폭을 가지는 Q-switched 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계와 연속파 광원을 광원으로 하는 간섭계를 비교함으로써, 극초단 펄스 레이저 기반 단일 펄스 간섭계의 성능을 검증하였다. 또한 보다 빠른 자연 현상의 이미징을 위해 모드잠금된 펄스 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계를 제안하였으며, 이를 통해 60 MHz의 주파수 특성을 가지는 열적 탄성파를 관찰하였다.

한편, 실제 모드잠금된 펄스 레이저 기반의 단일 펄스 간섭계를 구성함에 있어 발생하는 잡음에 의한 간섭무늬를 확인하였으며, 이에 대한 원인을 제시하고 검증하였다. 잡음에 의한 간섭무늬는 주로 ASE에 의한 영향으로 이를 제거하기 위해 다음과 같은 세 가지 방법을 제안하였고, 간섭무늬의 가시도로서 그 실험 결과를 비교하였다.

- 시간 평균화를 이용한 단일 펄스 추출 방법
- 불균일한 간섭계 구성을 통한 단일 펄스 추출 방법
- 이차 조화파 생성을 통한 단일 펄스 추출 방법

이 중에서 가장 성능이 우수한 이차 조화파 생성 기반의 단일 펄스 간섭계를 이용하여 높은 주파수 특성을 가지는 아세톤 내부에서 발생하는 열적 탄성파를 관찰하였다. 관찰을 위한 광학 구성은 마하젠더 간섭계로 구현하였으며, 전체 시스템은 펌프-프로브 방식으로 구성하였다. 1030 nm 대역의 펌프 펄스를 이용하여 시편에서 열적 탄성파를 생성하였으며, 515 nm 대역의 프로브 펄스를 이용하여 이를 관찰하였다. 또한 시간 변화에 따른 열적 탄성파를 관찰하기 위해 광학 지연 구간을 구성하였다. 실험 결과 펌프 펄스와 프로브 펄스가 각각 10 나노초와 30 나노초의 시간 지연을 가지고 있을 때의 각각의 열적 탄성파를 관찰할 수 있었으며, 시간 간격과 전파 거리를 이용하여 열적 탄성파의 속도를 계산한 결과, 상온에서의 아세톤의 음파 속도인 1170 m/s와 비슷한 1125 m/s를 획득하였다. 이때, 열적 탄성파의 주파수는 60 MHz로 계산되었

다. 이와 동시에 시편에서 발생하는 비교적 느린 열 확산도 관찰됨을 확인하였다.

본 논문에서 제안한 단일 펄스 간섭계는 높은 시간 분해능을 가지는 동시에 3차원 광학 이미징이 가능하기 때문에, 극초단 펄스의 성능 평가 및 실시간 모니터링/제어뿐만 아니라 빠른 역동성을 가지는 물리학 분야에서 메커니즘 규명과 같은 기초 연구에 적용할 수 있을 것으로 기대되며, 이로 인해 더 높고, 넓은 연구로 확장할 수 있는 계기가 될 것으로 판단된다.

【참고문헌】

- [1] S. Wei, S. Wu, I. Kao and F. P. Chiang, "Measurement of Wafer Surface Using Shadow Moiré Technique With Talbot Effect", J. Electron. Packag 120 (2), 166-170 (1998).
- [2] Y. G. Kim, Y. B. Seo and Ki-Nam Joo, "Low cost wafer metrology using a NIR low coherence inetrferometry", Opt. Express, 21 (11), 13648-13655 (2013).
- [3] N. Fang, H. Lee, C. Sun and Xiang Zhang, "Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens", Science, 308 (5721), 534-537 (2005).
- [4] M. J. Rust, M. Bates and Xiaowei Zhuang, "Sub-diffraction-limit imaging by stochastic optical reconstruction microscopy (STORM)", Nature Methods, 3, 793-796 (2006).
- [5] J. C. Hebden, R. A. Kruger, and K. S. Wong, "Time resolved imaging through a highly scattering medium", Appl. Opt., 30 (7), 788-794 (1991).
- [6] J. P. Connelly, S. W. Botchway, L. Kunz, D. Pattison, A. W. Parker and Alexander J. MacRobert, "Time-resolved fluorescence imaging of photosensitiser distributions in mammalian cells using a picosecond laser line-scanning microscope", Journal of Photochemistry and Photobiology, 142 (2-3), 169-175 (2001).
- [7] M. A. Handschy and Noel A. Clark, "Stroboscopic microscopy of fast electro optic switching in ferroelectric smectic C liquid crystals", Appl. Phys. Lett., 41 (1), 39-41 (1982).

