



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](#)

博士學位論文

디버터영역 플라즈마 진단을 위한
레이리 및 톰슨 산란 연구

濟州大學校 大學院

에너지 工學科

梁 種 根

2020年 2月

디버터영역 플라즈마 진단을 위한 레일리 및 톰슨 산란 연구






指導教授 李 憲 周, 崔 秀 錫

梁 種 根

이 論文을 工學 博士學位 論文으로 提出함

2019年 12月

梁種根의 工學 博士學位 論文을 認准함

審査委員長	유 영 훈	
委 員	이 헌 주	
委 員	최 수 석	
委 員	정 경 재	
委 員	김 지 훈	

濟州大學校 大學院

2019年 12月

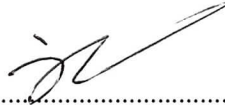
Rayleigh and Thomson scattering diagnostics for the plasma in Divertor region

Jong-Keun Yang
(Supervised by Professor Heon-Ju Lee and
Professor Sooseok Choi)

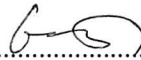
A thesis submitted in partial fulfillment of the requirement for
the degree of Doctor of Nuclear and Energy Engineering.

2019. 12.

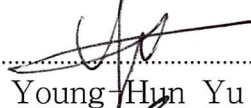
This thesis has been examined and approved.



.....
Thesis director, Heon-Ju Lee, Prof. of Nuclear and Energy Engineering



.....
Thesis director, Sooseok Choi, Prof. of Nuclear and Energy Engineering



.....
Young-Hun Yu



.....
Kyoung-Jae Chung



.....
Ji-hun Kim

(Name and signature)

Date 2019. 12.

Department of Nuclear & Energy Engineering
GRADUATE SCHOOL
JEJU NATIONAL UNIVERSITY

목 차

LIST OF FIGURES	iii
LIST OF TABLES	vii
LIST OF ACRONYMS	viii
SUMMARY	ix
I. 서 론	1
1. 연구 필요성	1
2. 연구 내용 및 목적	5
II. 이론적 배경	7
1. 광 진단	7
2. 레일리 산란	11
3. 회절격자 분광기	16
III. 실험장치 및 방법	25
1. 레일리 산란을 이용한 중성입자밀도	25
1) 실험장치	25
2) 실험방법	26
2. 틸트산란을 위한 회절격자 분광기	29
1) 실험장치	29
2) 실험방법	36
IV. 실험결과 및 분석	41
1. 레일리 산란을 이용한 중성입자밀도	41
1) 이론적 계산	41
2) 입사파장 선정	47
3) 입사파장 별, 레일리 산란 신호 측정	51
4) 레일리 산란 신호를 이용한 중성입자밀도 결과 분석	59

2. 톱슨산란진단용 회절격자 분광기	62
1) 분산부	63
2) 분광부	66
3) 측정부	82
4) 분광기 특성	89
 V. 결 론	 96
 참고문헌	 98
 요약문(ABSTRACT)	 109
 감사의 글	 111

LIST OF FIGURES

Ⅱ. 이론적 배경

Fig. 1-1-1-1 입자와 레이저가 상호작용한 부피: 산란확률 8

Fig. 1-1-1-2 맥스웰 전자 에너지 분포를 따르는 플라즈마의 비 간섭성 톰슨 스펙트럼
개략도 10

Fig. 2-1-1-1 질소의 레일리 및 라만분광 스케치 (입사파장=532 nm) 11

Fig. 2-2-1-1 Scattering geometry 14

Fig. 2-3-1-1 다른 분자 방향에 대한 전기장 E에서 이원자 분자의 유도 쌍극자 모멘트
P 개략도 14

Fig. 3-1-1-1 광의 분산을 이용한 분광기의 구성요소 18

Fig. 3-1-1-2 반사형 회절격자의 변수 19

Fig. 3-1-3-1 반사타입 회절격자 개략도 21

Ⅲ. 실험장치 및 방법

Fig. 1-2-1-1 플라즈마 방출 스펙트럼 측정용 실험장치 개략도 27

Fig. 1-2-2-1 RF CCP 플라즈마의 중성입자밀도 측정을 위한 실험장치 개략도 28

Fig. 2-1-1-1 톰슨산란분포: 전자온도 1 keV 30

Fig. 2-1-2-1 분광부 연구에 사용된 빔스플리터 방법 개략도:
a) 투과반사형, b) 반사형, c) 광섬유 31

Fig. 2-1-2-2 분광부 실험에 사용된 빔스플리터: a) 투과반사, b) 반사, c) 광섬유 31

Fig. 2-1-2-3 반사영역 제작에 사용한 마그네트론 스퍼터링 시스템 32

Fig. 2-1-2-4 투과 반사형 빔스플리터: AR코팅된 글라스에 부분적으로 실버코팅한 반사
영역과 투과영역 32

Fig. 2-1-2-5 반사형 빔스플리터: a) 설계도, b) 3 차원 모습, c) 실버미러를 부착한
실제 모습 33

Fig. 2-1-3-1 전원모듈 및 APD 연결용 pcb 설계도 34

Fig. 2-1-3-2 제작한 pcb를 적용한 전원장치	35
Fig. 2-2-2-1 300 grooves/mm 회절격자 및 반사형 빔스플리터 적용 분광기 개략도 ...	37
Fig. 2-2-3-1. APD 전원 모듈 동작 개략도	38
Fig. 2-2-3-2 DAQ 적용 APD 신호분석 시스템: a) 개략도, b) 실험세팅, c) DAQ	40

IV. 실험결과 및 분석

Fig. 1-1-1-1 파장가변형 레이저 파장 특성을 적용한 레일리산란 단면적	43
Fig. 1-1-2-1 OPO 레이저 수리 리포트: 레이저 파장 가변가능영역	45
Fig. 1-1-2-2 파장가변형 레이저 특성을 적용한 레일리산란 강도	45
Fig. 1-2-1-1 수소 플라즈마 생성 조건: 내부압력	47
Fig. 1-2-2-1 OES로 측정한 수소플라즈마(22 mTorr, 36 W)의 방출스펙트럼: a) 원본 데이터(검정: 100 msec, 적색: 500 msec), b) 7 point smoothing	48
Fig. 1-2-2-2 OES로 측정한 수소플라즈마의 발머계열: a) 410 nm, b) 434 nm, c) 486 nm, d) 656 nm	49
Fig. 1-3-1-1 플라즈마 없는 조건에서 얻은 압력대비 레일리 산란 신호/레이저출력: 532 nm	52
Fig. 1-3-1-2 플라즈마 없는 조건에서 Pref/Plaser 대비 중성입자밀도: 532 nm	52
Fig. 1-3-1-3 수소플라즈마조건에서 측정한 중성입자밀도: 입사파장 532 nm	54
Fig. 1-3-2-1 플라즈마 없는 조건에서 압력 대비 Pref/Plaser: 440 nm	56
Fig. 1-3-2-2 플라즈마 없는 조건에서 Pref/Plaser 대비 중성입자밀도: 440 nm	56
Fig. 3-3-3-3 수소플라즈마조건에서 측정한 중성입자밀도: 입사파장 440 nm	58
Fig. 3-3-3-4 Pref/Plaser 및 Pplasma/Plaser를 이용한 중성입자밀도 계산 결과 비교: 파장 440 nm	58
Fig. 2-1-1-1 톱슨산란 진단용 회절격자 분광기 개략도	62
Fig. 2-1-1-2 평행광 및 spherical mirror 적용 초점거리 계산식	63
Fig. 2-1-1-3 격자밀도 별, 형성되는 이미지 크기 (a=250 mm, b=1,016 mm, 미러 f=200 mm, 회절각 76 °)	65
Fig. 2-1-1-4 Spherical mirror와 1,200 grooves/mm 회절격자간의 거리가 210 mm 일 때, 분산된 파장 이미지 크기	65

Fig. 2-2-1-1 동일한 위치에서 빔스플리터 설치 전후 파장 및 강도 비교	67
Fig. 2-2-1-2 투과 반사형 빔스플리터로 구분한 파장:	
a) 투과영역: 996-1037 nm, b) 반사영역: 990-1050 nm	68
Fig. 2-2-2-1 반사형 빔스플리터의 미러 위치에서 파장변화	69
Fig. 2-2-2-2 파장영역을 가시광으로 선택하여 얻은 이미지	69
Fig. 2-2-2-3 Spherical mirror 초점거리 200 mm 일 때, 광섬유 직경 별 생성된 이미지	70
Fig. 2-2-2-4 Spherical mirror의 초점거리 별, 이미지 비교:	
a) 200 mm, b) 304.8 mm, c) 508 mm	71
Fig. 2-2-2-5 Spherical mirror 반사 후, 측정거리 별 0 % 강도 폭:	
초점거리에 따라 파장 폭이 달라짐을 알 수 있음	72
Fig. 2-2-2-6 반사형 빔스플리터로 구분한 파장영역 측정 결과	72
Fig. 2-2-2-7 슬릿설치 전후, 이미지 결과: 슬릿 사용 a) 전, b) 후	73
Fig. 2-2-2-8 Spherical mirror 반사 후, 측정거리 별 0 % 강도 폭:	
초점거리에 따라 파장폭이 달라짐을 알 수 있음	74
Fig. 2-2-2-9 슬릿 적용 후, 초점거리에서 이미지의 파장변화	75
Fig. 2-2-2-10 슬릿 적용 후, 반사형 빔스플리터를 이용한 채널 분리 결과	76
Fig. 2-2-2-11 OES integration time을 조절하여 측정한 채널 구분 결과:	
10 msec에서 100 msec	77
Fig. 2-2-3-1 실험결과를 바탕으로 설계한 분광기 개략도	78
Fig. 2-2-3-2 이미지크기와 광섬유코어위치에 따른 측정파장의 파형 비교	79
Fig. 2-2-3-3 실린더 렌즈 위치 별, 측정파장의 0 % 강도 길이 비교: a) 이미지가 맺힌 후, 재집광 결과, b) 이미지가 맺히기 전에 집광시킨 결과	80
Fig. 2-2-3-4 실린드릭 렌즈를 이용하여 집광시킨 파장이미지 측정 결과	81
Fig. 2-3-1-1. APD 전원 모듈 동작 개략도	82
Fig. 2-3-1-2 V_{gc} 전압에 따른 전원 모듈의 생성전압 테스트 결과:	
Si APD 용 (디바이더 내 R_1 , = 10 k Ω , R_2 = 10 k Ω)	84
Fig. 2-3-1-3 V_{gc} 전압에 따른 전원 모듈의 생성전압 테스트 결과:	
InGaAs APD 용 (디바이더 내 R_1 , = 10 k Ω , R_2 = 47 k Ω)	84
Fig. 2-3-2-1 ND 필터를 이용한 펄스당 침투출력 특성 파악 결과	85
Fig. 2-3-2-2 암실조건에서 APD에서 얻은 바이어스전압 V_{bias}	86

Fig. 2-3-2-3 DAQ로 측정된 펄스당 침투출력에 따른 APD 신호결과: a) 313 , b) 100, c) 31, d) 3 kW일 때, 측정된 전체 결과, e-h) 순서별 전체부분 중 일부	86
Fig. 2-3-2-4 펄스당 침투출력에 따른 APD 신호 변화: DAQ	87
Fig. 2-3-3-1 펄스에너지(OD 넘버) 별, APD 출력신호: a) 8 nsec , b) 50, c) 200 nsec	88
Fig. 2-4-1-1 텅스텐램프를 광원으로 이용한 각 채널의 파장 영역	90
Fig. 2-4-1-2 실험에 사용된 텅스텐 램프의 스펙트럼	91
Fig. 2-4-1-3 격자밀도 300 grooves/mm 회절격자의 절대효율(적외선 코팅)	91
Fig. 2-4-1-4 PMMA 타입 플라스틱 파이버의 투과율[17]	92
Fig. 2-4-1-5 PMMA 타입 플라스틱 파이버의 광손실[18]	92
Fig. 2-4-2-1 슬릿간격에 따른 이미지 특성 실험 장치 개략도	93
Fig. 2-4-2-2 슬릿간격 및 OES 이동거리가 2 mm 일 때, 파장특성 변화	94
Fig. 2-4-2-3 슬릿간격 및 OES 이동거리가 1 mm 일 때, 파장특성 변화	94
Fig. 2-4-2-4 집광시킨 각 채널에 해당하는 파장영역	95

LIST OF TABLES

1.2) 분광부

Table 2-1-2-1 Experimental condition 33

1.2) 레일리 산란강도

Table 1-1-2-1 레이저 파장별 출력 특성 46

3.1) 레일리산란 신호측정: 532 nm

Table 1-3-1-1 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 켜지 않은 조건 51

Table 1-3-1-2 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 조건 53

3.2) 레일리산란 신호측정: 440 nm

Table 3-3-3-1 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 켜지 않은 조건 55

Table 3-3-3-2 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 조건 57

3.2) 레이저 펄스첨두출력에 따른 APD 신호변화

Table 2-3-2-1 OD 넘버에 따른 펄스당 첨두출력 85

4.1) 회절격자분광기의 채널특성

Table 2-4-1-1 각 채널별 파장 영역 90

LIST OF ACRONYMS

ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor

SOL: Scape-Off Layer

PFCs: Plasma Facing Components

ELMs: Edge Localized Modes

LIF: Laser Induced Fluorescence

DTS: Divertor Thomson Scattering

CRM: Collisional Radiative-Model

UV: Ultra Violet

OPO: Optical Parametric Oscillator laser

CCP: Capacitively Coupled Plasma

EEPF: Electron Energy Probability Function

CCD: Charge-Coupled Device

iCCD: Intensified Charge- Coupled Device

SUMMARY

ITER is a scale-up equipment based on the results of several fusion research reactors around the world, such as KSTAR, DIII-D, NSTX, EAST, ASDEX. Including ITER and various researches, the tokamak is thought as main type of reactor for achieving the fusion reaction.

In order to achieve stable fusion, detailed diagnostic studies of the plasma state are necessary. To understand the plasma state more precisely, researchers are dividing the inside of the fusion reactor into CORE, EDGE, and DIVERTOR and diagnostic tools on each sectors are developed for many plasma composing components, such as ions, electrons, and neutral particles.

The poloidal magnetic diverters used are expected to be used in the future Tokamak fusion reactors, including ITER. In Tokamak with poloidal diverter, both a high-recycling regime of Divertor and the H-mode which improve core plasma confinement were found.

One of the main issues on divertor is the reduction of thermal flux (up to 10 MW). Plasma near the divertor is composed PFCs material, hydrogen atom and molecule etc (netural particles).

The main processes in divertor region of the radiative divertor are impurity radiation loss, the plasma-neutral interactions and the recombination of the plasma. When some conditions of the heat flux coming into SOL from core, the impurity radiation loss in the SOL and divertor regions and the upstream plasma parameters are satisfied, Ultimate detachment is possible. However, in H-mode the magnitude of the heat flux coming into SOL can change vary largely in time due to bursts of energy and particle loss from the core associated with excitation of ELMs driven by magnetohydrodynamics instabilities. ELMs can break the detached divertor by heat flux of come into

SOL. So, the control of ELMs is related to detached divertor stability.

Article by S.I. Krasheninikov [1], in low temperature plasma, the inequality of the effective ion-neutral drag force causes the reduction of the plasma flux to the divertor target and the plasma detachment occurs. However, both the impurity radiation loss and plasma recombination are responsible for the reduction of the plasma flux to the divertor targets, by ion-neutral interaction is crucial to balance the high pressure further upstream from the recycling region. Therefore, the physical effect of hydrogen neutral particle takes crucial role in recycling regime. The electron density, the electron temperature and hydrogen neutral density are important parameters in divertor diagnostics.

Thomson scattering is the only method to measure the absolute electron temperature and electron density both. LIF and DTS (Divertor Thomson scattering) are the method to measure the neutral density based on CRM(collisional radiative-model). However, Thomson scattering diagnostics is difficult to distinguish the signal from noise due to the low electron temperature in the Divertor, LIF introduced in ITER recently, is not easy to optimize the number of laser absorption wavelengths.

In order to identify the boundary conditions in the Divertor at low temperature, this thesis studied both the polychromator with the grating to measure the signal of Thomson scattering and the measurement of hydrogen neutral density using Rayleigh scattering with several wavelength of OPO laser (optical parametric oscillator laser).

Rayleigh scattering is the result of interaction between the incident light with specific wavelength and the particles of smaller size than the wavelength. Therefore this scattering is possible to measure the density of hydrogen atom which comes from the recombination of hydrogen ion and electron at low electron temperature condition in the Divertor. The cross-section of the scattering is inversely proportional to the square of the wavelength.

In this study, first we calculated the theoretical intensity and cross-section of Rayleigh scattering using both the emission spectrum of hydrogen CCP(capacitively coupled plasma) and the operating wavelength range of OPO laser to avoid the interference with Rayleigh scattering.

The output of Rayleigh scattering in UV range showed similar or stronger intensity despite the intensity of OPO (visible to NIR) output is up to 40 times weaker in theoretical calculation. Usually Rayleigh scattering is advantageous for short wavelengths. Rayleigh scattering can be stronger although the weak power of OPO laser at UV wavelength.

However, UV was not used in the experiment because it has higher energy (5.07 eV at 245 nm) than the binding energy (4.52 eV) of hydrogen molecules and the excitation energy (13.6, 3.4, 1.5 eV) of hydrogen atom. So, the wavelengths of 440, 532 nm were chosen to measure the neutral density of CCP type hydrogen plasma at 22 - 95 mTorr of pressure.

In the RF hydrogen neutral density CCP, the minimum hydrogen atom density, was calculated as $1.31 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ when Hydrogen neutral density was $7.29 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ at the pressure of 22 mTorr. This value is similar than neutral density of ITER divertor.

To use Thomson scattering diagnostics, it is required both a high-energy pulse laser and a polychromator to measure the wide wavelength range.

Polychromator is comprised of band-pass filter to separate the wavelength ranges, and APD to measure very weak signal of Thomson scattering. These filters have the fixed wavelength ranges. It is not suitable to detect wide range of electron temperature.

In this study, the polychromator with diffraction grating was developed in order to overcome the disadvantage of the fixed transmitting wavelength range. The polychromator using a diffraction grating, it is composed 3 major process: dispersion, separation and detection.

The main device of dispersion part is the 300 grooves/mm grating. it was

chosen by considering the size of optical component and polychromator.

Three methods have been studied to separate the dispersed wavelength image into several channels(the separation part). These are the beam splitter using reflection/transmission, the reflective beam splitter and the plastic fiber beam splitter. Among them, a plastic fiber beam splitter was used due to easy in focusing the image and efficiency of wavelength selection.

When the wavelength range was divided into 150 - 160 nm, 40 nm was overlapped. This value was obtained by installing a block. It is lower than the 100 nm overlap of wavelength before the block is installed. The low intensity peak was shown at 900 nm, which was caused by the material properties of the plastic optical fiber used for channel separation.

The detection part which measures the wavelength signal of each channel, is composed of APD, power supply and DAQ. This part can detect the integrated plasma emission spectrum of each channel using APD with signal sensitivity higher than CCD.

In conclusion, the plasma diagnostics using Rayleigh and Thomson scattering in ITER divertor was studied. the results are mention below:

First part, the effect of wavelength on Rayleigh scattering were studied in this thesis.

The hydrogen neutral density was measured by Rayleigh scattering using 440 and 532 nm. When comparing the two results, almost identical values were obtained. The usefulness of 440 nm, incident wavelength in Rayleigh scattering was confirmed environment for plasma diagnostics.

The density of hydrogen atom was obtained as $1.31 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ when $7.29 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ of neutral density at 22 mTorr by Rayleigh scattering.

Second part, Polychromator for Thomson scattering system has fabricated using the diffraction grating to overcome the disadvantage of fixed band-pass filter. By changing the wavelength range of channel, the details of electron temperature can be measured with the polychromator.

I. 서론

1. 연구 필요성

미래 에너지로 각광받고 있는 핵융합 에너지를 상업용으로 구축하기 위하여 전 세계적으로 KSTAR, DIII-D, NSTX, EAST, ASDEX 등의 핵융합로에서 다양한 연구가 이루어지고 있다. 또한 이들의 결과를 바탕으로 규모를 늘린 연구로인 ITER가 건설되고 있다. ITER를 비롯한 연구로들은 토카막 형태가 대세이다.

핵융합을 안정적으로 구현하기 위해서는 플라즈마 상태를 진단하는 연구가 필요하다. 따라서 전 세계 여러 연구로에서 노 내부를 플라즈마의 특성에 따라 CORE, EDGE, DIVERTOR 등으로 나누고 각 영역의 플라즈마를 구성하는 이온, 전자, 중성입자 등의 특성을 측정하고 진단하고 있다.

코어 영역은 일반적으로 핵융합반응이 발생하는 영역이고 에지는 코어영역의 바깥부분이며 이에 대한 정확한 정의는 없다. 에지 플라즈마는 separatrix 내부에서 '어느 곳'에서 시작하여 PFC까지 확장되는 경우가 종종 있다. separatrix 외부와 X-포인트 위의 영역을 일반적으로 scrap-off layer (SOL)라고하며 X-포인트 아래의 영역을 '디버터'라고 한다. 디버터 영역은 일반적으로 외부 및 내부 디버터로 세분화 된다. X-포인트와 디버터 타겟을 연결하는 separatrix 브랜치와 이들을 둘러싼 플라즈마를 함께 '디버터 레그 (divertor legs)'라고하며 이 브랜치가 타겟을 교차하는 지점을 '스트라이크 포인트 (strike point)'라고 한다. 미드플레인 주변 및 위의 SOL 영역을 일반적으로 '업스트림'영역이라고 한다.[1]

현재 디버터는 폴로이달 자장 디버터가 사용되고 있다. 그 이유는 토카막에서 자속표면은 자기장의 폴로이달 성분 B_p 에 의해 형성되며, 그 크기는 보통 토로이달 성분의 크기 B_t 보다 훨씬 작다. 따라서 폴로이달 자장만을 생성하는 토로이달 코일을 추가함으로써, 폐쇄형 및 개방형 자속표면을 분리하고 소위 폴로이달

자장 디버터를 생성하는 magnetic separatrix를 형성할 수 있다. 이러한 폴로이달 디버터는 현재 토카막에서 사용되고 있고 ITER를 포함한 미래의 토카막 핵융합로에 사용될 것으로 예상된다. 이러한 폴로이달 디버터가 있는 토카막에서는 코어플라즈마 자장 가둠이 개선된 H-모드와 디버터 영역의 high-recycling regime이 특징이다. H-모드는 자기적으로 한정된 플라즈마가 가열되고 임계가열출력을 초과한 상태이고 high-recycling regime은 디버터가 있는 토카막에서만 관찰되는 영역으로, 밀도가 높은 디버터 플라즈마를 말한다.

이러한 디버터 영역에서는 디버터 타겟으로 돌아가는 새롭게 생성된 중성입자의 이온화(디버터영역에서 발생하는 이온화)와 high-recycling regime (높은 밀도를 갖는 디버터 플라즈마)인 타겟 부근에서 중성입자화된 입자들이 배출되거나 내벽 표면으로 흡수된다.

이러한 현상은 ITER 디버터 타겟의 열부하 감소와 디버터 영역 플라즈마 물리 분야에 대한 이론과 실험 연구와 관련되어 있다. 재결합 시에 수소 이온당 13.6 eV의 잠재적 에너지 방출과 함께 디버터 표면에서 플라즈마 재결합과 관련된 에너지 플럭스는 허용 가능한 한계인 10 MW를 초과할 수 있다. 따라서 핵융합로에서 디버터 타겟에 대한 플라즈마 플럭스는 낮게 유지되어야 한다.

이에 따라 'H-모드'와 '분리된 디버터'는 ITER와 전 세계 연구로와 같은 자기핵융합 원자로의 주요 운영시나리오에서 고려되었다. 따라서 안전한 핵융합로 구동을 위해서는 분리된 디버터 영역 확립이 중요하다.

최근에는 '분리'의 의미가 다소 모호해져, 대부분의 열 플럭스가 불순물에 의해 방사되는 강한 방사성 디버터의 동의어로 사용되고 있다.

분리된 디버터 영역을 결정하는 주된 요인은 불순물 방사손실, 플라즈마-중성입자 간 상호작용 및 플라즈마의 재결합이다. 코어에서 SOL 플라즈마로 들어오는 열유속, SOL 및 디버터 영역의 불순물 방사손실 및 업스트림 플라즈마 변수에 의해 일부 특수조건이 충족되는 경우에만 완벽한 분리가 가능하다. 그러나 H-모드에서 SOL 플라즈마로 들어오는 열플럭스 Q_{SOZ} 는 자기 유체 역학적 불안정성에 의해 유발되는 edge localized modes (ELMs)와 관련된 코어에서 강력한 에너지 파열 및 입자 손실로 인해 시간에 따라 크게 변할 수 있다. 결과적으로, 강한

SOL 플라즈마로 들어오는 열플럭스는 분리된 플라즈마를 뚫고 ELMs이 발생하는 동안 디버터 타겟에 심각한 피해를 줄 수 있다. 미래의 원자로에서는 ELMs을 억제하기 위해 모든 것이 이루어질 것이지만, 아마도 모든 ELMs을 억제하는 것은 어려운 것이다. 따라서 현재 다양한 연구 분야에서 한 영역으로 분리된 디버터 플라즈마가 유지될 수 있는 ELMs의 최대 크기와 분리된 디버터 조건의 안정성이 있다.

S.I. Krasheninnikov[1], Divertor and edge plasma theory working group [2] 그리고 A. S. Kukushkin [3]의 발표에 따르면, high-recycling regime은 디버터 타겟으로 이동하는 큰 플라즈마 플럭스와 디버터 타겟 앞의 상대적으로 낮은 플라즈마 온도를 특징으로 하며, 이는 핵융합로 내부에 설치될 PFCs (plasma facing components) 표면에서 발생하는 물리적 스퍼터링 수율을 감소시킨다. 이 영역에 대한 연구는 열 플럭스와 플라즈마 입자 플럭스가 디버터 타겟으로 도달하기 전에 거의 분리되는 분리된 디버터 영역에 관한 것이다.

high-recycling regime에서 디버터 타겟 근처에서 발생하는 플라즈마 재순환은 디버터 타겟의 표면에서 플라즈마의 중성입자화, 생성된 중성입자의 이온화 그리고 이온화 과정을 유지하는데 필요한 출력을 제공하는 것이 포함된다.

타겟 표면에서 플라즈마로 들어오는 중성입자에는 디버터에서 반사된 중성입자 및 표면과 충돌한 중성입자화된 이온이 있다. 그리고 다른 하나는 여기되거나 열적증착과정 중, 타겟에서 방출되는 중성입자 물질이다. 디버터 타겟에서 반사된 중성입자는 충돌하는 이온의 플럭스와 관련되어 있으며 실질적으로 순간적으로 플라즈마로 되돌아온다. 그리고 대개, 디버터 타겟 표면에 충돌하는 모든 입자가 플라즈마 부피로 되돌아가는 것은 아니다. 이들 중 일부가 디버터 타겟 표면에 포획되고, 원하는 플라즈마 밀도 및 조성을 유지하기 위해서는 토카막으로 연속적인 중성입자 투입이 필요하다. 앞서 언급한 반사, 흡수 및 탈착 공정은 PFCs 재료 자체뿐만 아니라 플라즈마 중 (수소 동위원소 및 불순물 포함), 표면 형태 및 온도에 의한 재료의 포화도에 따라 달라진다. 이는 플라즈마와 물질 간 상호 작용에 의해 영향을 받을 수 있다. 다행스럽게도 많은 경우, 특히 정상 상태에서 플라즈마 재순환의 세부 사항을 무시할 수 있다. 그러나 폭발적인 ELMs 분석에는 중요할 수 있다.

앞서 언급 한 바와 같이, high-recycling regime을 결정하는 이유 중 하나는 자기장 라인을 따라 디버터 타겟으로 이동하는 '고속' 플라즈마 때문이다. 이 흐름이 디버터의 플라즈마 및 중성입자 재순환을 촉진하기 때문이다. 여기에서 중요한 것은 이온 전위와 전자플럭스의 균형을 유지하고 플라즈마 흐름을 유지하거나 플라즈마를 통한 전류의 연속성을 유지하기 위한 디버터 타겟 표면에 근접한 전위인 '쉬스'이다. 이는 Bohm 조건을 만족해야하며 쉬스 시작점에서 디버터 타겟으로 갈수록 전자온도가 감소하는 특징이 있다.

S.I. Krashennikov의 논문[1]에서는 낮은 플라즈마 온도의 경우, 디버터 타겟에서 플라즈마 플럭스 감소가 재순환 영역에서 불순물 radiation loss 및 플라즈마 재결합에 의한 것이라고 밝혔다. 따라서 재결합에 의해 생성된 수소원자는 디버터 타겟 인근에서 매우 중요한 역할을 한다고 발표했다. 이에 디버터 영역을 진단하기 위해서는 전자 밀도, 전자온도, 중성 입자밀도에 대한 정보가 매우 중요함을 알 수 있다.

2. 연구 내용 및 목적

디버터 영역을 진단하기 위해서는 반드시 전자온도, 전자밀도, 중성입자밀도를 측정해야한다.

현재, 전 세계 각 연구로에서는 디버터 영역을 진단하기 위하여 전자온도, 전자밀도, 중성입자밀도를 측정하기 위하여 여러 연구가 진행되고 있다. D.P. Stotler 등 [6]과 H. Reimerdes 등[8]의 발표에 따르면 TCV에서는 중성입자밀도를 측정하기 위하여 디버터를 2020년까지 업그레이드 계획하였으며 시뮬레이션을 통하여 $10^{16} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 으로 예측하였으며 실험을 위하여 업그레이드를 하고 있다. 그리고 NSTX에서는 mid-plane에서 중성입자밀도를 가시광 카메라와 DEGA2 코드를 이용하여 예측하고 측정하여 $10^{13} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 라고 발표하였다. 그리고 현재 디버터영역에 대하여 연구하고 있다. 이를 바탕으로 ITER 디버터 영역의 중성입자밀도는 1/5 - 1/3로 디버터 타겟 부근의 전자온도는 $\sim 1.0 \text{ eV}$ 까지 감소함을 예상되고 있다.

각 연구로에서 연구한 결과들을 바탕으로 ITER에서는 디버터영역을 진단하고자 전자온도와 밀도는 톰슨산란 진단계, 이온온도와 헬륨밀도는 레이저유도형광 (laser induced fluorescence, LIF)를 도입하기로 결정하였다.

디버터 영역의 높은 예상되는 헬륨밀도 $10^{17} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 와 이온온도를 측정하기 위해서 355 nm YAG 펄핑 dye 레이저를 이용하는 방향이 결정되었다. 그러나 line scanning에 필요한 흡수 스펙트럼의 수를 최적화하는데 어려움이 있다.

레일리산란은 입사광이 입사광의 파장보다 훨씬 작은 입자에 의한 산란이다. 이 레일리산란의 반응단면적($d\sigma_R/d\Omega$)은 아래 식과 같다.

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{4\pi^2}{\lambda_i^4} \left(\frac{\mu - 1}{n_\mu} \right)^2 (1 - \sin^2\theta \cos^2\phi) \quad 2-1-1-1$$

μ 는 굴절률이고, n_μ 는 굴절률 μ 를 갖는 기체 밀도이다. θ 는 산란각이고, ϕ 는 입사광의 편광각(polarization)이다. λ_i 는 입사광의 파장이다. 이 산란은 식에 나타났듯이 입사광의 파장에 4 제곱에 반비례하는 특징이 있다.

디버터 타겟 부근의 낮은 전자온도조건을 디버터 톱슨산란진단계로 진단하기 위하여 높은 펄스에너지를 갖는 레이저와 신호처리가 빠르고 신호감도가 좋은 분광기 등 S/N를 향상시키기 위한 다양한 연구가 진행되고 있다.

톱슨산란진단법과 같은 광 진단법을 이용하는 경우에는 플라즈마의 전자온도가 증가할수록 청색편이 증가와 스펙트럼이 넓어진다. 따라서 톱슨산란진단계를 구성하는 분광기에는 좁은 파장영역을 측정하는 모노크로미터와 신호 감도가 낮은 CCD를 이용한 분광기가 부적합하다. 이에 대부분의 연구로에서 톱슨산란진단계에는 측정파장범위는 넓고 신호감도가 높은 APD를 설치한 분광기를 사용하고 있다. 그러나 APD만 사용하면 어떠한 파장에 대한 신호강도인지 파악할 수 없기 때문에 주로 band-pass filter를 사용하여 APD로 입사하는 각 채널영역의 파장신호를 측정한다. 이러한 필터는 스펙트럼의 일부를 선별적으로 투과시키기 때문에 투과 파장범위가 고정되어있다. 또한 투과파장 외에 주변파장을 통과시켜서 채널과 채널이 겹치는 경우가 발생한다. 이에 다양한 전자온도와 세밀한 전자온도 측정에 어려움이 있다.

회절격자는 백색광을 회절시켜 스펙트럼을 만드는 장치이다. 그리고 회절격자밀도가 높은 경우에는 회절된 파장들 간 차가 작아 좁은 파장영역을 나누는데 이점이 있다.

본 연구에서는 ITER 디버터 플라즈마를 진단하기 위하여 측정할 변수인 전자온도, 전자밀도 그리고 중성입자밀도를 측정하기위한 진단법에 대하여 연구하였다. 중성입자밀도에서도 낮은 온도조건에서 수소의 재결합현상에 의한 수소 중성입자밀도에 대하여 연구하였다.

수소중성입자밀도를 측정하기 위하여 파장에 따른 레일리산란특성에 대하여 연구하였다. 그리고 전자온도와 전자밀도를 동시에 측정할 수 있는 톱슨산란진단법에서 사용되는 분광기에서 사용되는 band-pass filter의 한계를 극복하고자 회절격자 분광기를 구성하여 그 특성과 채널과 채널의 겹침 해결방법과 미세 전자온도 측정가능성에 대하여 연구하였다.

II. 이론적 배경

1. 광 진단

OES, LIF, bolometer, stark effects 튜브산란을 이용한 광 진단에는 레이저가 반드시 필요하다. Marcus van de Sande의 논문 [11]에 따르면 레이저를 이용한 산란은 플라즈마의 전자의 온도(T_e)와 밀도(n_e), 중성입자의 온도(T_n)와 밀도(n_n)정보를 제공한다. 이 방법은 탐침법과 비교하였을 때, 일반적으로 측정 장비에 의한 방해로 상대적으로 받지 않는다. 그리고 측정 결과를 해석함에 있어서 일반적인 조건 하에서는 비교적 간단하다. 이는 플라즈마 변수 또는 평형 이 탈에 대한 가정이 원칙적으로 필요하지 않기 때문이다.

1) Laser scattering

플라즈마로 레이저가 조사 될 때, 플라즈마 내의 전자는 레이저에 의해 생성된 전기장에서 진동한다. 이때 가속된 전자는 전자기복사 자체를 방사하며 이는 입사 방사선의 산란으로 해석 될 수 있다. 플라즈마에서 자유 전자에 의한 산란을 튜브 산란이라고 한다. 이것은 탄성적인 과정이다.

원자, 이온 및 분자를 둘러싼 전자구름에 의한 탄성산란을 레일리 산란이라고 한다. 또한, 분자에 의한 산란은 회전 또는 진동 전이를 유도 할 수 있다. 이 비탄성 산란 과정을 라만 산란이라고 한다.

일반적으로 방사선이 산란 부피를 통과하면, 이 때 산란강도 P_s 는 식1-1-1과 같다.

$$P_s = P_i \cdot n \cdot L_{\text{det}} \cdot \sigma, \quad 1-1-1$$

여기서 P_i 는 입사하는 방사선의 출력이다, n 은 산란된 입자 밀도, L_{det} 는 입사하는 방사선과 검출체적의 길이, σ 는 산란 반응 단면적이다. 검출체적에서 산란된 입자의 총 개수 N 은 nAL_{det} 이다. 산란확률 $nL_{det}\sigma$ 는 입자로 덮여있는 레이저 빔의 단면적 A 의 분율 $N\sigma/A$ 로 생각할 수 있지만, σ 는 반드시 입자의 물리적인 크기를 나타내지 않는다.

산란광의 주파수 ω_s 는 입사광의 주파수 ω_i 와 다를 수 있다. 빛의 산란에는 두 번의 도플러 편이가 관여한다. 입자가 속도 v 로 움직이면, 먼저 그 속도 때문에 $\omega_p = \omega_i - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}$ 의 주파수가 된다. 속도의 방향은 광원 방향의 성분이다. 관찰자는 입자의 속도 성분에서 관찰자의 방향으로 향하는 주파수 $\omega_s = \omega_p + \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{v}$ 를 측정한다. 여기서 \mathbf{k}_i 와 \mathbf{k}_s 는 각각 입사광과 산란광의 파동 벡터이다. 두 개의 도플러 시프트는 산란 벡터 \mathbf{k} 에 대한 입자 속도 v 의 방향에 따라 더해지거나 하거나 감소될 수 있다. \mathbf{k} 에 대한 정의는 식1-1-1-2와 같다.

$$\vec{k} \equiv \vec{k}_s - \vec{k}_i \quad 1-1-1-2$$

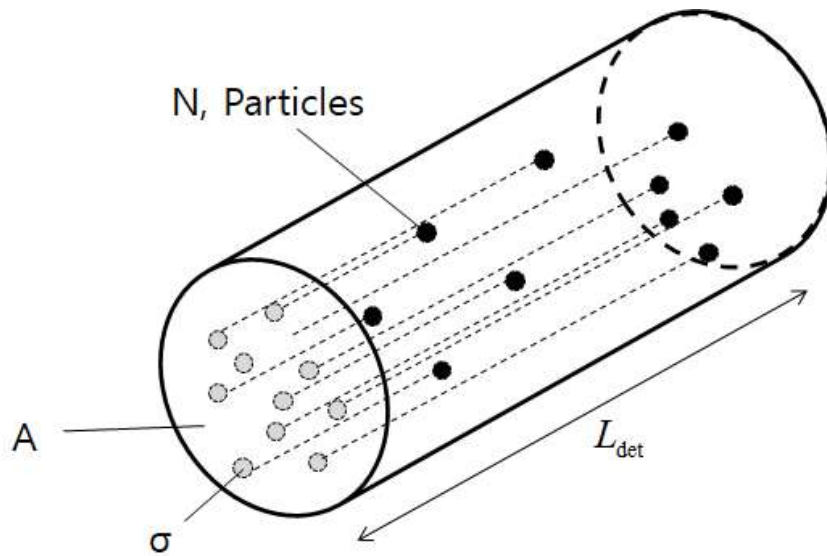


Fig. 1-1-1-1 입자와 레이저가 상호작용한 부피: 산란확률

따라서 산란된 파의 주파수 편이는 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$\Delta\omega \equiv \omega_s - \omega_i = \vec{k} \cdot \vec{v} \quad 1-1-1-3$$

이 편이는 산란 벡터 \mathbf{k} 와 산란 벡터의 길이방향의 입자 속도 성분에 비례하며, 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$k = |\vec{k}_s - \vec{k}_i| \approx 2k_i \sin(\theta/2) \quad 1-1-1-4$$

이것은 속도 $v \ll c$ 를 갖는 입자의 경우, $\mathbf{k}_s \approx \mathbf{k}_i$ 이기 때문이다. 산란각 θ 은 입사광과 산란광 사이의 각도이다. 도플러 시프트는 다음식과 같다.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_i} = 2 \sin(\theta/2) \cdot \frac{v_k}{c}, \quad 1-1-1-5$$

$v_k = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ 는 \mathbf{k} 방향의 \mathbf{v} 성분이다. 이 방정식은 인자 $2\sin(\theta/2)$ 을 제외하고 잘 알려진 도플러 공식 $\Delta\omega/\omega_i = v_k/c$ 와 유사하다. 이는 우리가 하나가 아닌 두 번의 연속적인 도플러 편이를 다루기 때문이다. 산란파가 특정한 위상 관계를 가지지 않는다면, 간섭 효과는 무시 될 수 있다.

이 경우, 식1-1-1-3에서 서로 다른 입자에 의해 산란되는 파동의 주파수 분포는 k 방향의 속도 분포와 직접적으로 관련이 있다. 따라서 레이저 산란은 플라즈마 내의 입자의 속도, 에너지 분포 및 산란 입자의 온도와 같은 이 분포와 관련된 파라미터를 측정하는 데 적합하다.

에너지 분포가 Maxwellian인 경우 그림과 같이 산란 스펙트럼은 가우스 형태를 가지며 폭은 온도의 제곱근에 비례한다.

산란 과정을 설명하기 위해 일반적으로 사용되는 표현식은 위 1절 식 1-1-1-1을 개선한 것으로 다음과 같다.

$$\frac{dP_s}{d\Omega_s} d\omega_s = P_i \cdot nL_{\text{det}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot S_k(\Delta\omega) d\omega_s, \quad 1-1-1-6$$

식 1-1-1-6에서 측정부의 입체각 $\Delta\Omega$ 과 미분 산란단면적 $d\sigma/d\Omega$ 은 식 1-1-1-1에서 산란단면적 σ 를 분리한 것이다. 이는 산란단면적 σ 이 산란방향에 의존하기 때문이다. 또한, 스펙트럼 분포 함수 $S_k(\Delta\omega)$ 는 산란 스펙트럼의 형상을 설명하기 위해 도입되었다.

$$\int_{-\infty}^{\infty} S_k(\Delta\omega) d\omega_s = 1 \quad 1-1-1-7$$

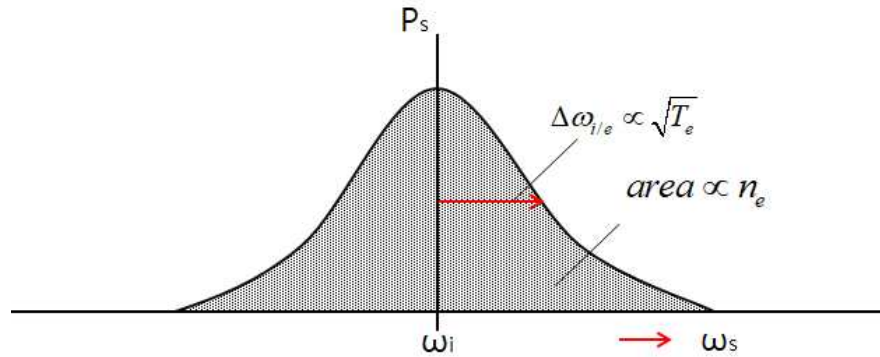


Fig. 1-1-1-2 맥스웰 전자 에너지 분포를 따르는 플라즈마의 비 간섭성 튜브 스펙트럼 개략도

산란 스펙트럼으로부터 절대 입자 밀도와 온도를 계산하기 위해서는 스펙트럼 분포함수와 입자속도 분포함수간의 관계와 산란단면적을 정확하게 알아야한다.

[11]

2. 레일리 산란

1) 레일리산란 및 산란단면적

자유 전자에 의한 산란 외에, 광자는 원자, 이온 및 분자 주변의 전자구름에 의하여 산란될 수 있다. 톰슨 산란과 마찬가지로 이 과정은 흔히 입자의 관점에서 가장 편리하게 논의된다. 그럼에도 불구하고, 산란강도의 전통적인 계산은 보통 전자기적 관점에서 이루어진다. 이러한 과정에서는 전기장(원자 또는 분자의 polarization)에서 전자구름의 움직임과 이 운동에 의해 생성된 전기장이 계산된다. 그리고 이 방법은 톰슨 산란과 유사한 방식으로 산란단면적을 결정하는데 사용될 수 있다. 이것은 입자의 polarizability와 직접 관련이 있다. polarizability에 대한 설명은 3판에서 다루었다. 이 polarizability와 마찬가지로, 이 원자, 이온 및 분자의 산란단면적은 톰슨 산란과는 달리 파장에 크게 의존한다. 이러한 산란에서 무거운 입자에 의한 광자의 탄성 산란을 레일리 산란이라고 한다.

플라즈마의 무거운 입자는 전자보다 훨씬 느리기 때문에, 산란된 레일리 광자는 중요한 도플러 편이가 나타나지 않는다. 그러므로 레일리 스펙트럼은 $\lambda = \lambda_i$ 에서 하나의 좁은 선으로 이루어져 있고, 주변의 라만 스펙트럼은 각기 다른 Ro-vibrational 천이에 해당하는 파장 변이에 의해 많은 수의 피크를 보여준다. 이것은 Fig. 2-1-1-1에 개략적으로 나타내었다.