- [8] 주기남, “절대거리 측정을 위한 펨토초 레이저를 이용한 분산 간섭계에 관한 연구”, 한국과학기술원 기계공학과 박사학위 논문 (2007).
- [9] K. -N. Joo, Y. Kim and S. -W. Kim, “Distance measurement by combined method based on a femtosecond pulse laser”, *Opt. Express*, 16 (24), 19799–19806 (2008).
- [10] Joo, W.-D., Kim, S., Park, J., Lee, K., Lee, J., Kim, S. Kim, Y. -J. Kim and S.-W. Kim, “Femtosecond laser pulses for fast 3-D surface profilometry of microelectronic step-structures”, *Opt. Express*, 21 (13), 15323–15334 (2013).
- [11] K. Lee, J. Lee, Y. -S. Jang, S. Han, H. Jang, Y. -J. Kim and S. -W. Kim, “Fourier-transform spectroscopy using an Er-doped fiber femtosecond laser by sweeping the pulse repetition rate”, *Scientific Reports*, 5, 15726 (2015).
- [12] S. Park, Y. Kim, J. You and S. -W. Kim, “Damage-free cutting of chemically strengthened glass by creation of sub-surface cracks using femtosecond laser pulses”, *CIRP. Annals. Manufacturing Techonology*, 66, 535–538 (2017).
- [13] Gao Yi, H. Lee, Jiao Jiannan, B. Chun, S. Han, H. Kim, Y. W. Kim, D. Kim, S. -W. Kim and Y. -J. Kim, “Nonlinear third harmonic generation at crystalline sapphires”, *Opt. Express*, 25 (21), 26002–26010 (2017).
- [14] Chun, B. J., Hyun, S., Kim, S., Kim, S.-W., and Kim, Y.-J., “Frequency-comb-referenced multi-channel fiber laser for DWDM communication”, *Opt. Express*, 21 (24), 29179–29185 (2013).
- [15] Guanming Lai and Toyohiko Yatagai, “Generalized phase-shifting interferometry”, *Journal of the Optical Society of America A*, 8 (5), 822–827 (1991).

- [16] J. Geng, "Method and apparatus for 3D imaging using light pattern having multiple sub-patterns," U.S. patent 6,700,669 (2004).
- [17] K. Creath, "Phase-measurement interferometry techniques," Progress in Optics, E. Wolf, ed., 26, 349-393 (1989).
- [18] Y. Sirel, "Phase stepping: a new self-calibrating algorithm", 32 (19), 3598-3600 (1993).
- [19] Chris L. Koliopoulos, ""Simultaneous phase-shift interferometer", Proc. SPIE 1531, Advanced Optical Manufacturing and Testing II, (1992).
- [20] M. Novak, J. Millerd, N. Brock, M. North-Morris, J. Hayes, and J. Wyant," Analysis of a micropolarizer array-based simultaneous phase-shifting interferometer", Applied Optics, 44 (32), 6861-6868 (2005).
- [21] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", 72 (1), 156-160 (1982).
- [22] Bahaa E. A. Saleh, "Fundamentals of Photonics" 2nd Ed., Wiley (2007)
- [23] C. Rulliere, "Femtosecond Laser Pulses", Springer (1998).
- [24] X.Wang and X. Xu, "Thermoelastic wave induced by pulsed laser heating", Appl. Phys. A, 73 (1), 107-114 (2000).
- [25] D. I. Kovsh, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Numerical modeling of thermal refraction in liquids in the transient regime", Opt. Express, 4 (8), 315-327 (1999).

이 력 서

성 명 : 김 대 희 (金 大 熙)

생 년 월 일 : 1992년 9월 19일(양력)

출 생 지 : 광 주

주 소 : 광주광역시 북구 용봉동 반룡로 57, 1315호

학 력

2008.3. - 2011.2. 국제고등학교 졸업

2011.3. - 2017.2. 조선대학교 광기술공학과 학사 졸업

2017.3. - 2019.2. 조선대학교 광기술공학과 석사 졸업

학위 논문

- [1]. “초고속 3차원 영상 획득을 위한 단일 펄스 간섭계 연구,” 석사학위논문, 조선대학교 (2019)

학술지 게재 논문

- [1]. **Kim Dae Hee**, Young Ho Yun and Ki-Nam Joo, "Optimal Dispersion Condition to Distinguish OPD Directions of Spectrally-Resolved Interferometry", Journal of the Korean Society of Precision Engineering, Vol. 34, No. 4, pp 259-264 (2017).
- [2]. **Kim Dae Hee**, Young Ho Yun and Ki-Nam Joo, "SPARSE (spatially phase-retarded spectroscopic ellipsometry) for real-time film analysis", Optics Letter, Vol. 42, No. 16, pp 3189-3192 (2017).
- [3]. **Kim Dae Hee**, Young Ho Yun and Ki-Nam Joo, "LASIE: Large Area Spectroscopic Imaging Ellipsometry for Characterizing Multi-Layered Film Structures", Int. J. Precis. Eng. Manuf., Vol. 19, No.8 (2018).

특허 등록 및 출원

- [1]. 간섭계와 타원계측기 기반의 박막 구조물 측정을 위한 광계측기
출원번호 : 10-2017-0107929 (2017).
- [2]. 타원계측기 기반의 다채널 광계측기
출원번호 : 10-2018-0035803 (2018).

국내·외 학회 발표

- [1] 김대회, 윤영호, 주기남, “방향 판별 분산간섭계의 최적 분산 연구,” 한국정밀공학회 춘계 학술발표회 (2016).
- [2] 김대회, 윤영호, 주기남, “Real-time spectroscopic ellipsometry using a Depolarizer,” 한국광학회 (2017).
- [3] 김대회, 윤영호, 주기남, “Real-time spectroscopic ellipsometry using a Depolarizer,” ASPEN (2017).
- [4] 김대회, Lu Yang, 박지용, 주기남, 김승우, “Instant 3D optical imaging by ultrashort pulses,” 한국정밀공학회 춘계 학술발표회 (2018).