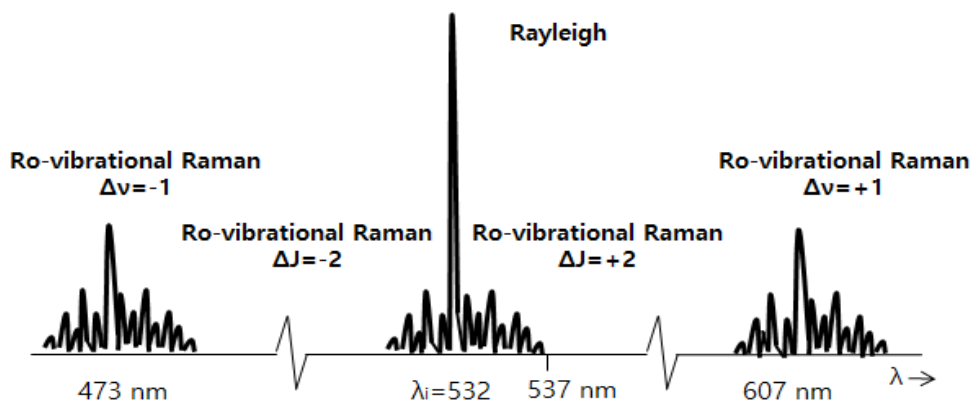


Fig. 2-1-1-1 질소의 레일리 및 라만분광 스케치 (입사파장=532 nm)

레이리산란은 주로 이온화 정도가 충분히 낮은 가스 또는 플라즈마의 중성 종에 의해 결정된다. 따라서 산란된 방사선은 일반적으로 incoherent하다. 중성입자에 의하여 산란된 방사선(예, acoustic wave)이 하전입자에 의하여 산란된 방사선(예, plasma wave)보다 강하다. 따라서 무거운 입자에 의한 산란의 경우 총 산란 출력은 개별 입자의 산란 계수의 합이다.

레이리산란은 다수의 플라즈마 파라미터를 측정하는데 사용될 수 있다. 우선, 플라즈마 내의 원자 및 분자 밀도가 산란강도로부터 추론 될 수 있다. 또한, 산란 입자의 온도는 원칙적으로 산란 스펙트럼의 선폭으로부터 결정될 수 있지만, 실험 장치의 스펙트럼 분해능은 보통 정확한 온도 측정을 위해서는 너무 낮다. 그러나 가스 또는 플라즈마의 압력이 알려진 경우 온도는 이상 기체 법칙 ($p = n_n k_B T_n$)을 통해 측정된 밀도로부터 유도될 수 있다. 여기서 n_n 및 T_n 는 가스 상태인 중성입자의 밀도와 온도이다. 다른 종들이 존재한다면 이것은 더 복잡할 수 있다. 레이리 산란 광자의 탈분극비(Depolarization ratio, ρ)는 분자와 원자(예, H_2 와 H)을 구별하여 분자 플라즈마의 해리도를 결정하는 방법을 제공한다. [11] R.F.G Meulenbroeks의 논문 [55]에 따르면 파장 532 nm, 온도 300 K 조건에서 수소분자의 레이리 산란 탈분극 비율은 2.3×10^{-3} 이며 플라즈마 조건에서는 여기된 원자가 발생하므로 이를 추가로 고려해야한다. 그러나 분자 및 그라운드 상태의 원자 수가 여기상태의 원자보다 $10^6 - 10^{10}$ 배 많아 무시하였다.

2) 원자의 레일리산란 반응 단면적

총 레일리 산란강도는 식 2-2-1-1과 유사하게 나타낼 수 있다.

$$P_{ray} = P_i \cdot n_n \cdot L_{det} \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad 2-2-1-1$$

P_i 는 파장을 갖는 광원의 강도, n_n 은 중성입자밀도, L_{det} 는 광원이 중성입자를 통과한 거리(상호작용한 거리), $\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$ 은 레일리산란 반응단면적, $d\Omega$ 은 레일리 산란광이 집광시스템과 맞닿는 면적이다. 원자 가스에 의한 레일리 산란에 대한 미분 산란 단면은 원자의 polarizability α 에 의해 결정된다.

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{\pi^2 \alpha^2}{\epsilon_0^2 \lambda_i^4} (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad 2-2-1-2$$

(미시적인) polarizability α 는 식 2-2-1-3과 같이 가스의 (거시적인) 굴절률 μ 로도 쓸 수 있는데,

$$\alpha = \frac{3\epsilon_0}{n_\mu} \cdot \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}, \quad 2-2-1-3$$

여기서 n_μ 는 굴절률 μ 을 갖는 가스의 밀도이다. $\mu-1$ 에 대해서 이것은 $\alpha \approx 2\epsilon_0 (\mu - 1)/n_\mu$ 로 근사 할 수 있으므로 원자에 대한 레일리산란 단면적은 식 2-2-1-4와 같다.

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{4\pi^2}{\lambda_i^4} \left(\frac{\mu - 1}{n_\mu} \right)^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad 2-2-1-4$$

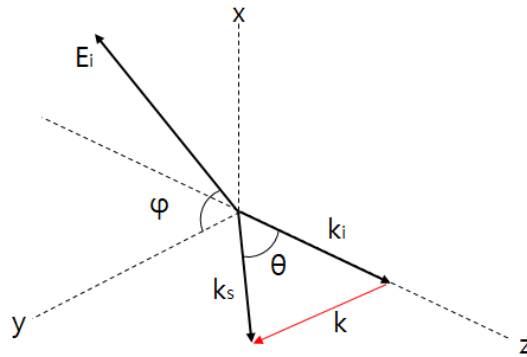


Fig. 2-2-1-1 Scattering geometry

3) The polarizability

특정 내부 구조를 갖는 분자는 일반적으로 인가된 전기장에 대해 상이한 방향에 대해 상이한 polarizability을 갖는다. 유도 쌍극자 모멘트의 방향은 Fig. 2-3-1-1 과 같이 전기장 방향과 다를 수 있다. 따라서 개별 분자의 경우 polarizability는 상수로만 기술되는 것이 아니라 텐서로 기술된다. 이 분자 polarizability 텐서는 분자의 방향에 의존한다. 실제로 많은 수의 무작위로 배향된 분자가 검사되기 때문에 가능한 모든 분자 배향에 대해 평균된 텐서가 사용된다. 이 텐서는 분자 polarizability α 와 분자 polarizability 텐서의 이방성에 의해서만 결정되며, 모든 분자 방향에 대해 동일하다. 따라서 분자에 의한 산란은 α 와 γ 의 관점에서 기술될 수 있다. 분자에 의한 레일리산란에 대한 단면적은 이 두 매개 변수에 의해 결정된다. [11]

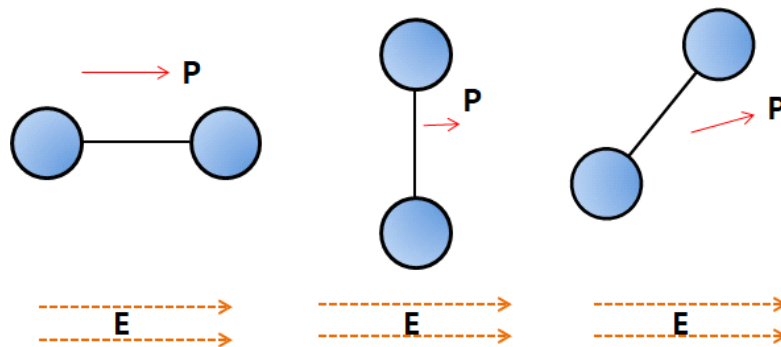


Fig. 2-3-1-1 다른 분자 방향에 대한 전기장 E에서 이원자 분자의 유도 쌍극자 모멘트 P 개략도

4) 분자의 레일리 산란단면적

분자에 의한 레일리 산란은 두 가지 기여로 구성된다. 즉, 식 2-4-1-1에 의해 주어진 평균 polarizability α 의 분극 기여도와 polarizability 이방성 γ 의 부분적으로 polarizability 기여도($\rho = 3/4$)로 구성된다. 후자의 기여는 모든 회전 “transition” $J \rightarrow J$ 의 합이다. 따라서 총 단면적은

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{R,\alpha}}{d\Omega} + \sum_J \frac{n_J}{n} \frac{d\sigma_{J \rightarrow J}}{d\Omega}, \quad 2-4-1-1$$

위 식에서 n_J/n 은 회전상태 J 인 분자의 분율이다. 단면적 $d\sigma_{J \rightarrow J}/d\Omega$ 는 각각의 transition에 대한 단면적이다. 이 단면적은 온도에 의존한다. [11]

3. 회절격자분광기

레이저를 이용한 산란은 플라즈마의 전자의 온도(T_e)와 밀도(n_e), 중성입자의 온도(T_n)와 밀도(n_n)정보를 제공한다. 이 방법은 탐침법과 비교하였을 때, 일반적으로 진단기기의 플라즈마 내부 삽입 등으로부터 자유롭다. 따라서 측정 결과를 해석함에 있어도 일반적인 조건 하에서는 비교적 간단하다. 플라즈마 변수 또는 평형 이탈에 대한 가정은 원칙적으로 필요하지 않으며 위에 언급한 플라즈마 변수들을 측정하고 다른 진단법의 결과를 검증함으로써 매우 유용한 방법이다.

레이저를 이용한 산란법중에서 대표적인 방법인 톱슨산란진단법은 절대적인 플라즈마의 전자온도와 전자밀도 측정이 동시에 가능하다. 이를 구현하기 위해서는 펄스 에너지와 반복율이 높은 레이저와 시간분해능이 좋은 분광기가 필수적이다.

이러한 분광기는 신호 측정을 위하여 주로 APD가 사용되고 있다. 그 이유는, 플라즈마는 각각의 전자온도마다 다른 파장범위와 스펙트럼을 갖기 때문이다. 특히, 전자온도가 증가하면 스펙트럼이 blue shift되고 넓어진다. 이러한 특성을 갖는 톱슨신호를 분석영역이 좁은 모노크로미터로 측정하는 것은 적절하지 않다. 이 외에 CCD나 iCCD는 넓은 파장 영역 진단이 가능하지만 신호감도가 낮아 산란단면적이 작은 톱슨신호를 얻기에는 부적합하다.

그럼에도 APD로는 어떠한 파장에 대한 신호인지는 알 수 없다. 따라서 대부분의 분광기는 band-pass filter를 사용하여 톱슨 신호의 넓은 파장영역을 구간별로 나누어 APD로 입사하는 파장들의 세기를 측정한다.

band-pass filter는 높은 투과도를 갖는 제품의 경우, 경제성이 낮다. 아울러 높은 투과율을 갖는다고 가정하더라도 100 % 차단이 어렵다. 뿐만 아니라 투과 가능한 파장이 고정되어 다양한 전자온도측정에는 부적합하다.

회절격자는 넓은 파장영역에 대하여 사용가능할 뿐만 아니라 평행광의 입사각도에 따라 회절되는 파장이 달라지므로 별다른 장치 교체 없이 다양한 전자온도를 갖는 플라즈마를 측정할 수 있다.

1) 분광기 기초이론

분산 광학 분광계(Fig. 3-1-1-1)를 구성하기 위해서는 어퍼처, 평행광 형성을 위한 집광부, 회절격자 또는 프리즘, 분산된 파장을 다시 집광시킬 집광부, 검출기로 총 5 개의 요소가 필요하다. 점광원에 근접한 입사광을 만들어 주는 입구 어퍼처는 슬릿, 핀홀 또는 광섬유의 끝을 사용한다. 어퍼처의 목적은 입사광의 공간 분포를 제한하고 시스템을 비추는데 필요한 광콘(입사광의 직경)을 정의한다. 드문 경우를 제외하고는 잘 작동하는 분광계의 기본 요구사항이다. 적절한 기능을 위해서는 조리개에 도달하는 빛이 깨끗한 빛의 원뿔 형태이어야 한다.

집광장치는 거울 또는 렌즈가 될 수 있다. 회절격자 및 프리즘은 평행광으로 조명될 경우에만 올바르게 작동하므로 빛이 분산 요소에 평행하게 입사되도록 한다.

모든 광학 장치들을 하나의 축을 기준으로 설치하여 평행광을 분산장치를 완전히 비추면 최적의 상태가 된다. 평행광은 분산장치를 거치면서 파장이 나열된 스펙트럼 형태로 변한다. 평행광을 구성하는 각 파장은 서로 다른 각도로 떨어지지만, 동일한 파장과 스펙트럼 순서의 모든 빛은 같은 각도로 회절된다.

특정 각도 범위에서 움직이는 분산된 광은 집광장치인 거울 또는 렌즈로 수집되어 출력 평면에서 스펙트럼으로 다시 집광시킨다. 출구 어퍼처로는 슬릿, 핀홀 또는 광섬유를 사용할 수 있다. 최적의 경우, 입구 어퍼처는 출력에서 다시 이미징된다. 또한 출력 평면에는 평행하게 도달하는 파장을 수집하는 영역 검출기가 장착될 수 있다.

광학 구성 요소가 완전 구형인 경우, 병렬 출력 신호의 초점은 집광 출력 요소의 출력 반경에 도달 할 것이다. 즉, 최종 이미지는 일직선형태가 아니라 곡선 형태로 집광될 것이다. 광학 구성 요소의 크기 W_i (직경), 광 경로 내의 각도 및 구성 요소의 품질은 집광된 이미지의 x/y 크기와 품질(해상도, 분해능 등)을 정의한다. Fig. 3-1-1-1은 설명을 쉽게 하기 위해 광의 이동경로를 보여준다. 실제로, 반사 회절격자 시스템은 투과하는 시스템 대신에 주로 사용되는데, 그 이유는 훨씬 넓은 범위의 사용, 더 많은 유연성을 제공하고 실험실에서 널리 사용되기 때문이다.

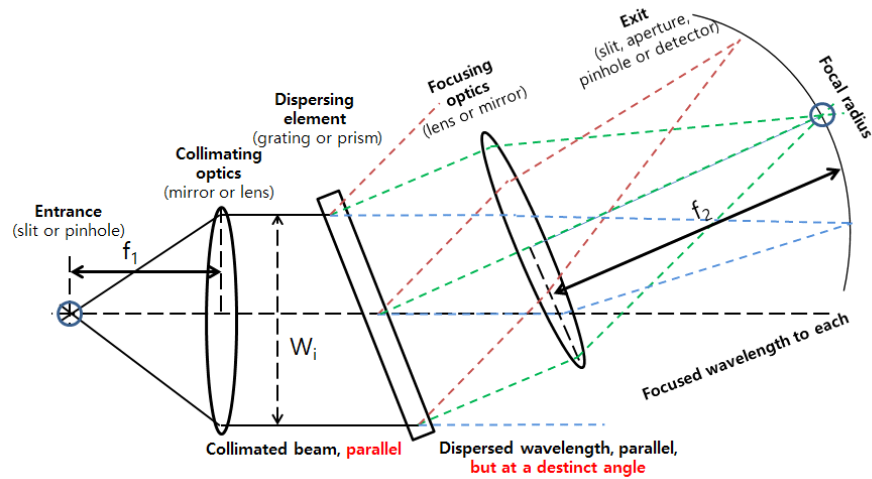


Fig. 3-1-1-1 광의 분산을 이용한 분광기의 구성요소

이러한 분광기의 구성요소에 대한 각각의 특성은 다음과 같다.

- 거울의 초점거리, 초점거리 f 가 길수록, 분산, 분광, 공간 및 이미지 전송 품질이 좋아진다. 하지만 일반적으로 광플럭스(light flux)는 낮아진다.
- 거울의 직경 : 거울의 직경이 클수록 가능한 광플럭스가 높아진다. 시스템 내부의 허용각이 증가함에 따라 시스템의 집광력이 증가하여 photographic system의 렌즈 지름과 비슷하다. 집광력은 $n = f / W_i$ 이며, 여기서 f 는 초점 거리이고, W_i 는 사용된 직경 (n 은 F-넘버 또는 조리개라고도 함)이다. 어퍼처 크기와 각도가 커질수록 전송 품질이 떨어진다.
- 회절격자의 그루브 / 라인 밀도 (mm^{-1}) : 밀도가 높을수록 분산 및 해상도가 높아지며, 회절격자의 작용각이 클수록 회절된 파장의 강도는 감소한다. 격자의 너비는 광학장치 너비와 사용할 작동각에 맞춰 조절되어야한다. 격자의 사용된 폭이 클수록 광속과 해상도가 좋아진다.
- 입구 및 출구 어퍼처(일반적으로 슬릿)의 크기: 슬릿이 넓을수록 빛이 더 많이 들어오지만 (빔 자체가 슬릿보다 작을 때 제외) 해상도는 낮다. 슬릿이 커질수록, 해상도 및 이미지 품질이 낮아지면서 광 플럭스가 양호해진다.
- 장치들의 기울어진 각도 : 각도가 좁을수록 기하학적 기능이 향상되고 부품수를 줄이거나 초점 거리를 늘린다.

격자의 주요 매개 변수와 상호 관련성에 대한 지식은 분광계의 기능에 미치는 분산 요소의 영향을 평가하는 데 필요하다. [81, 82, 83, 84]

1.1) 분산: 회절의 기초

분산 요소는 모든 분광계의 분산 및 분해능을 다루는 모든 방정식에서 중요한 역할을 하기 때문에 먼저 몇 가지 분산 방정식을 고려해야 한다. 회절격자를 이용하는 분광계의 경우, 회절격자가 광의 분산을 지배하므로 회절격자에 의한 광의 회절이 가장 중요하다. 이러한 회절은 일반적으로 식 3-1-1-1과 같이 회절방정식을 이용하여 계산한다.

$$m\lambda = d(\sin\alpha \pm \sin\beta) \quad 3-1-1-1$$

Fig. 3-1-1-2는 반사형 회절격자의 매개 변수들을 보여준다. N은 회절격자의 법선이며, 이는 회절격자의 표면에 수직인 축이며, 다른 모든 각도는 N을 기준으로 나타낸다.

여기서, m은 회절의 스펙트럼 차수이고, λ 은 파장이다. d는 격자간격으로 격자 밀도의 역수이다. 입사하는 광은 평행한 형태로 입사해야 한다. 이 때 입사각은 α 이고 회절되서 차수별로 분산되는 각도는 β 이다. 그리고 위 식에서 α 와 β 가 N의 같은면에 있다면 ($\alpha + \beta$)이지만 N이 α 와 β 사이에 있으면 ($\alpha - \beta$)이다. W는 회절격자의 직경이다 (W/d 는 사용 가능한 총 그루브 수와 같다).

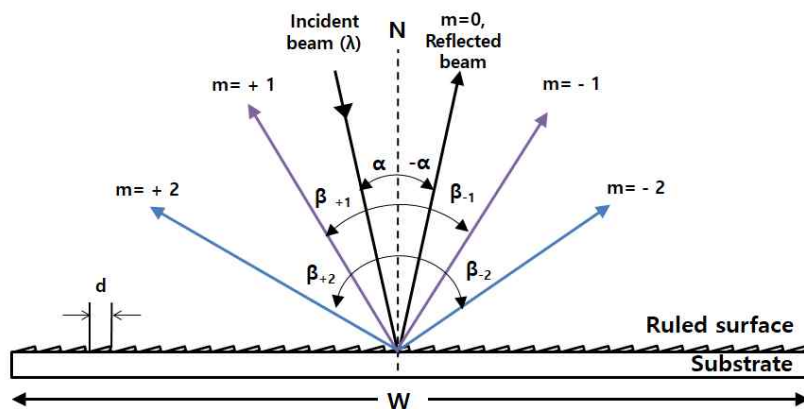


Fig. 3-1-1-2 반사형 회절격자의 변수

예를 들어 Fig. 3-1-1-2에서 입사하는 1000 nm의 파장이 평행광 형태로 1000 grooves/mm의 격자밀도를 갖는 회절격자에 20 ° 각도로 입사했다고 가정하자. 이 때 m = +1차가 회절되는 각도는 41 °이다.

$$1 \times 1 \mu m = 1 \mu m \times (0.259 + \sin\beta), \therefore \beta = 41^\circ \quad 3-1-1-2$$

만일, 입사하는 파장이 500 nm의 경우에도 m=+2차 회절각은 41 °로 같은 위치에 회절된다. 뿐만 아니라 반대방향 즉 m = -1, -2 차 회절된 파장인 314 nm, 157 nm도 동일한 회절각도를 가져 같은 위치에 회절된다. 즉, 특정위치에는 서로 다른 파장들이 각기 다른 회절차수로 회절 될 수 있다. 만일, 계산된 값이 음수로 구해진다면, 이는 틀린 값이 아니라 해당 파장이 반대방향으로 회절된 것이다. [81, 82, 83, 84]

1.2) 자유 스펙트럼 범위(Free Spectral Range, FSR)

식 3-1-2-1을 사용하면 자유 스펙트럼 범위(FSR)라고 하는 스펙트럼 오버레이 없이 사용할 수 있는 범위를 계산 할 수 있다.

$$FSR = \lambda/m \quad 3-1-2-1$$

보다 정확한 해석은 식3-1-2-2와 같다.

$$FSR = \lambda_2 - \lambda_1, \lambda_2 = \lambda_1 + (\lambda_1/m) \quad 3-1-2-2$$

여기서, λ_1 은 시스템에서 주목할 만한 광도를 갖는 가장 낮은 파장이고, λ_2 는 각 차수별 파장 겹침이 없는 가장 높은 파장이며, m은 사용된 스펙트럼 차수이다. 첫 번째 차수는 파장 신호가 필요하다.

FSR 또는 λ_2 가 초과되면 λ_1 이하가 차단된다. 그것은 λ_2 보다 높은 파장의 필터링을 필요로 하지 않는다. 모든 상위 차수는 두 파장 방향 (더 낮거나 높은)에서

FSR 외부의 파장을 필터링해야한다. [81, 82, 83, 84]

1.3) 회절격자의 분산: angular dispersion

회절방정식 $m\lambda = d(\sin\alpha \pm \sin\beta)$ 인 식 3-1-3-1에서 입사각 (α)은 일정하고, 회절 방정식을 미분하면 회절격자의 각도 분산이 주어진다.

$$\frac{\Delta\beta}{\Delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\beta} \quad 3-1-3-1$$

이 표현은 격자가 작동하는 방식을 이해하는 기본이다. 다시 분산에 대해서 살펴보면, 분산은

- 차수에 비례한다. 두 번째 순서는 첫 번째의 분산 값의 두 배다.
- 선 분리에 반비례하는 d ; 라인 수가 많을수록 분산이 커진다.

또한, 식 3-1-3-1에서 분모에서의 $\cos\beta$ 가 값을 가지면 임의의 차수로, 분산이 법선에서 최소일 것이지만, β 가 작은 상태로 유지되면, $\cos\beta$ 가 1에 가깝게 되고, 분산은 선형에 가까워질 것이다. 이는 회절격자의 장점이다. [81, 82, 83, 84]

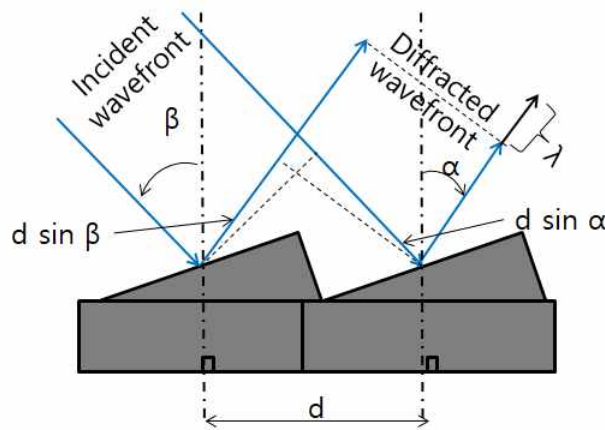


Fig. 3-1-3-1 반사타입 회절격자 개략도

1.4) 분해능 (Resolving power)

격자의 분해능 R 은 평균 파장 λ 의 인접한 스펙트럼선을 분리하는 능력의 척도이다. 일반적으로 무차원으로 표현된다.

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad 3-1-4-1$$

여기서 $\Delta\lambda$ 은 해상도의 한계이며, 구분할 수 있는 동일한 강도의 두 라인 (즉, 분리 $|\lambda_1 - \lambda_2| < \Delta\lambda$ 이 모호할 두 파장 λ_1 및 λ_2 의 피크) 사이의 파장 차이이다.

강한 세기를 갖는 하나의 파장이 두 개의 이웃하는 파장으로 구분하는데 사용한다. (즉, 개별 스펙트럼선으로 식별 가능).

평면 회절격자의 이론적인 분해능은 광학 교과서에 다음과 같이 주어진다.

$$R = mN \quad 3-1-4-2$$

여기서, m 은 회절 차수이고, N 은 회절격자의 표면에 조명된 홈들의 총수이다. 음의 차수 ($m < 0$)의 경우 R 의 절대 값이 고려된다.

R 에 대한보다 의미있는 표현은 식 3-1-4-3과 같다. 격자 방정식은 식 3-1-4-2에서 m 을 대체하기 위해 사용될 수 있다.

$$R = \frac{Nd(\sin\alpha + \sin\beta)}{\lambda} \quad 3-1-4-3$$

그루브 간격 d 가 회절격자의 표면에 걸쳐 균일하고, 회절기판이 평면인 경우, Nd 는 단순히 회절격자의 패선 폭 W 이므로 식 3-1-4-4로 표현할 수 있다.

$$R = \frac{W(\sin\alpha + \sin\beta)}{\lambda} \quad 3-1-4-4$$

식 3-1-1-9에서, 분해능 R 은 스펙트럼 차수 또는 그루브의 수에 의존하지 않고

패선 너비 W (Ruled width)와 입사각 및 회절각이 주요 변수이다. 이후 식 3-1-4-5의 조건에서

$$|\sin\alpha + \sin\beta| < 2 \quad 3-1-4-5$$

$$R_{\max} = \frac{2W}{\lambda} \quad 3-1-4-6$$

도달 가능한 최대 분해능은 식 3-1-4-6과 같다고 가정하면, 회절격자에서 회절된 파장들의 최대 위상 지연에 의해 결정되는 것으로 분해능을 고려하는 것이 유용하다.

회절격자의 맞은편에서 회절된 광들 사이에서 광학 경로 길이차를 측정하는 것으로 최대 phase retardation을 알 수 있다. 이 값을 회절광의 파장 λ 로 나눔으로써 분해능 R 을 얻는다.

이론적으로 분해능은 입사각, 회절각 뿐만 아니라 격자표면의 광학품질, 그루브 간격의 균일성, 시스템 내의 관련 광학장치의 품질 및 슬릿(또는 검출기 요소)의 폭에 의존한다. 평면(평면 격자의 경우) 또는 구(구면 격자의 경우)에서 $\lambda/10$ 보다 큰 회절 파면이 이탈하면 이미지 평면에서의 수차로 인해 분해능이 손실된다. 회절격자의 그루브 간격은 이론적인 성능이 요구되는 대표파장(average wavelength)의 약 1% 이내로 일정하게 유지되어야 한다. 슬릿 폭, 기류 및 진동과 같은 실험적 세부 사항은 최적의 결과를 얻는데 심각한 영향을 줄 수 있다.

실용적인 분해능은 광원에 의해 방출되는 스펙트럼선의 스펙트럼 폭에 의해 제한된다. 이러한 이유로 $R = 500,000$ 보다 큰 해상력을 갖는 시스템은 스펙트럼선 모양, 지만 효과 및 라인 시프트의 연구를 제외하고 일반적으로 필요하지 않으며 개별 스펙트럼선을 분리하는 데 필요하지 않다.

분해능을 해결하는 편리한 방법은 $\lambda = 546.1 \text{ nm}$ 에서 수은 방출선의 동위원소 구조를 측정하는 것이다. 분해능을 해결하기 위한 또 다른 테스트는 싱글 모드 레이저가 광원으로 사용될 때 분광기 또는 스캐닝 분광기에서 생성된 라인 프로파

일을 검사하는 것이다. FWHM에서의 전체 폭은 $\Delta\lambda$ 에 대한 기준으로 사용될 수 있다.

불행하게도, 분해능 측정은 입구와 출구 슬릿 및 보조 렌즈와 미러들의 위치와 크기를 비롯한 여러 요소의 품질을 포함하여 시스템의 모든 광학 요소의 뒤엎힌 결과이다. 분해능 측정에서 이들의 영향은 회절격자도 포함한다. [81, 82, 83, 84]

Ⅲ. 실험장치 및 방법

1. 레일리 산란을 이용한 중성입자밀도

플라즈마의 중성입자밀도를 측정하기 위해서는 플라즈마 방출 스펙트럼과 다른 파장을 갖는 레이저를 산란 광원으로 사용해야한다. 따라서 플라즈마 방출스펙트럼을 확인하기 위하여 다음과 같이 실험장치를 사용하였다.

ITER는 이중수소와 삼중수소를 연료로 사용하는 수소 플라즈마를 사용한다. 따라서 유사조건을 만들기 위해서는 위 가스를 사용해야한다. 그러나 이중수소와 삼중수소는 방사성 동위원소로 취급에 어려움이 있다. 본 연구에서는 일반 고순도 수소가스와 헬륨가스를 이용하여 플라즈마를 발생시키고, 헬륨가스 주입량을 조절하여 수소 플라즈마를 발생시킨 뒤에 플라즈마 특성을 측정하였다.

1) 실험 장치

레이리산란을 이용하여 플라즈마의 중성입자밀도를 측정하기 위해서는 레이저를 포함한 광원부, 플라즈마 발생부, 레일리 신호 측정부로 구성된 실험장치가 필요하다.

광원부는 다양한 파장을 생성할 수 있고 반복율이 10 Hz, 210 - 2000 nm까지 파장을 선택 할 수 있는 OPO레이저(Vibrant 355HE)를 바탕으로 수평으로 편광된 레이저를 수직 편광시키기 위하여 변환기, 광원의 세기를 측정하기 위한 빔샘플러와 레이저 파워미터(843-R, UP19K-30H), 단위면적당 출력을 늘리기 위한 초점거리 150 mm인 렌즈 그리고 챔버 통과 후, 레이저를 제거할 빔덤프로 구성했다.

플라즈마 발생부는 가스 주입 및 내부 압력조절을 위한 MFC, 로터리펌프(KODIVAC 550), 터보 펌프(Turbovac 361), 진공계이저를 기본으로 구성했다. 그리고 낮은 온도의 플라즈마를 발생시키기 위하여 RF CCP 타입의 전극을 만들

어 플라즈마 발생장치를 제작하였다. 이를 구동시키기 위하여 13.56 MHz RF CCP 타입 전원공급장치(YSE-15SH), matcher(AMN-120)를 사용하여 실험장치를 구성하였다.

신호 측정부는 목적에 따라 2 가지 방법을 이용하였다. 첫 번째로 플라즈마 방출 스펙트럼을 측정하기 위해서 OCEAN OPTICS사의 OES(HR 2000)를 사용했다. 두 번째 레일리 신호를 측정하기 위해서는 광섬유와, 모노크로미터(McPherson 207), PMT(H9305-04)를 사용하였다. 그리고 공통적으로 자외선과 가시광 영역에서 투과율이 높은 렌즈 2개를 사용했다. 미광을 줄이기 위하여 사이즈 조절 가능한 stopper를 사용했다. 실험에 사용된 모든 장치는 그림과 같이 설치하여 진행하였다.

2) 실험 방법

2.1) 입사파장 선정

레이리산란 신호 분석 시, 플라즈마 방출 스펙트럼에 대한 영향을 고려하지 않기 위해서는 플라즈마방출스펙트럼에 입사파장이 포함되어서는 안 된다.

따라서 수소플라즈마 방출스펙트럼에 포함되지 않는 입사파장에 대하여 연구하고자 플라즈마 방출 스펙트럼을 이론적으로 계산하고 측정하였다..

압력조건을 10^{-6} torr까지 유지시키고 헬륨을 400 sccm 주입하여 플라즈마를 발생시켰다. 이후 수소 100 sccm을 주입하여 헬륨-수소플라즈마를 발생시키고 헬륨가스 주입을 멈추어 수소 플라즈마를 발생시켰다. 이후 수소가스 주입량과 벨브를 이용하여 내부 압력을 바꾸어 OES로 플라즈마 방출 스펙트럼을 측정하였다. (Fig. 1-2-1-1)

2.2) 중성입자밀도 측정

앞선 RF CCP 특성 측정 실험과 동일하게 플라즈마를 발생시키고 플라즈마 방출 스펙트럼과 레이저 조건을 고려한 파장을 이용하여 중성입자밀도를 측정하였다. (Fig. 1-2-2-1)

과장마다 집광 거리가 다르기 때문에 렌즈 집광 위치를 챔버 중심에서 각각 집광 거리를 조절하여 실험을 수행하였다. (과장 440 nm, 532 nm의 집광거리는 각각 137.5 mm, 147.5 mm이며 두 과장을 선택한 이유는 2 절 입사과장 선정에 타냈다.)

신호측정에는 40 초 동안 400 개의 펄스를 오실로스코프로 측정하였다. 그리고 파워미터로 오실로스코프에서 측정하는 동안 동시에 레이저의 평균출력을 측정하여 레일리산란 신호를 계상하는데 사용하였다.

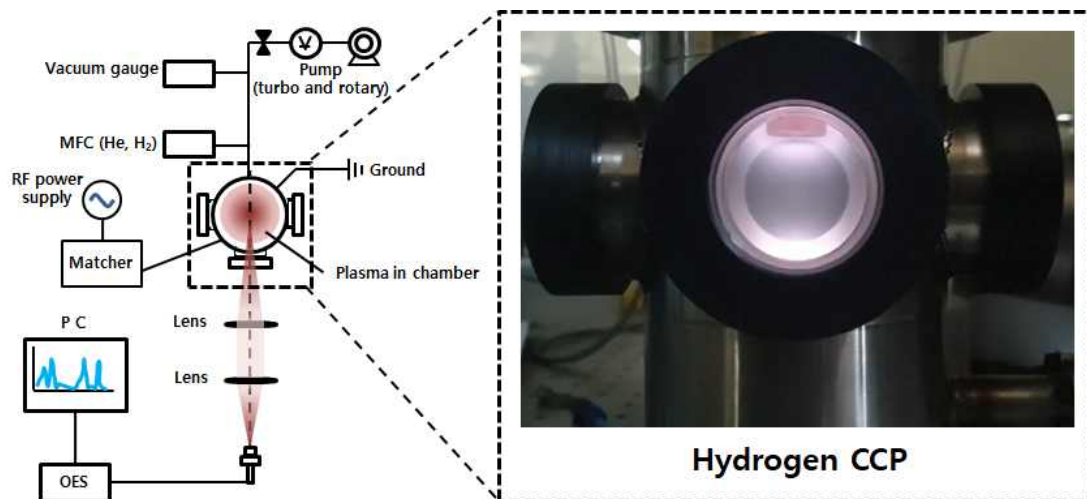


Fig. 1-2-1-1 플라즈마 방출 스펙트럼 측정용 실험장치 개략도

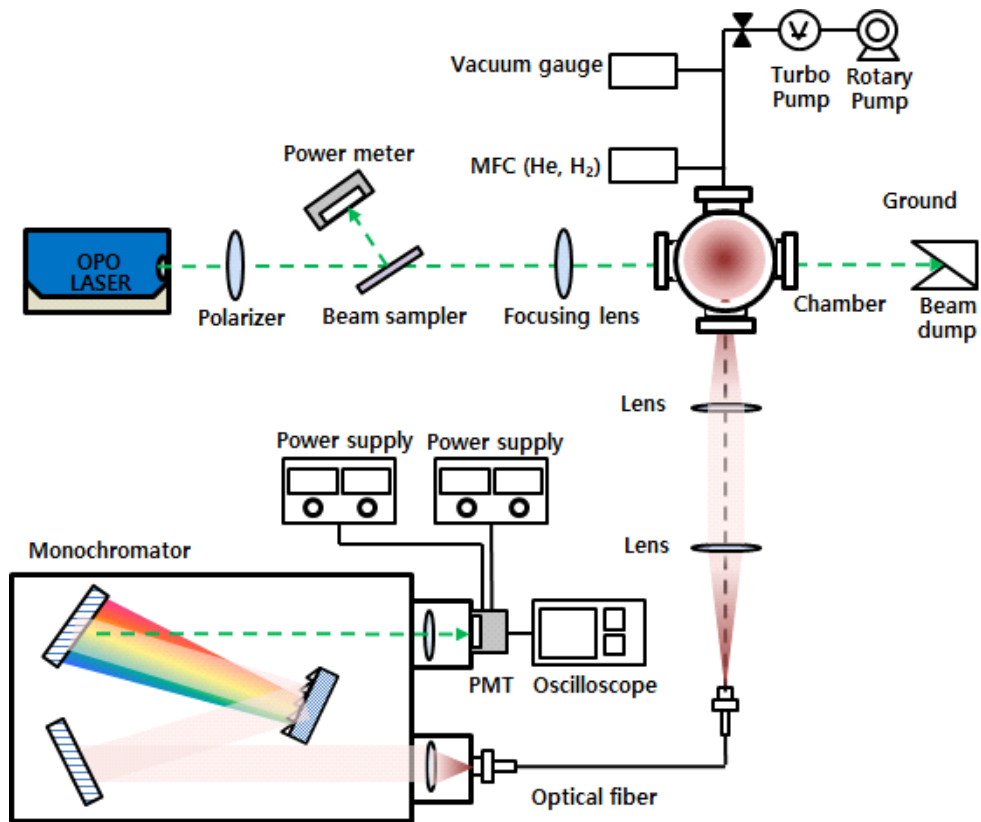


Fig. 1-2-2-1 RF CCP 플라즈마의 중성입자밀도 측정을 위한 실험장치 개략도

2. 틸트산란진단용 회절격자분광기

다양한 전자온도에 해당하는 파장범위를 진단하고 세밀한 전자온도측정을 위하여 회절격자를 이용한 분광기에 대하여 연구하고자 다양한 장치와 방법으로 연구하였다. 이러한 분광기는 분광기로 입사하여 발산하는 산란된 백색광을 평행광으로 만들고 회절격자로 이동시켜 회절에 의하여 파장을 분산시키고 빔스플리터로 스펙트럼을 영역별로 나누어 채널을 만들어 각 채널 측정기에 집광시키는 것이 기본이다. 따라서 이를 크게 분산부, 분광부, 측정부 3 가지로 구분하여 구성한다.

1) 실험장치

1.1) 분산부

입사시킨 산란광을 렌즈를 이용하여 평행광으로 만들어 회절격자로 이동시켜 파장스펙트럼으로 분산시켜서 다시 분산된 파장 스펙트럼을 평행광으로 만드는 부분이다. 따라서 VEST의 운전목표인 전자온도 1 keV 조건 및 넓은 온도영역에 대하여 사용가능한 분광기를 개발하기 위해서는 Fig. 2-1-1-1과 같이 위 조건에 해당하는 파장영역인 800 - 1050 nm을 진단할 수 있어야 한다. 회절격자를 이용하여 이러한 플라즈마를 진단하기 위해서는 파장과 파장간의 간격 $\Delta\lambda$ 를 좁게 하여 해상도를 향상시키는 것이 중요하다. 이에 따라 1800, 1200, 800, 600, 300 grooves/mm의 회절격자밀도를 이용하여 전자온도 1 keV에 해당하는 파장 스펙트럼 이미지를 측정에 사용했다.

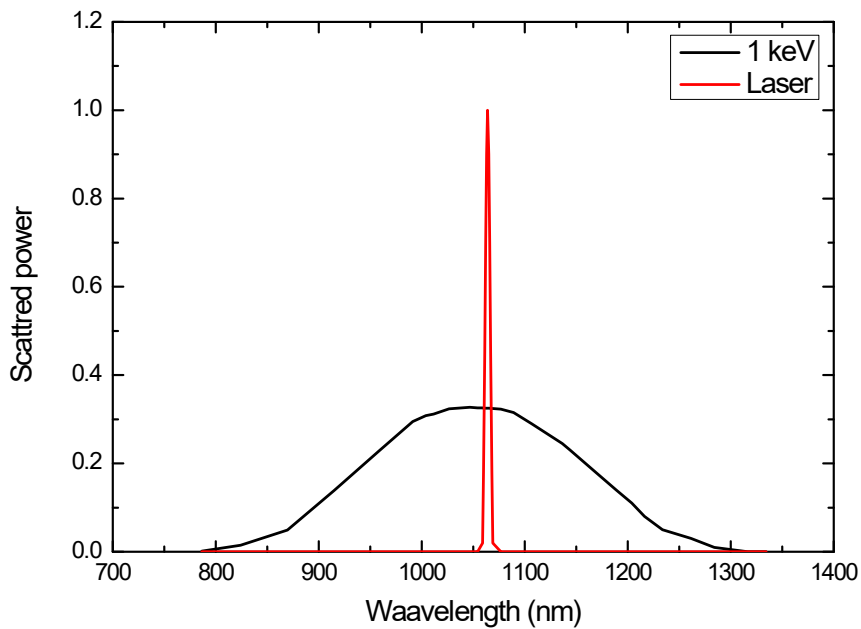


Fig. 2-1-1-1 톱슨산란분포: 전자온도 1 keV

1.2) 분광부

분광부는 분산부에서 만들어진 파장스펙트럼을 각 채널로 나누어 측정부에 입사될 수 있도록 집광시키는 부분이다. 이에 따라 Fig. 2-1-2-1과 Fig. 2-1-2-2에 나타낸바와 같이 투과반사형, 반사형, 광섬유 빔스플리터를 사용하였다.

Fig. 2-1-2-1의 a)는 투과반사형 빔스플리터로 부분적으로 스펙트럼을 투과시키거나 반사시켜 채널을 나누는 방법이다. 마그네트론 스퍼터링장치로 두께 1 mm 슬라이드글라스에 실버 코팅하여 반사영역을 만들었다. b)는 반사형 빔스플리터 개략도로서 반사만 이용하여 채널을 나누는 방법이다. 반사에 사용된 미러는 투과반사형 빔스플리터과 같이 커버글라스에 코팅하여 3d 프린터로 제작한 모체로 제작하였다. 그리고 c)는 광섬유 빔스플리터는 각각의 광섬유를 일렬로 나열하여 분산부에서 만들어진 파장스펙트럼을 받아 특정 개수만큼 묶어 하나의 채널로 나누는 방법이다. 이 때 사용된 광섬유는 직경이 1 mm인 PMMA재질의 플라스틱 광섬유이다. 이에 대한 실제 모습은 Fig. 2-1-2-2에 나타났다. 그리고 이렇게 나뉜 각각의 채널은 F/2와 F/1인 Aspheric lens를 이용하여 집광에 사용했다.

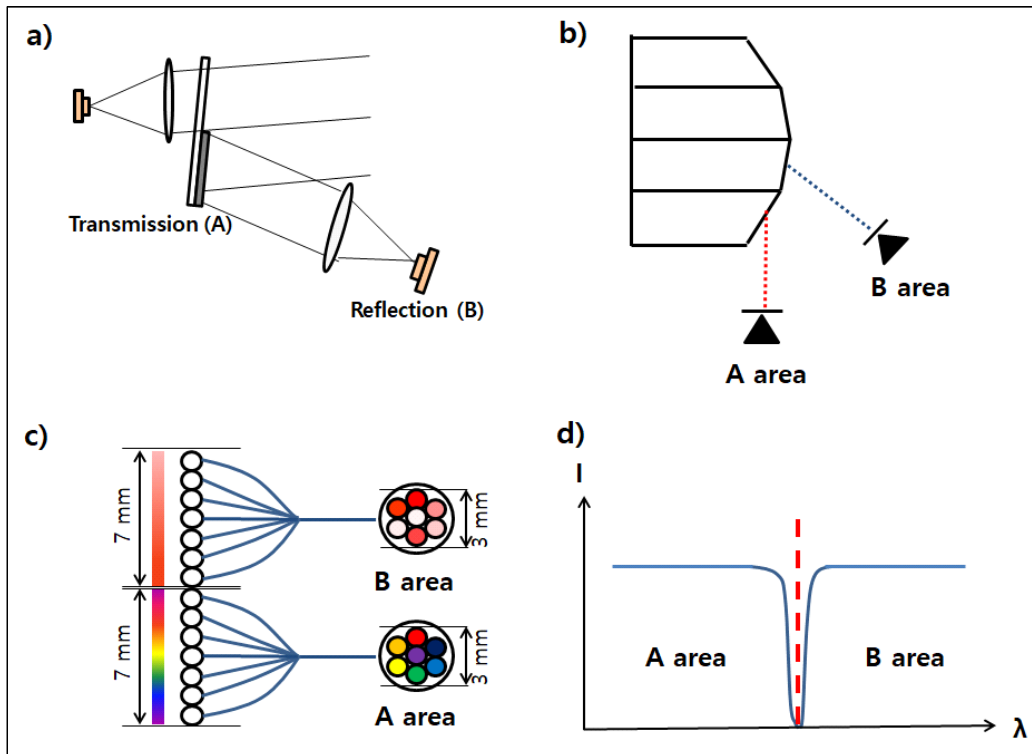


Fig. 2-1-2-1 분광부 연구에 사용된 빔스플리터 방법 개략도:

a) 투과반사형, b) 반사형, c) 광섬유

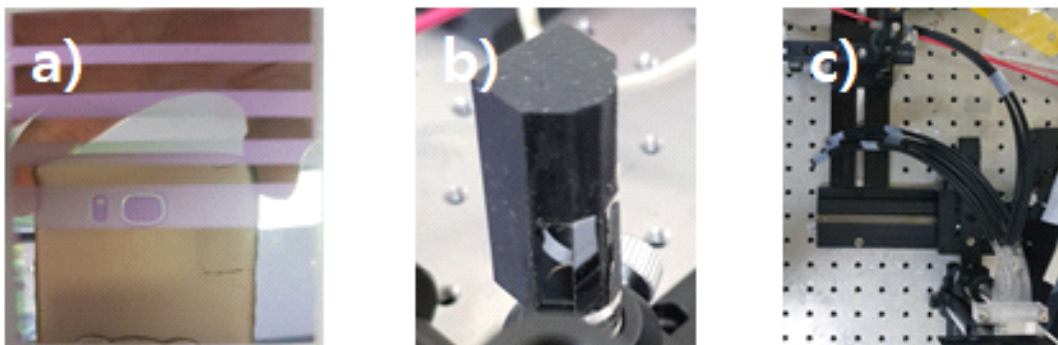


Fig. 2-1-2-2 분광부 실험에 사용된 빔스플리터:

a) 투과반사, b) 반사, c) 광섬유

(1) 투과 반사형 빔스플리터

먼저 1 mm 슬라이드 글라스에 수직형태로 일부 영역을 가린 상태에서 Fig. 2-1-2-3과 같이 마그네트론 스퍼터링법으로 실버코팅하였다. 이 빔스플리터를 이용하여 얻은 결과를 바탕으로 추가실험에는 동일한 방법으로 AR코팅글라스를 사용하여 빔스플리터를 제작하여 설치 전후, 강도와 파장영역을 OES를 이용하여 채널분광특성을 측정하였다.

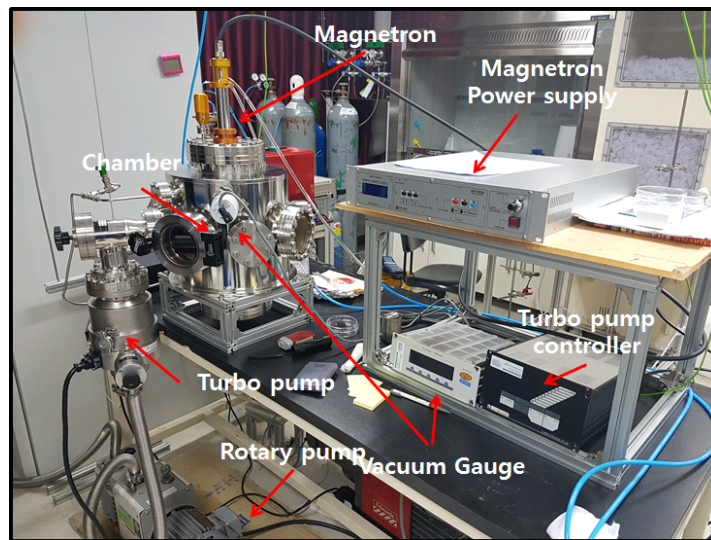


Fig. 2-1-2-3 반사영역 제작에 사용한 마그네트론 스퍼터링 시스템

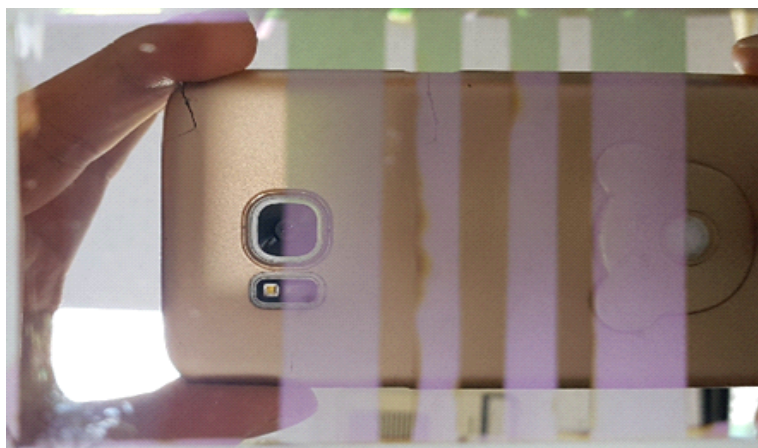


Fig. 2-1-2-4 투과 반사형 빔스플리터: AR코팅된 글라스에 부분적으로 실버코팅한 반사영역과 투과영역

(1.1) 마그네트론 스퍼터링

실험 샘플을 제작하기 위하여 먼저 초음파 세척기를 이용하여 증류수 5 분, 아세톤 10 분, 에탄올 5 분간 세척했다. 그 다음 질소 건을 이용하여 건조시켰다. 이 후, 실버 타겟과 기판(슬라이드글라스)간의 거리를 5 cm로 고정시켰다. 그리고 4×10^{-6} Torr까지 내부 공기를 빼기시키고, 아르곤 50 sccm을 주입했으며 진공 밸브를 조절하여 챔버 내부 작동압력을 5 - 10 mTorr까지 조절하였다. 실험조건을 설정한 후에 서터를 이용하여 실버 증착시간을 5 분으로 고정시켰다.

Table 2-1-2-1 Experimental condition

거리 (실버 타겟 - 기판)	5 cm
압력	기초압력: 4×10^{-6} Torr
	아르곤주입량: 50 sccm
증착 시간	5 분

(2) 반사형 빔스플리터

빔스플리터 모체는 3D 프린터를 이용하여 제작하였고 벽면에 실버 코팅한 미러를 붙여 파장이미지가 반사되도록 하였다. 그 형태는 Fig. 2-1-2-5에 나타냈다.

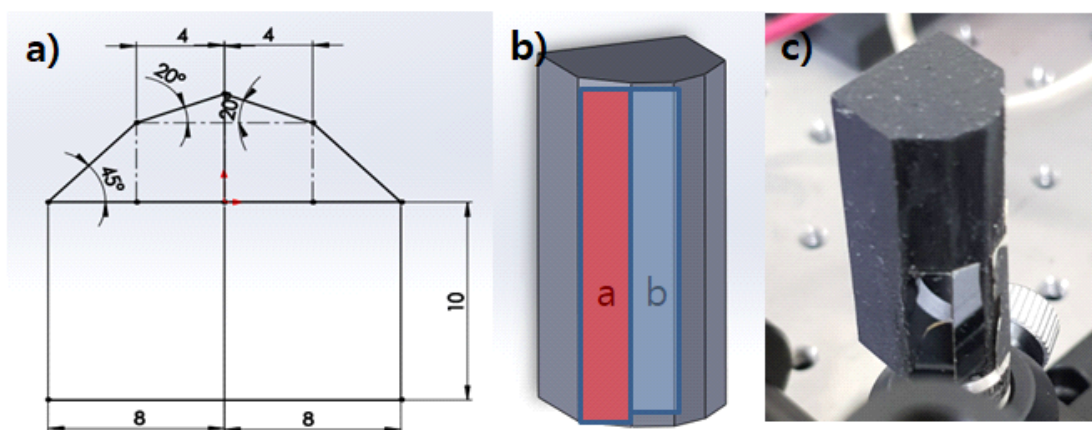


Fig. 2-1-2-5 반사형 빔스플리터:

a) 설계도, b) 3 차원 모습, c) 실버미러를 부착한 실제 모습

(3) 플라스틱 광섬유 빔스플리터

PMMA 소재의 광섬유를 선택한 스펙트럼 이미지만큼 나열하고 뒷단에는 광섬유를 7 개씩 한 채널로 원통모양과 같이 고정하여 제작하였다. 상세한 내용은 실험결과에 나타났다.

1.3) 측정부

산란된 신호를 분산시키고 각 채널로 분광한 파장스펙트럼 특성을 측정하기 위하여 Si-APD와 InGaAs-APD를 사용했습니다. 그리고 아날로그신호를 디지털로 변환시키는 daq와 함께 측정부를 구성하였습니다. 이에 아발란체 포토 디텍터 (APD, Avalanche Photo Diode, SAR 1500, IAG-350)를 사용했다. 그리고 APD 동작에 필요한 전원모듈은 Laser Components사의 ABC-550-04 모델을 이용하였다.

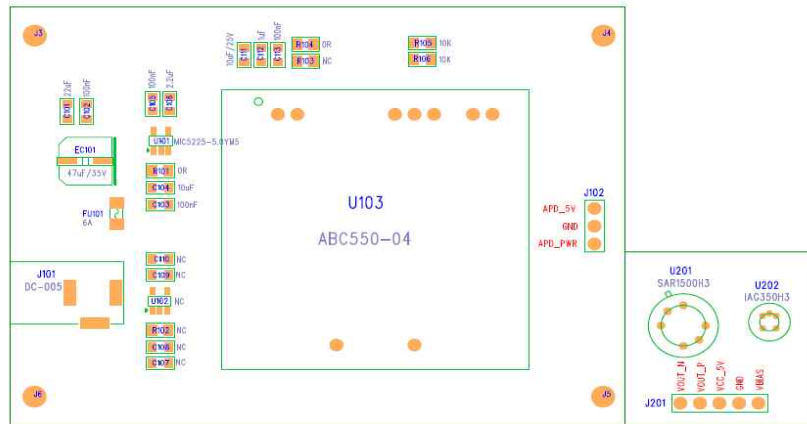


Fig. 2-1-3-1 전원모듈 및 APD 연결용 pcb 설계도

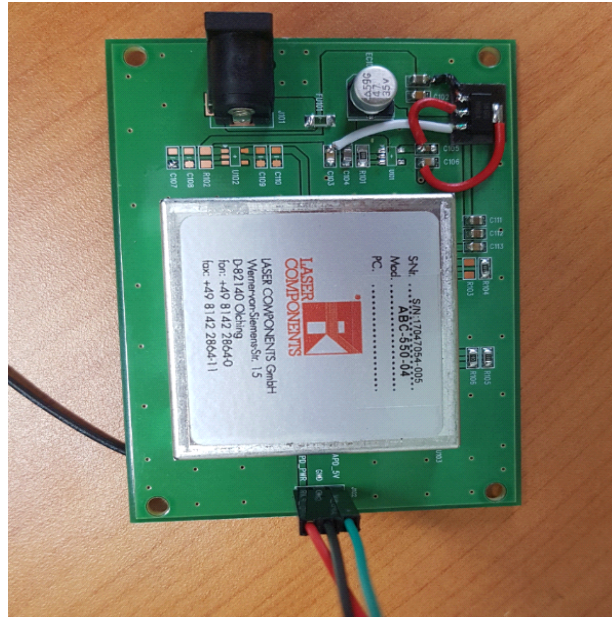


Fig. 2-1-3-2 제작한 pcb를 적용한 전원장치

2) 실험방법

2.1) 분산부 선정: 회절격자밀도

VEST의 운전목표인 전자온도 1 keV 조건 및 넓은 온도영역에 대하여 사용가능한 분광기를 개발하기 위해서는 Fig. 2-1-1-1과 같이 위 조건에 해당하는 파장영역인 800 - 1050 nm을 진단할 수 있어야 한다. 회절격자를 이용하여 이러한 플라즈마를 진단하기 위해서는 파장과 파장간의 간격 $\Delta\lambda$ 를 좁게 하여 해상도를 향상시키기는 것이 중요하다. 이는 격자밀도가 높으면 단위길이당 회절된 파장간 간격 $\Delta\lambda$ 이 좁아진다. 이에 따라 1800, 1200, 800, 600, 300 grooves/mm의 회절격자밀도를 이용하여 분광기 크기에 적합한 스펙트럼 이미지 크기를 확인하였다.

2.2) 분광부

분산부에서 회절되어 분산된 스펙트럼 이미지를 다양한 빔스플리터를 이용하여 아래 특성들을 기준으로 OES를 이용하여 적절한 빔스플리터를 선정하였다.

- 0 % 강도폭가 좁을 것
- 초점위치에서 파장변화가 일정할 것
- 채널간 겹침이 없거나 적을 것
- 빔스플리터 설치 전후 강도변화가 없거나 미세할 것
- DOF(depth of field)

그리고 APD로 입사가능한 각 채널 이미지로 집광할 수 있는 렌즈를 선정하였다.

분산부에서 분산된 파장이미지는 spherical mirror로 향하게 되고 이후 집광되어 이미지가 맺히게 된다. 이 이미지가 집광된 부분에 빔스플리터를 각각 설치하여 채널별로 분광된 위치에 집광렌즈를 설치하여 해당 채널의 파장을 측정하였다.

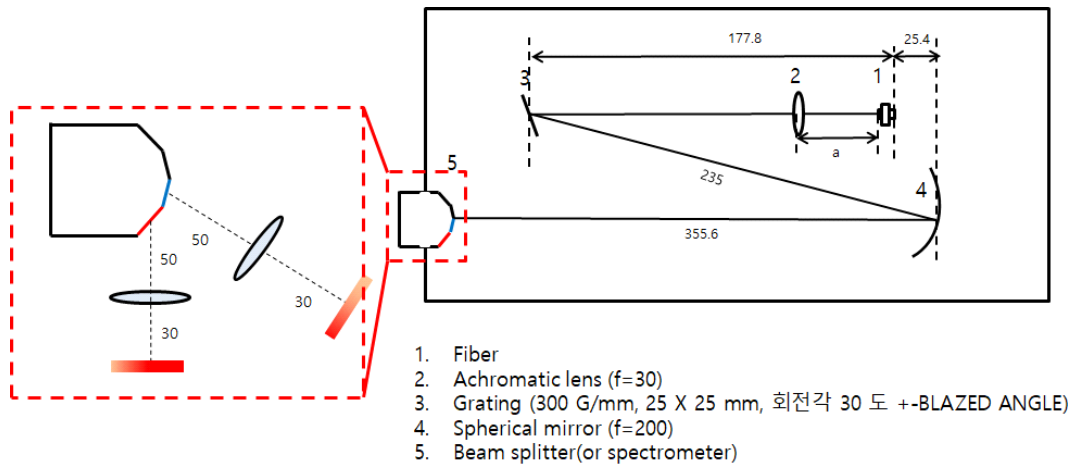


Fig. 2-2-2-1 300 grooves/mm 회절격자 및 반사형 빔스플리터 적용 분광기 개략도

2.3) 측정부

각 채널에 해당하는 스펙트럼에서 효율이 높은 APD를 동작시키기 위하여 Si-APD, InGaAs-APD를 이용하였다. 이를 구동시키는 전원장치는 하나의 모델 (laser components, ABC-550-04로서 전원장치 내 디바이더를 조절하여야 한다. 이에 따라 전원장치의 디바이더 저항비를 조절하여 각각의 APD 구동에 적합하도록 제작하였다. 이 후, 레이저신호에 따른 APD반응특성을 측정하였다.

이러한 측정을 위하여 아래 그림과 같이 PCB를 제작하여 실험진행에 용이하도록 하였다.

(1) APD 구동 전원장치의 특성

APD 동작에 필요한 전원모듈은 Laser Components사의 ABC-550-04 모델을 이용하였다. 이 모듈은 12 V의 전원이 입력되면 5 V의 기준전압(V_{ef})이 발생시킨다. 그리고 기준전압을 디바이더로 동작 전압을 조절하도록 되어있다. 이 때, 생성된 전압(V_c)과 게인($G=100$)이 곱해지면 생성된 최종전압이 된다. 그리고 이 디바이더를 통하여 생성된 전압을 별도의 V_{gc} 단자에 입력하면 입력전압(0 - 5 V) x 게인($G=10$)의 값이 출력된다. 이 전원 모듈의 개략도를 Fig. 2-2-3-1에 나타냈다.

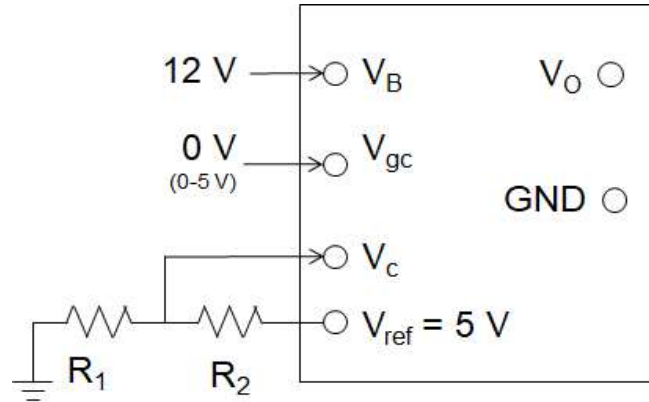


Fig. 2-2-3-1. APD 전원 모듈 동작 개략도

APD 에 안가되는 전압을 계산하는 식은 다음과 같다.

$$V_o = V_{ref} \times \frac{R_1}{R_1 + R_2} \times 100 - V_{gc} \times 10 \quad 2-2-3-1$$

식 2-2-3-1에서 100은 V_{ref} 에 대한 게인 값이고, 10은 V_{gc} 에 대한 게인 값이다. Si와 InGaAs APD 각각의 동작전압은 각각 150 - 400 V와 35 - 75 V이다. APD를 동작시키는 전압이 알맞게 생성되는지 특성을 확인하고자 디바이더 저항을 계산하였다.

(2) 레이저 펄스첨두출력에 따른 APD 신호변화

(2.1) ND필터의 OD넘버에 따른 레이저 펄스첨두출력 측정

APD의 동작 특성을 파악하기 위하여 이터븀 펄스 레이저, ND filter, Power meter, 전원 모듈을 이용하였다.

광섬유를 이용하여 받은 레이저신호를 다시 렌즈를 이용하여 평행광으로 만들고 다시 렌즈와 ND필터를 설치하여 출력을 낮추어 집광시켰다.

펄스 세기를 조절하고자 ND filter를 이용하여 출력을 측정하였다. 레이저는 펄스폭 8 nsec, 반복율 1.6 kHz에서 최대 출력의 1 %만을 출력하여 약 8 mW 조

건에서 OD넘버가 다른 ND 필터(OD 넘버: 0.3, 0.8, 1.3, 2.0, 2.3)를 가지고 펄스 에너지를 감소시켰다. 이때 레이저의 펄스당 첨두출력은 625 W이고 레이저의 투과율은 아래 식에 의존한다.

$$T(\text{percent Transimission}) = 10^{-OD} \times 100 \quad 2-2-3-2$$

먼저 레이저 출력을 파워미터로 측정하여 이를 반복율로 나누어 개별 펄스당 첨두출력을 계산하였다.

(2.2) 레이저 펄스첨두출력에 따른 APD 신호변화

APD 반응 특성을 파악하기 위하여 Fig. 2-3-2-2와 같이 시스템을 구성하였다. Fig. 2-2-3-2의 a)는 개략도, b) 실험장치 세팅, c)는 컴퓨터에 설치된 DAQ이다.

구성한 시스템으로 ND필터의 OD넘버를 바꾸어가며 APD의 전압을 측정하여 펄스당 첨두출력에 따른 신호변화를 확인하였다.

(3) 레이저 펄스폭에 대한 APD 신호변화

레이저 펄스당 첨두출력에 따른 신호변화실험과 동일한 시스템에서 레이저의 펄스폭만을 바꾸어 APD 신호변화를 측정하였다. 이때 실험에 사용된 펄스폭은 8, 50, 200 nsec이다.

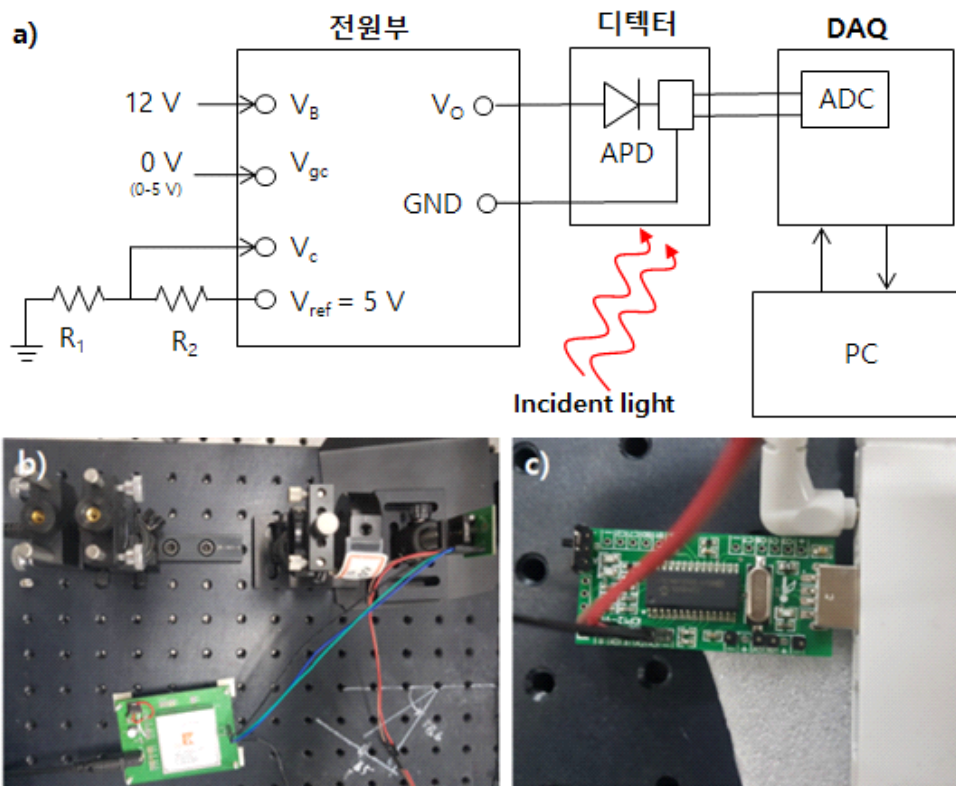


Fig. 2-2-3-2 DAQ 적용 APD 신호분석 시스템:
a) 개략도, b) 실험세팅, c) DAQ

IV. 실험결과 및 분석

1. 레일리 산란을 이용한 중성입자밀도

1) 이론적 계산

1.1) 레일리 산란 단면적

레일리산란 단면적은 식 1-1-1-1을 이용하여 헬륨, 수소분자, 수소원자의 레일리 산란단면적을 계산하였다. 이 계산에서 입사파장은 앞서 언급하였듯이 파장에 따라 다르다. 이에 따라 계산에 사용된 파장은 실험에 사용한 레이저가 가변 할 수 있는 파장범위에서 임의로 215 nm, 235 nm, 260 nm, 300 nm, 320 nm, 355 nm, 410 - 420, 430, 470, 500, 532, 600, 630, 670, 710 nm 선정하였다.

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{4\pi^2}{\lambda_i^4} \left(\frac{\mu - 1}{n_\mu} \right)^2 (1 - \sin^2\theta \cos^2\phi) \quad 1-1-1-1$$

이 식에서 사용된 굴절률은 가스종류와 입사파장에 따라 달라진다. 공기에 대한 굴절률은 Ciddor의 논문 [13], 아르곤은 410 - 532 nm영역에서는 Bideau-Mehu 등의 논문 [14]와 T. Laren의 논문 [15], 600 nm 이후는 E. R. Peck와 D. J. Fisher의 논문 [16]을 참고하였다. 수소분자는 P. L. Smith, M. C. E. Huber, W. H. Parkinson의 논문을 참고하였다. 중성입자밀도는 이상기체 상태방정식인 식 1-1-1-2로 계산하였다. 여기서 n_n 은 압력에 따른 중성입자 밀도이고 k_B 는 볼츠만 상수, T는 기체 온도, p는 압력이다.

중성입자밀도 계상에 사용된 조건은 다음과 같다. 압력은 1 atm, 온도는 공기 15 °C, 아르곤와 수소는 0 °C로 계산하였다. 따라서 중성입자 밀도는 15 °C 일 때, $2.55 \times 10^{25} \text{ \#/m}^3$, 0 °C에서는 $2.69 \times 10^{25} \text{ \#/m}^3$ 이다.

$$p = n_n \cdot k_B \cdot T$$

1-1-1-2

$d\Omega$ 의 계산에는 초점거리가 200 mm이고 $f/\#=4$ 인 렌즈를 사용하였다. 이때, 렌즈는 홀더에 고정되므로 이에 대하여 $f/\#=4.35$ 로 보정 계산하여 0.042 sr임을 확인하였다. 레이저와 플라즈마가 상호작용하는 거리인 L_{det} 는 레이저가 플라즈마를 통과할 때 집광된 길이로서 연구실에 예전에 측정한 결과를 바탕으로 0.01 m로 고정하였다. 산란각인 θ 와 입사광의 전기장이 이루는 각인 ϕ 는 모두 90° 로 고정하였다.

수소원자에 대한 내용은 W. Biel 등의 논문 [17]에서 수소 원자와 분자간의 레일리산란단면적이 1.5 배 차이가 난다고 소개하였다.

$$(d\sigma_{R,(H=1)}/d\Omega = 0.873 \times 10^{-32} m^2 sr^{-1}, d\sigma_{R,H_2}/d\Omega = 1.33 \times 10^{-32} m^2 sr^{-1})$$

이에 따라 수소분자에서 계산한 값의 2/3를 곱하여 수소원자의 레일리산란 단면적을 계산하였다. 그 결과는 Fig. 2-3-2-1에 나타냈다. 파장 532 nm 조건에서 얻은 W. Biel 등이 발표한 내용[17]과 계산한 값이 동일하였다. 이로서, 계산이 잘 이루어졌다고 판단한다. 특히, 자외선 영역의 산란 단면적은 가시광영역보다 최대 167 배가량 넓은 값을 얻었다. (톱슨산란 단면적은 $6.65 \times 10^{-29} m^2$ 이다.)

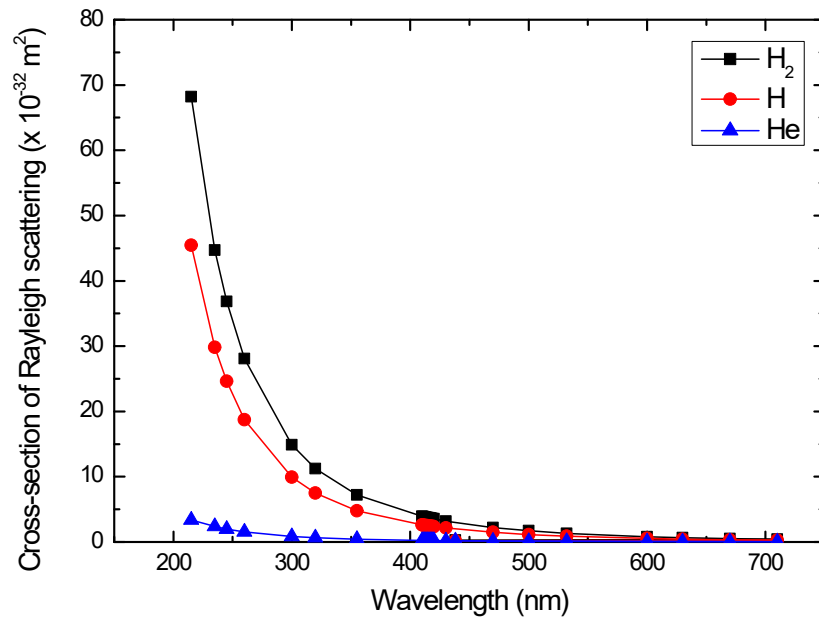


Fig. 1-1-1-1 파장가변형 레이저 파장 특성을 적용한 레일리산란 단면적

1.2) 레일리 산란강도

레일리 산란강도 계산에 필요한 입사파장의 출력을 알아보고자 먼저, 파장에 대하여 레이저의 출력과 스펙트럼을 측정하였다. 보유한 레이저는 파장영역에 따라 OPO 영역과, UV 영역으로 나뉜다. OPO영역은 가시광에서 근적외선 영역이다.

보유한 레이저는 자외선 영역에서는 대략 5 mJ 이내의 펄스 에너지를 갖고 245 nm에서 가장 높은 에너지를 보였다. 그리고 OPO 영역에서는 425 nm 에서 50 mJ로 가장 높은 펄스에너지를 보였다. 그리고 파장이 증가함에 따라 감소하는 경향을 보였다. 이는 Fig. 1-1-2-1와 Table 1-1-2-1에 나타냈다.

이 레이저의 파장 별 출력데이터와 앞서 계산한 레일리 산란단면적으로 레일리 산란강도를 계산한 결과를 Fig. 1-1-2-2에 나타냈다.

산란강도는 레일리산란 단면적처럼 파장이 짧을수록 증가하지 않았다. 산란강도를 자외선 영역과 가시광 영역으로 나누어 보면, 자외선 영역에서는 최대 3.08 mW(245 nm), 가시광 영역에서는 최대 2.90 mW(414 nm)로 산란강도 값을 얻었다.

레일리 산란강도는 레일리산란 단면적처럼 파장이 짧을수록 증가하지 않았다. 레일리 산란강도를 자외선 영역과 가시광 영역으로 나누어 분석한 결과, 산란단면적이 파장에 따라 급격한 변화를 보이지만 파장 가변형 레이저의 출력이 최대 약 55 배 높은 차이를 보였기 때문에 두 영역의 레일리 산란 강도가 유사한 것으로 판단된다.

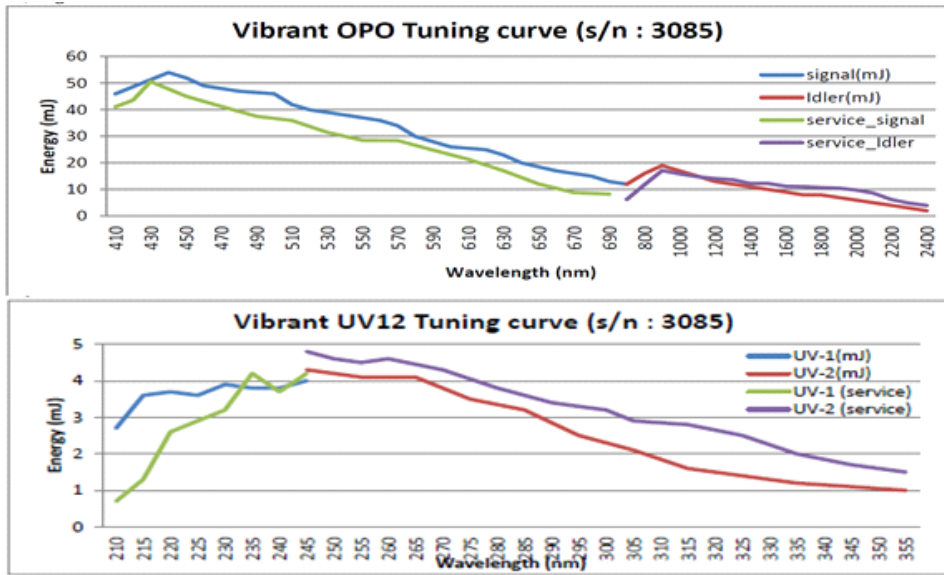


Fig. 1-1-2-1 OPO 레이저 수리 리포트: 레이저 파장 가변가능영역

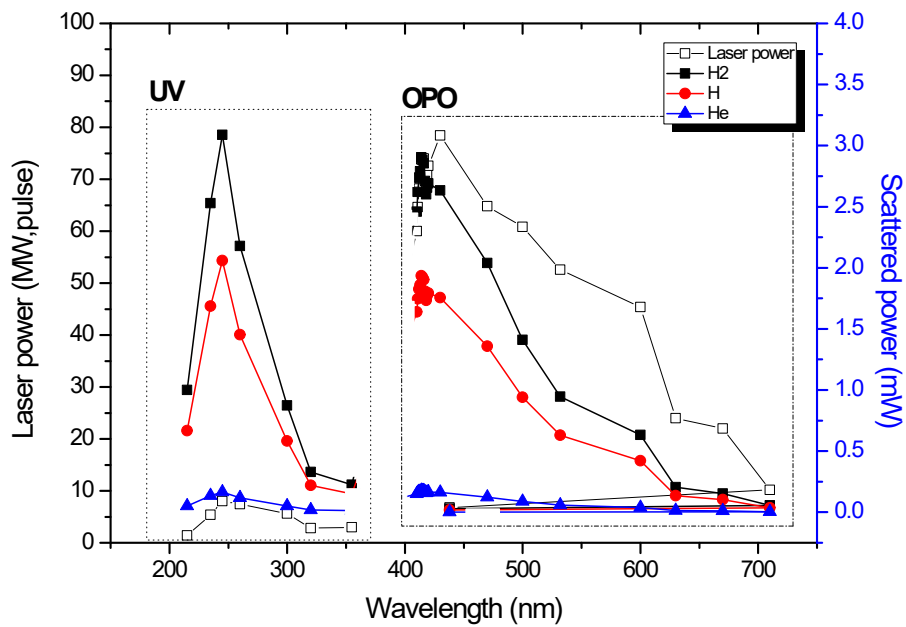


Fig. 1-1-2-2 파장가변형 레이저 특성을 적용한 레일리산란 강도

Table 1-1-2-1 레이저 파장별 출력 특성

Wavelength (nm)	Power (mW)
215	7
235	27
245	40
260	37
300	28
320	14
355	15
410	300
411	323
412	341
413	351
414	369
415	370
416	370
417	355
418	344
419	355
420	363
430	392
470	304
500	263
532	227
600	120
630	110
670	51
710	34

2) 입사파장 선정

2.1) 챔부 내부압력조건

부피가 0.0075 m^3 인 챔버의 초기 내부 압력을 $1.5 \text{ } \mu\text{Torr}$ 조건에서 헬륨 $1,000 \text{ sccm}$ 주입하고 전원 36 W 를 인가하여 RF ccp 플라즈마를 생성하였다. 이 후, 수소를 100 sccm 주입하여 헬륨-수소 플라즈마를 만들고 이어서 헬륨의 유량을 점차적으로 줄여 수소 플라즈마를 생성하였다. 이후 수소 유량을 100 sccm 에서 점차 줄여 내부 압력조건의 변수로 하여 측정된 최소 방전 조건을 Fig. 1-2-1-1에 나타냈다.

가스유량을 $10 - 100 \text{ sccm}$ 로 조절하여 플라즈마가 유지되는 최소압력을 확인하였다. 22 mTorr 압력조건까지 플라즈마가 유지되었다. 10 sccm 을 주입한 내부 압력 10 mTorr 조건에서는 플라즈마 꺼졌다. 따라서 ITER 디버터 조건과 유사하고 플라즈마가 유지되는 수소 가스 유량 30 sccm 까지 주입하여 실험을 수행하였다.

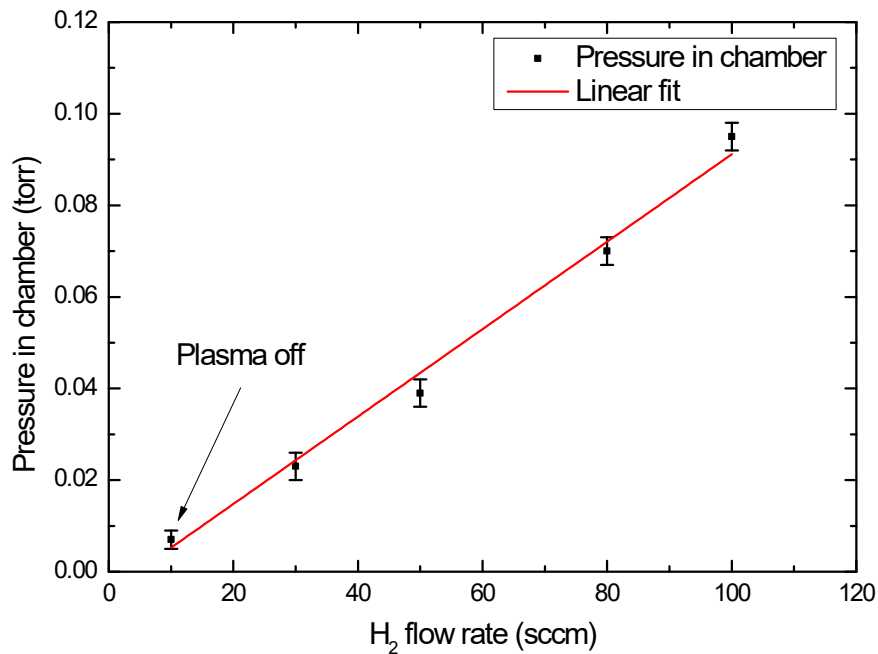


Fig. 1-2-1-1 수소 플라즈마 생성 조건: 내부압력

2.2) 수소 플라즈마 방출 스펙트럼 측정

실험조건인 내부압력 22 mTorr, 인가전력 36 W조건에서 플라즈마를 발생시키고 OES를 이용하여 전체 스펙트럼을 측정하여 Fig. 1-2-2-1에 나타냈다. 이 Fig. 1-2-2-1 a)는 OES의 신호를 적분한 시간을 100 msec(검정)와 500 msec(적색)로 선택하여 측정한 결과이다. 높은 압력조건에서는 100 msec의 통합시간으로 피크를 확인하였다. 가장 낮은 압력조건에서는 피크 구분이 어려워 통합시간을 500 msec로 늘려서 수행하였다. 그리고 피크가 전체적으로 다소 낮아 노이즈와 신호간의 구분을 쉽게 구분하기 위하여 b)와 같이 7 포인트로 스무딩 하였다. 몇 가지 피크에서 발머계열인 655, 485, nm를 확인할 수 있었다. 이는 발머계열 파장인 410, 434, 486, 656 nm보다 1-2 nm 짧다. 이는 OES가 보정이 되지 않아 발생한 차이로 판단된다.

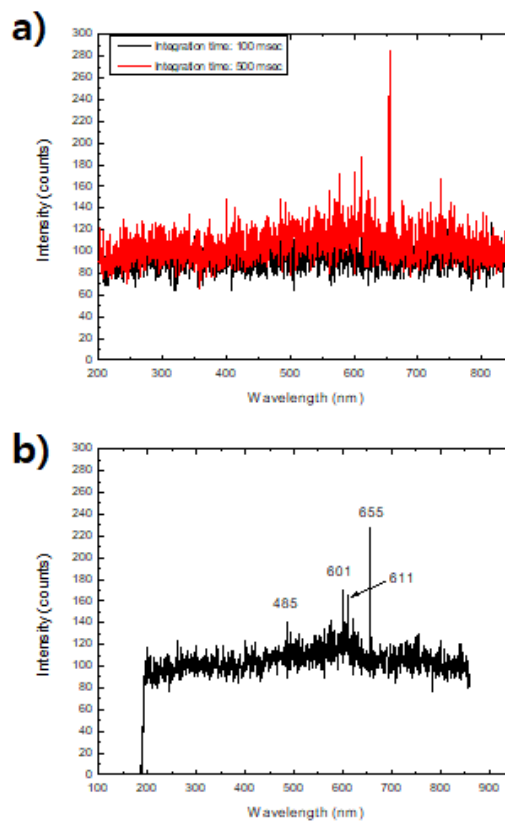


Fig. 1-2-2-1 OES로 측정된 수소플라즈마(22 mTorr, 36 W)의 방출스펙트럼:
a) 원본 데이터(검정: 100 msec, 적색: 500 msec), b) 7 point smoothing

세부적으로 피크를 분석하기 위하여 발머계열(410, 434, 486, 656 nm) 인근과장으로 나누어 분석한 결과를 Fig. 1-2-2-2에 나타냈다. 그림 내부 a-d)는 순서대로 각각 410, 434, 486, 656 nm 피크의 인근영역이다. a, b)에서는 특별한 피크를 찾을 수 없었고, 656 nm는 가장 피크가 높고 486 nm는 656 nm 보다 상대적으로 약하게 방출됨을 알 수 있었다.

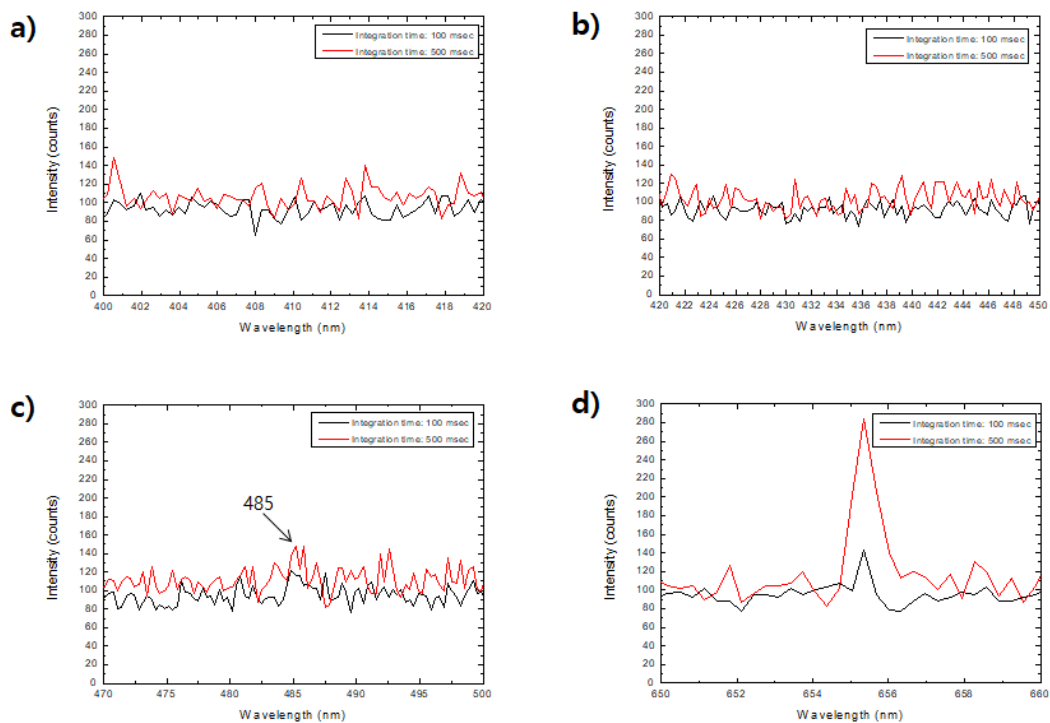


Fig. 1-2-2-2 OES로 측정 한 수소플라즈마의 발머계열:

a) 410 nm, b) 434 nm, c) 486 nm, d) 656 nm

수소플라즈마를 생성하기위하여 먼저 헬륨을 가지고 먼저 플라즈마를 생성하고 수소가스를 주입하였다. 이후 헬륨가스 주입을 멈추어 최종적으로 수소플라즈마를 생성하여 수소플라즈마의 방출스펙트럼을 측정하였다. 헬륨은 노블가스로 다른 기체와 반응하지 않고 안전하게 실험을 진행하기 위해서 사용하였다. 이 과정에서 가장 큰 특징은 수소가스 주입 후 강도가 매우 감소한다는 것이다. 이는 페닝 효과에 따른 온도감소에 의한 것으로 판단된다.[48]

실험에 사용한 모든 플라즈마에서 자외선 영역에서 방출스펙트럼은 보이지 않았다. 따라서 파장이 짧을수록 단면적이 커지는 레일리산란에 유리할 것으로 판단하였다.

보유한 파장가변형 레이저는 Fig. 1-1-2-1과 같이 각각의 파장마다 다른 출력을 갖는다. 파장 410 nm 영역에서 가장 높은 출력을 보이고 파장이 길어질수록 낮아진다. 그리고 자외선 영역은 5 mJ보다 낮은 펄스에너지를 갖는다.

따라서 중성입자를 측정하기 위하여 자외선영역에서 가장 높은 펄스에너지를 갖는 245 nm, 레이저가 높은 출력을 갖고 플라즈마 방출 스펙트럼과 중첩되지 않는 440 nm, 플라즈마 진단에 널리 사용되는 532 nm를 광원 파장으로 사용하고자 하였다.

자외선인 245 nm가 갖는 에너지는 수소 분자의 결합에너지(4.52 eV)와 수소원자의 여기 에너지(13.6, 3.4, 1.5 eV)보다 높은 5.07 eV이다. 따라서 자외선이 신표교란을 유발할 수 있기 때문에 최종적으로 440 nm와 532 nm를 가지고 실험을 수행하기로 결정하였다.

3) 입사파장 별, 레일리 산란 신호 측정

3.1) 레일리 산란 신호 측정: 532 nm

(1) 레일리산란 신호 보정

챔버 내부 압력에 따라서 플라즈마를 켜지 않은 조건에서 기초 압력조건에서 수소유량에 따라 내부압력을 조절하여 532 nm을 레이저광을 입사시키고 레일리 산란 신호 보정하였다. 그 결과, Table 1-3-1-1에 나타낸바와 같이 압력에 따라 $30.78417 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (95 mTorr), $22.68308 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (70 mTorr), $12.31367 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (38 mTorr), $7.29166 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (22 mTorr)의 값을 얻어 보정식을 만들었다. 이 결과를 식 1-3-1-1에 나타냈다. 이 때 사용된 중성입자밀도는 식 1-3-1-2에 298 K와 볼츠만상수를 적용하여 계산한 값이다.

이 식에서 P_{ref} 는 플라즈마를 발생시키지 않은 조건에서 얻은 산란신호를 적분한 값이고, P_{laser} (단위, mW)는 레이저 출력, $P_{chamber}$ 는 챔버 내부 압력이다(단위, mTorr). 이 결과는 Fig. 1-3-1-1, 2에 나타냈다. 레일리 산란 신호 적분값을 레이저 출력으로 나눈 이유는 레이저의 stability가 20 - 50 %로 높기 때문이다.

Table 1-3-1-1 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 켜지 않은 조건

Pressure (mTorr)	P_{ref}/P_{laser}	Neutral density ($\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)
95	16.96271	30.78417 ± 0.00008
70	16.46890	22.68308 ± 0.00008
38	15.83682	12.31367 ± 0.00008
22	15.53070	7.29166 ± 0.00008

$$\frac{P_{ref}}{P_{laser}} = 0.01964 \times P_{chamber} + 15.09489 \quad 1-3-1-1$$

식 1-3-1-2의 R^2 값은 0.99이다. 이 식으로 수소플라즈마조건에서 얻은 532 nm 입사파장 조건에서 P_{signal}/P_{laser} 값을 대입하여, 압력에 따른 플라즈마 내부 중성입자밀도를 계산하는데 사용하였다.

$$n_n = 16.40526 \times \frac{P_{ref}}{P_{laser}} - 247.49347 \quad 1-3-1-2$$

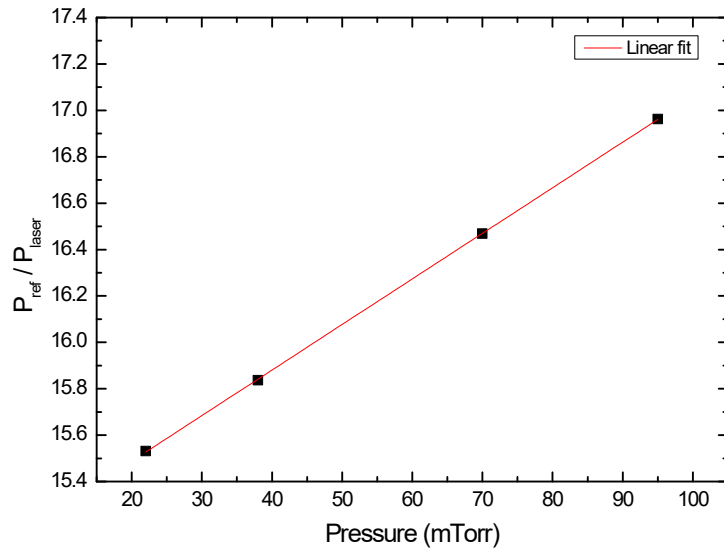


Fig. 1-3-1-1 플라즈마 없는 조건에서 얻은 압력대비 레일리 산란 신호/레이저출력: 532 nm

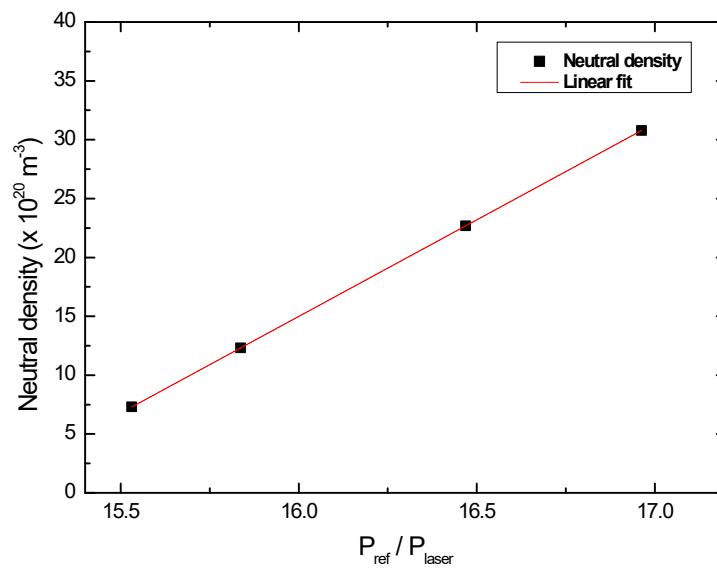


Fig. 1-3-1-2 플라즈마 없는 조건에서 P_{ref}/P_{laser} 대비 중성입자밀도: 532 nm

(2) 플라즈마 조건에서 중성입자밀도 측정

압력에 따라 얻은 신호값을 $P_{\text{plasma}}/P_{\text{laser}}$ 로 계산하여 압력조건 95, 70, 38, 22 mTorr 조건에서 각각 16.96270, 16.46889, 15.83682, 15.53070를 얻었다. 이 값들을 식 1-3-1-2에 대입하여 플라즈마 조건에서 중성입자밀도를 계산하여 Table 1-3-1-3과 Fig. 1-3-1-4에 나타냈다. 이 표와 그림을 보면 압력조건 95, 70, 38, 22 mTorr 조건에서 중성입자밀도는 30.78403, 22.68295, 12.31368, $7.29170 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 로 계산된다. 이를 보면, 압력에 따라 선형적으로 감소한다. 95, 70 mTorr 조건에서는 신호값이 1.00×10^{-5} 감소하였다. 이는 전자밀도에 의한 차이로 판단된다. 이 차이를 선형식에 대입하면 그 차이는 약 $1.00 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 정도이다. 그리고 38, 22 mTorr에서는 플라즈마를 켜지 않은 조건값과 같은 신호를 얻었지만 선형식에 대입하였을 때는 보다 높은 값으로 출력되었다. 이는 계산에 이용된 선형식의 정확도에 의한 것과 낮은 전자밀도에 의한 것으로 판단된다. (Fig. 1-3-1-4)

Table 1-3-1-2 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 조건

Pressure (mTorr)	Plasma		No plasma	
	$P_{\text{plasma}}/P_{\text{laser}}$	Neutral density ($\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)	$P_{\text{ref}}/P_{\text{laser}}$	Neutral density ($\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)
95	16.96270	30.78403 ± 0.00008	16.96271	30.78417 ± 0.00008
70	16.46889	22.68295 ± 0.00008	16.46890	22.68308 ± 0.00008
38	15.83682	12.31368 ± 0.00008	15.83682	12.31367 ± 0.00008
22	15.53070	7.29170 ± 0.00010	15.53070	7.29166 ± 0.00008

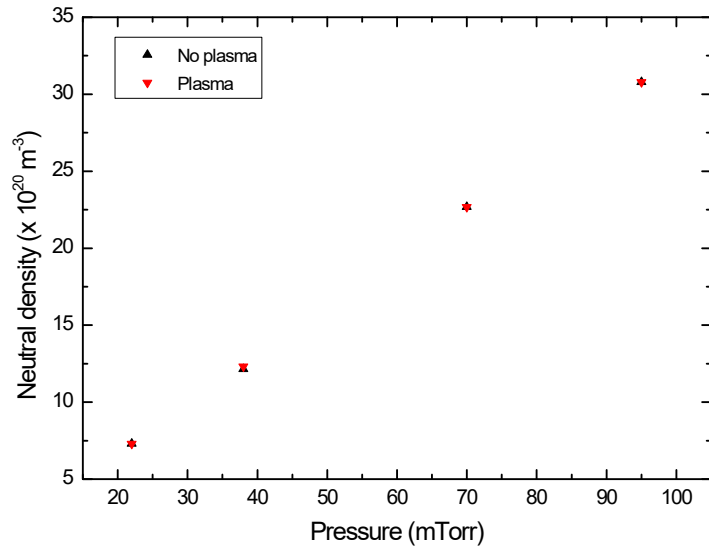
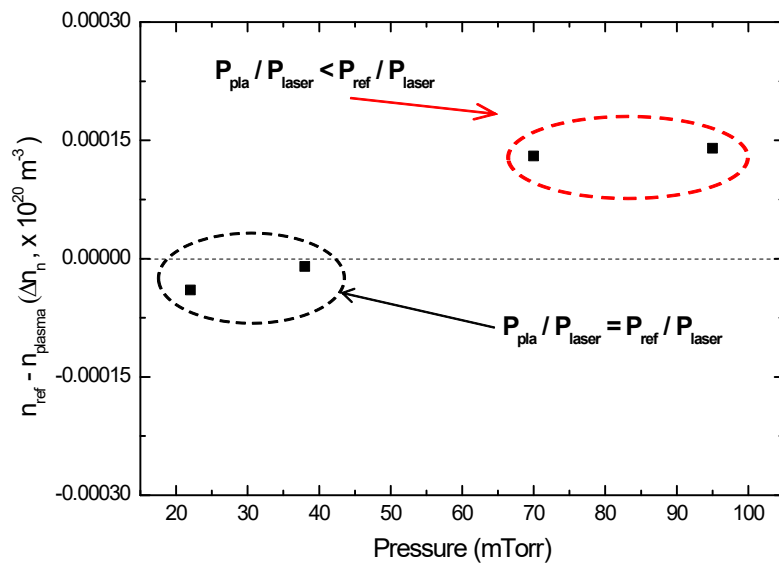


Fig. 1-3-1-3 수소플라즈마조건에서 측정한 중성입자밀도:
입사파장 532 nm



1

Fig. 1-3-1-4 $P_{\text{ref}}/P_{\text{laser}}$ 및 $P_{\text{plasma}}/P_{\text{laser}}$ 를 이용한
중성입자밀도 계산 결과 비교: 파장 532 nm

3.2) 레일리산란 신호측정: 440 nm

(1) 레일리산란 신호 보정: 440 nm

파장 532 nm를 이용한 중성입자밀도 측정 방법과 마찬가지로 연구를 수행하였다. 그 결과, Table 1-3-2-1에 나타낸바와 같이 압력에 따라 P_{ref}/P_{laser} 값을 얻어 Fig. 1-3-2-1과 2에 나타냈다. 압력에 대한 신호인 식 1-3-2-1과 신호에 대한 중성입자밀도인 식 1-3-2-2를 얻었다. 이 식의 R^2 값은 0.99이다.

신호 P_{ref}/P_{laser} 를 보면 압력에 따라 선형적으로 감소함을 알 수 있다. 신호 결과 값을 보면, 532 nm에 대한 P_{ref}/P_{laser} 가 낮게 측정되었다.

Table 1-3-2-1 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 켜지 않은 조건

Pressure (mTorr)	P_{ref}/P_{laser}	Neutral density ($\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)
95	12.05169	30.78417 ± 0.00008
70	11.55788	22.68308 ± 0.00008
38	10.92580	12.31367 ± 0.00008
22	10.61968	7.29166 ± 0.00008

$$\frac{P_{ref}}{P_{laser}} = 0.01967 \times P_{chamber} + 10.1819 \quad 1-3-2-1$$

$$n_n = 16.40526 \times \frac{P_{ref}}{P_{laser}} - 166.92694 \quad 1-3-2-2$$

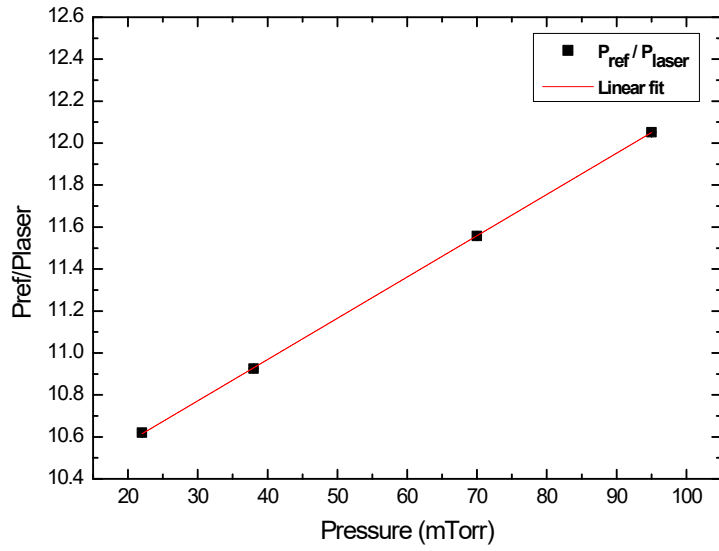


Fig. 1-3-2-1 플라즈마 없는 조건에서 압력 대비 P_{ref}/P_{laser} : 440 nm

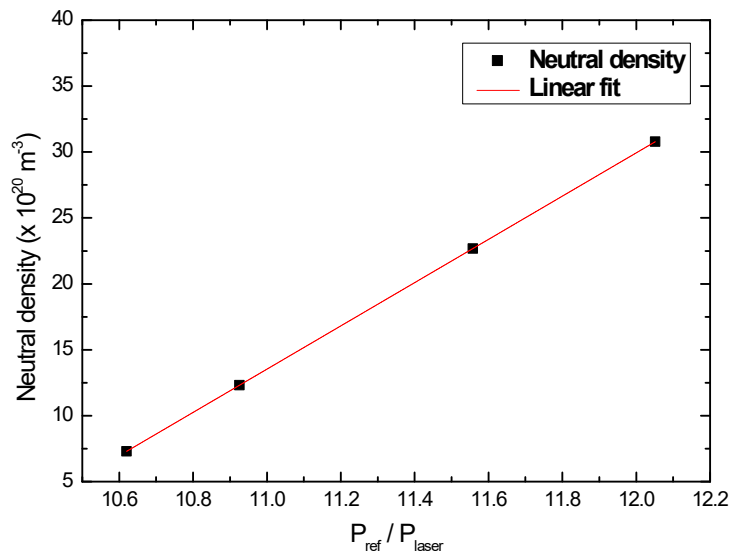


Fig. 1-3-2-2 플라즈마 없는 조건에서 P_{ref}/P_{laser} 대비
중성입자밀도: 440 nm

(2) 플라즈마 조건에서 중성입자밀도 측정: 입사파장 440 nm

앞서 입사파장 532 nm와 마찬가지로 플라즈마 내 중성입자밀도를 측정하기 위하여 입사파장만을 변동시켜 레일리산란 신호를 측정하였다. 이 $P_{\text{plasma}}/P_{\text{laser}}$ 대비 플라즈마 내 중성입자밀도 결과는 Table 1-3-2-2와 Fig. 1-3-2-3에 나타났다. 이 그림과 표를 보면 $P_{\text{plasma}}/P_{\text{laser}}$ 값이 압력이 95 - 22 mTorr로 감소함에 따라 중성입자밀도가 감소하였다. 압력 95, 70 mTorr 조건에서는 소폭 감소하였으나 압력 38, 22 mTorr에서는 $P_{\text{ref}}/P_{\text{laser}}$ 와 일치하였다.

이를 선형식에 대입하여 중성입자밀도를 분석한 결과, 압력 22 mTorr 조건에서는 플라즈마를 켜지 않을 때보다 높게 측정되었다(Fig. 1-3-2-4). 이는 선형식의 오차에 의한 것으로 판단된다. 따라서 이 신호가 감소한 곳에서는 압력이 감소함에 따라 전자밀도가 소폭 감소한 것으로 판단되며 플라즈마 발생 전후 신호가 거의 일치하는 것으로 판단된다.

Table 1-3-2-2 압력에 따른 챔버 내부 중성입자밀도: 플라즈마 조건

Pressure (mTorr)	Plasma		No plasma	
	$P_{\text{plasma}}/P_{\text{laser}}$	Neutral density ($\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)	$P_{\text{ref}}/P_{\text{laser}}$	Neutral density ($\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)
95	12.05168	30.78400 ± 0.00008	12.05169	30.78417 ± 0.00008
70	11.55787	22.68292 ± 0.00008	11.55788	22.68308 ± 0.00008
38	10.92580	12.31365 ± 0.00008	10.92580	12.31367 ± 0.00008
22	10.61968	7.29167 ± 0.00010	10.61968	7.29166 ± 0.00008

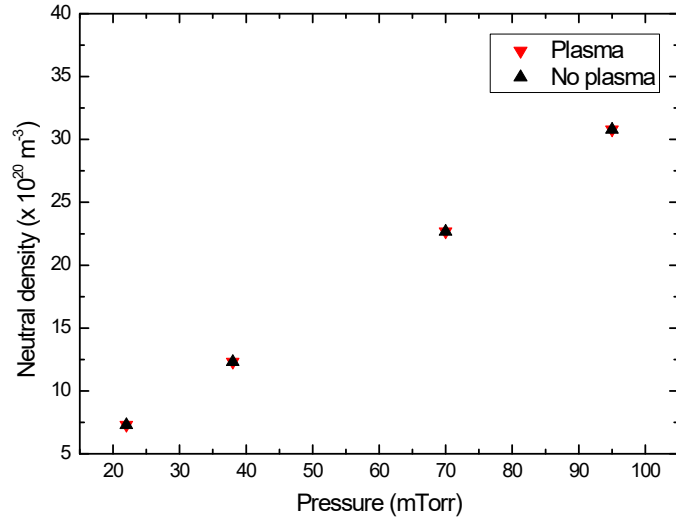


Fig. 3-3-3-3 수소플라즈마조건에서 측정된 중성입자밀도:
입사파장 440 nm

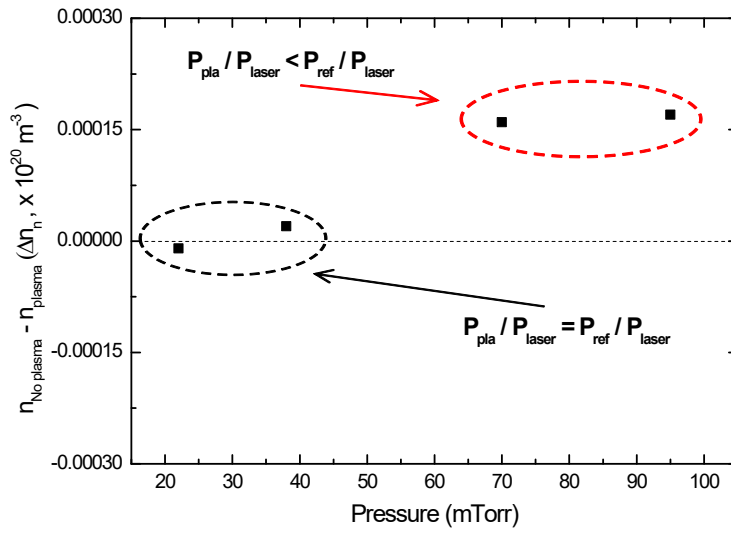


Fig. 3-3-3-4 $P_{\text{ref}}/P_{\text{laser}}$ 및 $P_{\text{plasma}}/P_{\text{laser}}$ 를 이용한
중성입자밀도 계산 결과 비교: 파장 440 nm

4) 레일리 산란 신호를 이용한 중성입자밀도 결과 분석

플라즈마조건에서 중성입자밀도를 측정하기 위하여 각각의 입사과장에 대하여 플라즈마를 켜지 않았을 때, 압력에 따라 신호를 측정하였고 각 압력에 따른 밀도는 이상기체상태방정식으로 계산하여 레일리산란신호와 이상기체상태방정식으로 얻은 밀도에 대하여 보정식을 만들었다. 이를 바탕으로 플라즈마조건에서 측정한 레일리 신호값을 보정식에 대입하여 각 압력에 해당하는 플라즈마조건에서 중성입자밀도를 계산하였다. 그 결과 측정한 실험조건에서 가장 작은 수소 중성입자밀도는 22 mTorr 압력에서 $7.29 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 이다.

이는 ITER에서 예상되는 중성입자밀도 범위인 $10^{16} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 범위에 해당한다. 그리고 모든 입사과장에 대하여 압력에 따른 레일리 산란 신호는 상대적으로 높은 95, 70 mTorr와 낮은 38, 22 mTorr에 따라 다른 특성을 보였다.

상대적으로 높은 압력 95, 70 mTorr 조건에서 얻은 신호값은 플라즈마가 발생되고 1.00×10^{-5} 정도 감소하였다. 이에 따라 중성입자밀도가 소폭 감소하였다. 이는 약 $1.00 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 정도로 J Kristor의 논문 [21]과 E.Abdel-Fattah와 H. Sugai의 논문 [22]의 전자밀도와 유사하다. 그리고 압력 38, 22 mTorr조건에서는 플라즈마 발생 전후 신호값이 동일하였다. 이 값을 선형식에 대입하면 플라즈마를 켜기 전보다 조금 높은 값을 얻는데 이는 선형식의 오차범위 내에 속한다.

이를 분석하기 위하여 분자밀도를 측정하고자 입사과장 532 nm에 해당하는 Ro-vibrational raman 신호인 683 nm를 바탕으로 440 nm의 Ro-vibrational raman 신호인 539 nm를 측정하였으나 레일리산란단면적의 3 % 미만인 Rotational raman 산란단면적이기 때문에 매우 약했기 때문으로 판단한다.

이에 선행연구 결과를 바탕으로 수소원자와 분자밀도에 대하여 본 연구 결과를 분석하였다. 본 실험조건과 E.Abdel-Fattah와 H. Sugai의 논문의 조건이 유사하다. 이 논문에 따르면 수소 CCP조건에서 전자온도의 압력 의존성은 가스방전의 전형적인 패턴이다. 전자온도는 200 mTorr 압력까지 상승하는 동안 급격하게 감소한다. 이후 포화경향성을 보인다. 압력 200 mTorr까지 압력이 상승하면서 발생하는 전자온도의 감소는 벽으로 향하는 입자손실 감소에 의한 것이다. 이 원인은 압력에 따른 전자와 이온들의 이동성(mobilities)이 감소했기 때문이다. 그리고 전자밀도는 수소압력에 대하여 보다 복잡한 의존성이 있다. 수소분자 압력이 100

mTorr까지 증가할 때, 전자밀도는 압력에 따라 급격히 증가하여 비탄성 진동 전자-분자 충돌이 주요 원인이라고 EEPF를 통하여 발표하였다. 이 논문을 보면 챔버 내부 압력이 120 mTorr까지 증가함에 따라 전자온도가 급격하게 감소하고 EEPF는 현저히 낮은 에너지 전자를 가진 이중 맥스웰 분포의 형태를 보인다. 이 EEPF 내, 압력범위 80 - 120 mTorr에서 저에너지를 가진 전자(3 eV 미만)가 많은 이유는 플라즈마 내에서 주로 분자와 전자가 충돌하여 분자를 여기시키는 $H_2(e+H_2(v=0)) \rightarrow e + H_2(v=1, 2, 3)$ 반응과 수소 음이온 H^- 이 전자와 충돌하여 수소원자로 파괴되는 것($H^- + e (\geq 1 \text{ eV}) \rightarrow 2e + H$)에 의한 것이 원인이라고 발표하였다. 분자-전자간의 충돌이 반응은 매우 낮은 진동 여기 임계값 (0.5, 1.0, 1.5 eV)을 갖기 때문이다. 따라서 3 eV 이상 에너지를 갖는 전자수가 적은 원인이 된다. 압력 범위 80 - 120 mTorr에서 EEPF의 가장 큰 특징은 전자 에너지 15 eV 정도의 높은 에너지영역의 증가로 설명할 수 있다. 이 15 eV 이상 고에너지 영역은 쉬스영역에서 높은 전기장과 작은 전자 분율의 상호작용하기 때문에 ambipolar potential barrier보다 높은 에너지를 갖는 전자만이 쉬스 필드에 의하여 가속될 수 있다. EEPF에서 전자의 고에너지영역의 존재는 높은 임계 전자 진동 여기 프로세스에 의하여 고진동적으로 여기된 분자가 생성된다. 이 고에너지를 갖는 전자와 여기된 분자는 수소음이온을 생성시키는데 필요한 요건이다.

상세한 내용은 J Geddes 등이 발표한 논문 [27]에서 알 수 있다. 이 논문에 따르면 압력에 따라 수소분자의 이온화, 전자밀도, 수소원자 및 분자 이온 생성반응에 대한 전원장치의 출력 기여도가 다르므로 각 반응의 에너지 밸런스 비교가 필요함을 확인하였다. 이를 바탕으로 압력에 따른 해리도에 대한 영향을 알 수 있었다.

J. Kristof 등의 논문 [21]에 따르면, 출력이 400 W인 수소 CCP 조건에서 해리도($[H]/([H]+[H_2])$)는 압력10 Pa, 7 Pa, 4 Pa, 3 Pa에 따라 각각 3.5 %, 2.5 %, 2.2 %, 2.3 % 정도이다. 이를 분석해보면 수소원자는 압력이 10 Pa일 때, $7.50 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 이고 해리도를 반영하면 분자밀도는 $2.13 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 이다. 이때 수소 원자와 분자의 밀도의 합은 $2.21 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 으로 압력조건을 이상기체 상태방정식에 대입하여 계산한 밀도 $2.27 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 과 매우 유사하다. 다른 압력조건도 마찬가지이다. 따라서 출력조건은 다르지만 참고문헌[21]의 압력조건에 해당하는

해리도를 본 연구의 압력조건에 대입하여 계산하면 원자, 분자중성입자밀도는 최소 22 mTorr 압력조건에서 각각 $1.30 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 과 $5.50 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 가 될 것으로 예상된다.

그리고 전자 밀도(n_e)는 수소 압력에 대한보다 복잡한 의존성을 보인다고 밝혔다. 여기에서 내부 압력이 100 mTorr 미만일 때, n_e 는 압력에 따라 급격히 증가하여 비탄성 진동 전자-분자 충돌의 높은 비율을 나타낸다. 라고 발표하였다. 따라서 전자온도가 낮아서 낮은 압력일 때에는 원자보다는 분자에 대한 레일리 산란 신호가 지배적이므로 유사하게 나온 것으로 판단되며 압력 75 - 95 mTorr 조건에서는 전자밀도가 증가함에 따라 그 영향이 측정결과에 영향을 미친 것으로 판단된다.

440, 532 nm이 두 파장 조건에서 레일리산란 신호를 이용하여 압력에 따라 수소 CCP의 내부 플라즈마 중성입자밀도를 측정하였다. 그 결과, 압력에 따라 플라즈마 생성 전후의 신호가 감소함을 확인하였다. 그리고 이 차이는 전자밀도에 따른 것으로 판단된다.

다시 말해, 수소 CCP는 분자-전자 충돌이 지배적인 플라즈마이고 해리도가 낮아 분자에 의한 레일리 산란 신호가 지배적이므로 플라즈마 발생 전후 산란 신호세기가 유사한 것으로 판단된다.

2. 틸슨산란 진단용 회절격자 분광기

결론부터 언급하면 회절격자를 이용하여 제작한 분산기의 분산부로 300 grooves/mm 격자밀도를 갖는 회절격자, 분광부는 플라스틱 광섬유 빔스플리터, 측정부는 APD, APD 전원모듈, DAQ로 Fig. 2-1-1-1과 같이 구성하였다. 이렇게 구성한 이유는 다음 관에서 설명하겠다.

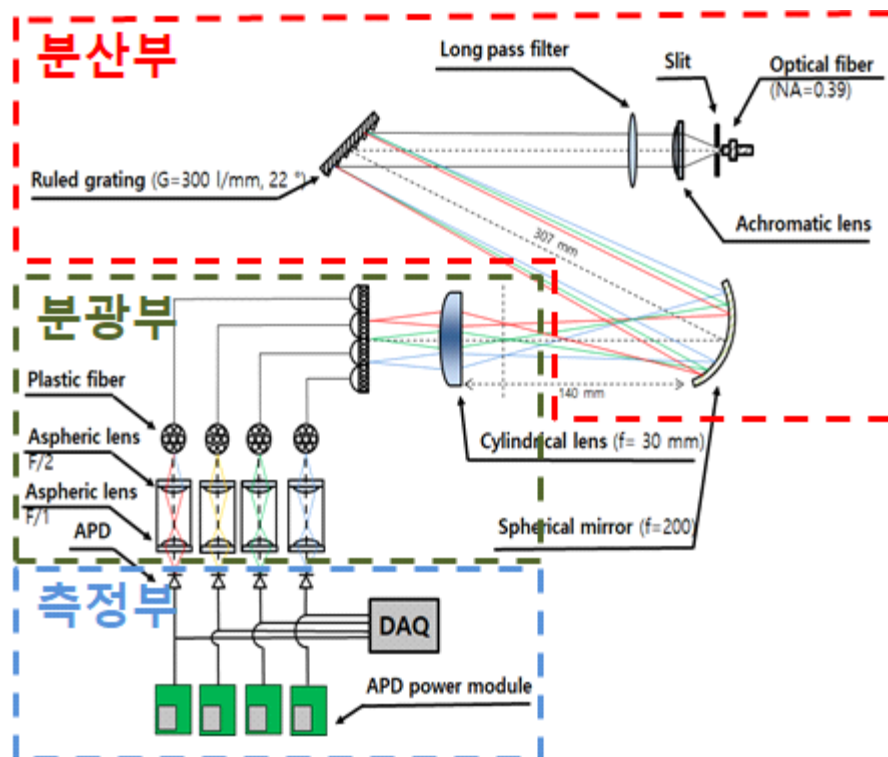


Fig. 2-1-1-1 틸슨산란 진단용 회절격자 분광기 개략도

1) 분산부

1.1) 회절격자 선정

분산된 파장영역을 시스템 내부 구성품인 spherical mirror를 통하여 초점이 맺도록 하였다. 이를 계산하기 위해서는 spherical mirror의 초점거리, 회절격자와 spherical mirror간의 거리를 바탕으로 이미지 초점거리 계산이 필요하다. spherical mirror의 초점거리가 200 mm이고, spherical mirror에 파장영역만 입사하는 a는 250 mm를 바탕으로 이미지 초점거리 b를 계산하면 약 1000 mm 정도 된다. (광 입사각은 76 ° 기준, 사전연구에서 공간 제한에 따라서 입사각이 고정)

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad 2-1-1-1$$

$$m = \frac{b}{a} = \frac{y'}{y} \quad 2-1-1-2$$

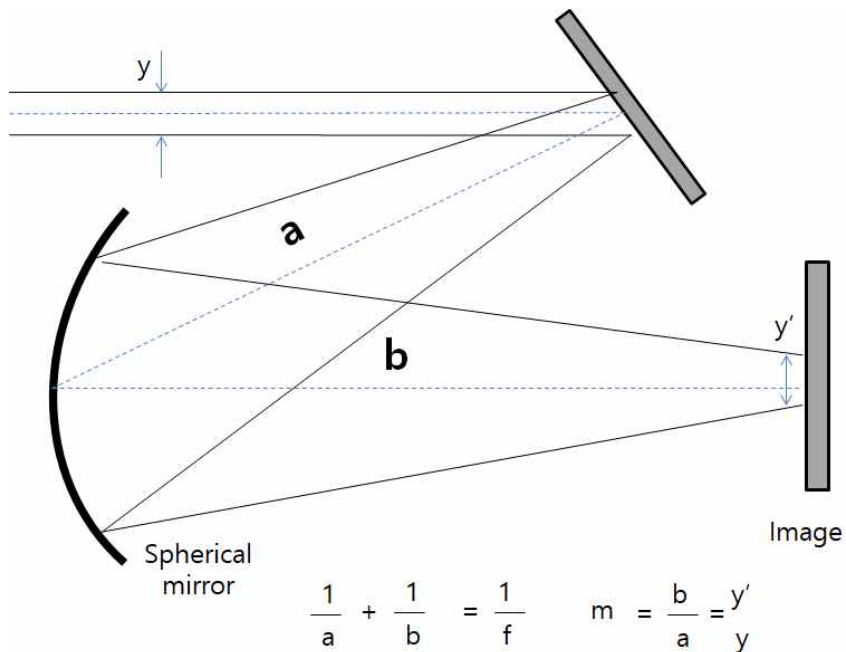


Fig. 2-1-1-2 평행광 및 spherical mirror 적용 초점거리 계산식

이를 바탕으로 초점거리에 맺힌 이미지의 크기는 170 mm 이다. 이 때, 시스템 정렬을 고려한다면 미러의 틸팅이 반드시 필요하다. 이를 고려하면 원하는 파장 이미지가 미러에 입사하는 크기는 약 240 mm정도가 된다. 이 크기는 매우 커서 소형화가 어려우며, 이를 고정하는 마운트는 별도의 제작이 요구된다. 따라서 1800 grooves/mm보다 작은 격자밀도를 갖는 회절격자 이용이 필요하다고 판단하였다.

이에 1200 grooves/mm 회절격자를 이용하였다. 1800 grooves/mm보다 낮은 격자밀도를 사용하게 되면 동일한 시스템 조건인 spherical mirror와 회절격자간의 거리가 250 mm일 때, 보다 넓은 파장영역이 미러로 입사하게 된다. 이는 간격을 멀리해도 원하는 파장영역을 분광시킬 수 있다는 의미이고 원하는 파장영역 이미지 크기가 작아져 효율적으로 분광할 수 있다. 따라서 spherical mirror의 초점거리보다 멀지만 250 mm 이내의 거리인 210 mm에서 초점거리에서 이미지 크기를 확인하여 Fig. 2-1-1-4에 나타냈다. 이 그림을 보면 880 - 1050 nm 까지 이미지가 약 60 mm 로 생성되었다. 이는 우리가 원하는 파장 범위보다 좁다. 그러나 800 - 850 nm 영역은 1 keV영역에서 거의 강도가 없는 영역이므로 현실적으로는 필요로 하지 않는 영역이다. 이를 고려하여 300 grooves/mm 회절격자를 이용하여 635 - 880 nm 피크파장의 이미지는 28 mm임을 확인하였다. 따라서 1 keV 전자온도영역에 해당하는 파장 범위인 800 - 1050 nm도 약 250 nm로 이미지가 28 mm가 되며 이 격자밀도를 선택하였다.

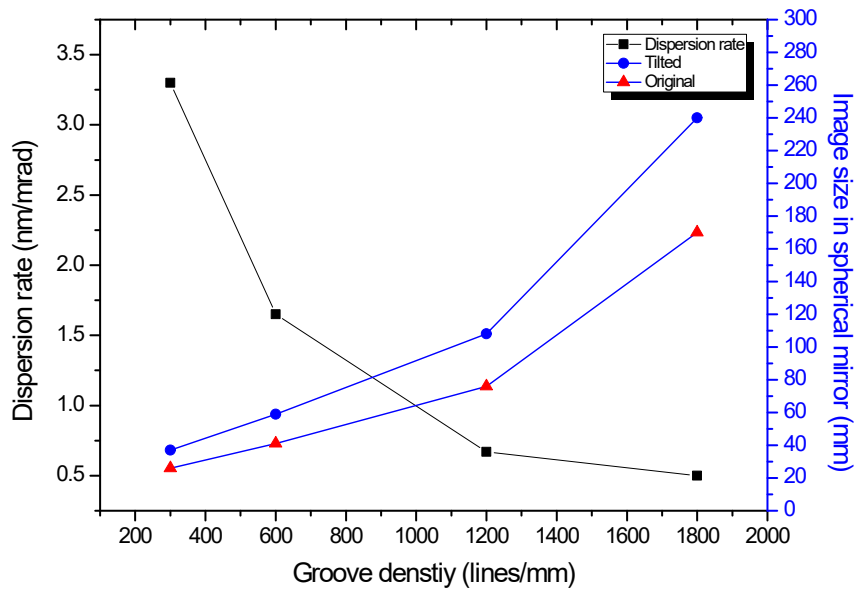


Fig. 2-1-1-3 격자밀도 별, 형성되는 이미지 크기
(a=250 mm, b=1,016 mm, 미러 f=200 mm, 회절각 76 °)

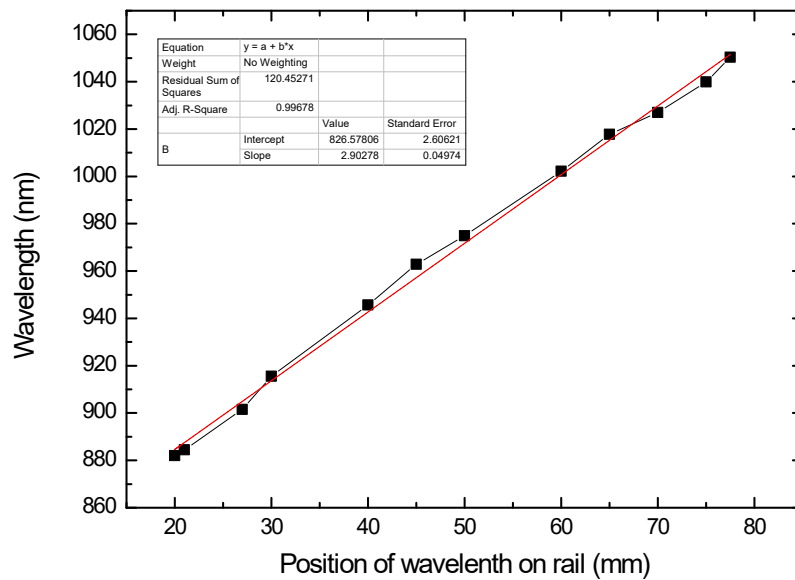


Fig. 2-1-1-4 Spherical mirror와 1,200 grooves/mm 회절격자간의
거리가 210 mm 일 때, 분산된 파장 이미지 크기

2) 분광부

2.1) 투과 반사형 빔스플리터

투과영역에서는 빔스플리터 설치 전후를 비교하였을 때, Fig. 2-2-1-1과 같이 투과영역의 강도가 1/5로 감소하였다. 이는 빔스플리터의 투과율에 의한 영향으로 판단된다. 그리고 동일한 위치에서 측정된 파장은 1039.45 nm에서 1027.76 nm로 변화하였다. 이는 빔스플리터에 의한 굴절이 원인으로 판단된다. 반사영역에서는 강도가 설치 전후 강도가 유사하였다. 투과영역과 반사영역의 파장이 약 90% 겹쳤다. 그리고 투과영역 이미지가 점으로 집광되지 않고 4 mm 정도의 이미지로 집광되었다.(Fig. 2-2-1-2)

결론적으로 동일한 위치에서 피크 파장이 변한 것은 빔스플리터를 투과하면서 발생한 굴절에 의한 것으로 판단된다. 아울러 파장별 강도의 감소는 빔스플리터 투과부분 면에서 파장강도의 일부가 반사되어 최종적으로 투과한 파장이 감소한 것으로 추측되며, 이는 빔스플리터를 AR(anti-reflective) 코팅하면 해결할 수 있을 것으로 판단된다. 그리고 투과한 영역을 집광한 이미지가 4 mm 길이로 측정되는 것은 시스템의 배율, 파장들의 서로다른 집광 포인트, 단색이미지가 아닌 분산된 파장이 다색화 이미지(면광원)에 의한 영향으로 판단하였다. 그리고 OES의 광섬유 코어크기가 600 μm 로 이 보다 OES의 이동거리보다 짧아 집광된 이미지가 조금이라도 코어로 입사하면 파장이 측정되기 때문이다. 그러나 OES를 600 μm 이상 움직여도 파장이 측정되었다. 따라서 이를 극복하고자 파장마다 집광거리가 다르고 같은 거리에 집광되더라도 한 점에 집광되지 않을 가능성이 있어 achromatic lens와 aspheric lens를 각각 적용하였으나 동일하게 이미지가 크게 측정되었다. 따라서 배율에 따른 집광 가능한 이미지 최소크기라고 판단되어 회절격자의 격자밀도를 300 grooves/mm를 선택하였다.

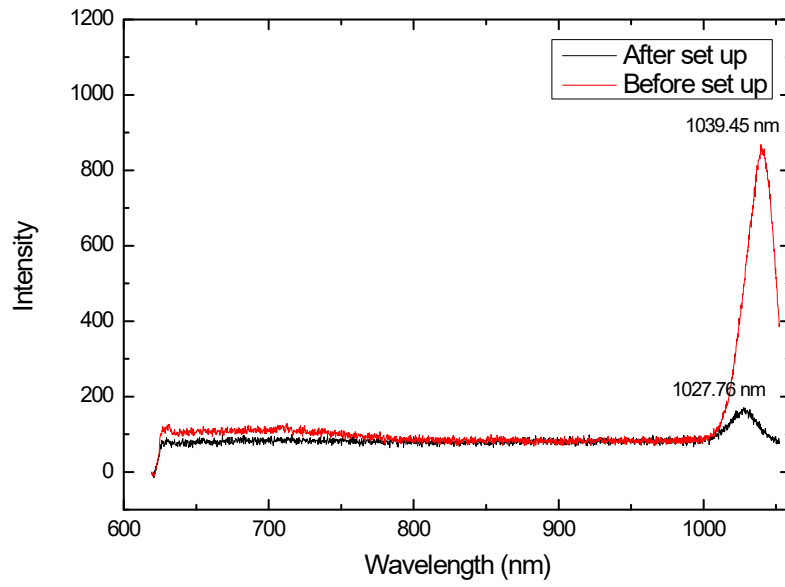


Fig. 2-2-1-1 동일한 위치에서 빔스플리터 설치 전후 파장 및 강도 비교

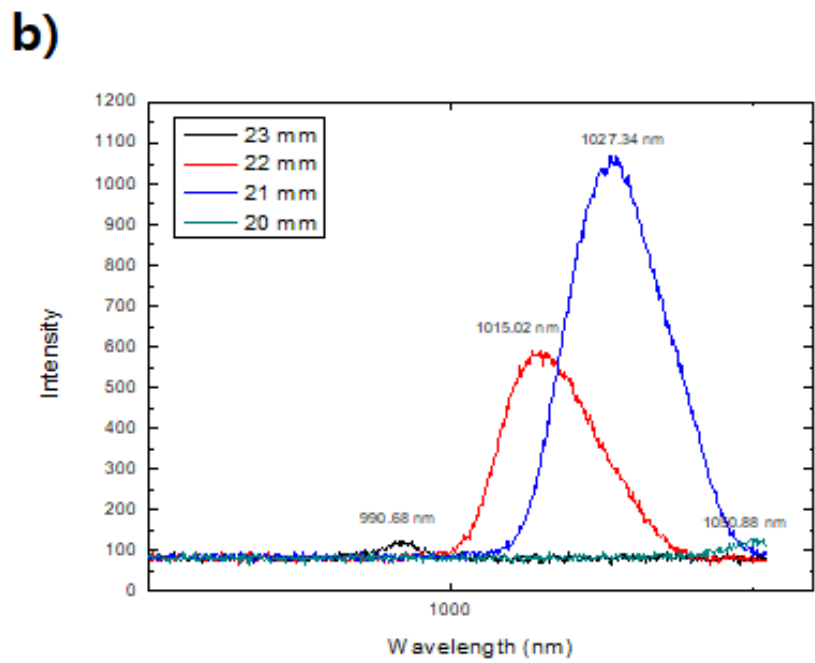
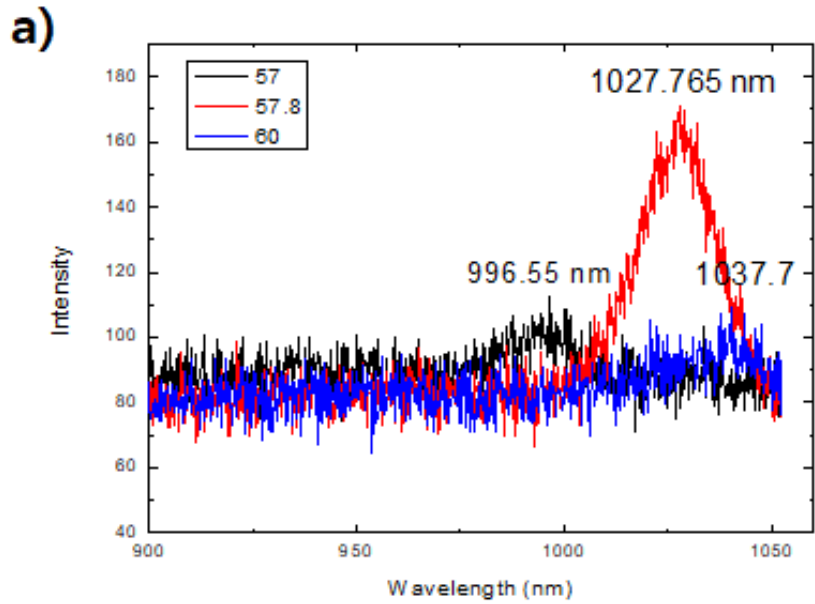


Fig. 2-2-1-2 투과 반사형 빔스플리터로 구분한 파장:
a) 투과영역: 996-1037 nm, b) 반사영역: 990-1050 nm

2.2) 반사형 빔스플리터

(1) DOF(depth of field) 측정

반사형 빔스플리터의 특성을 측정하기 위해서는 정확히 초점이 맺히는 거리로부터 가까워지거나 멀어질 때 이미지 품질이 유지되는 능력인 depth of field(DOF) 내에 빔스플리터의 채널 구분영역 모두가 위치해야 한다. 정확한 초점에서 벗어나면 0 % 강도 폭이 증가하여 채널분리에 분리해진다.

따라서 미러가 설치된 곳에서 초점거리 별로 파장변화를 확인하였다. 이는 Fig. 2-2-2-1에 나타냈다. 파장변화는 일정하게 1 mm 간격으로 약 10 nm 의 변화를 일정하게 보였다. 그러나 Fig. 2-2-2-2와 같이 이미지가 구면파형태로 되어 직선으로 나누게 되면 띄어 파장 겹침이 있다.

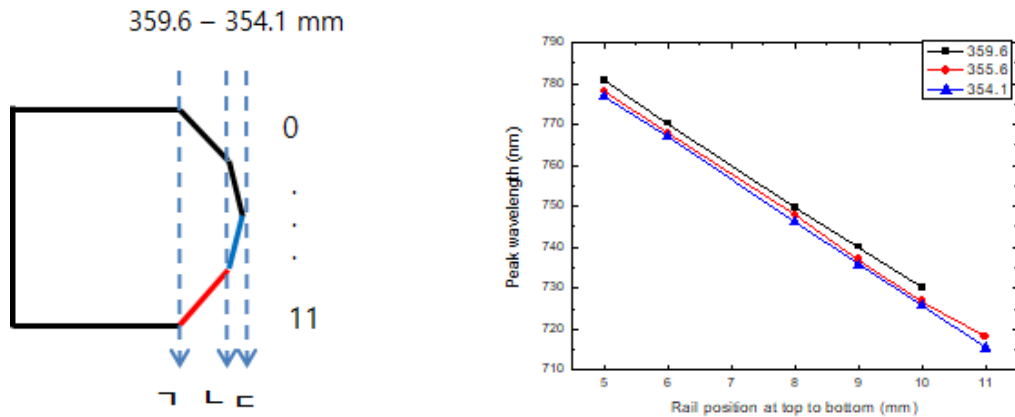


Fig. 2-2-2-1 반사형 빔스플리터의 미러 위치에서 파장변화

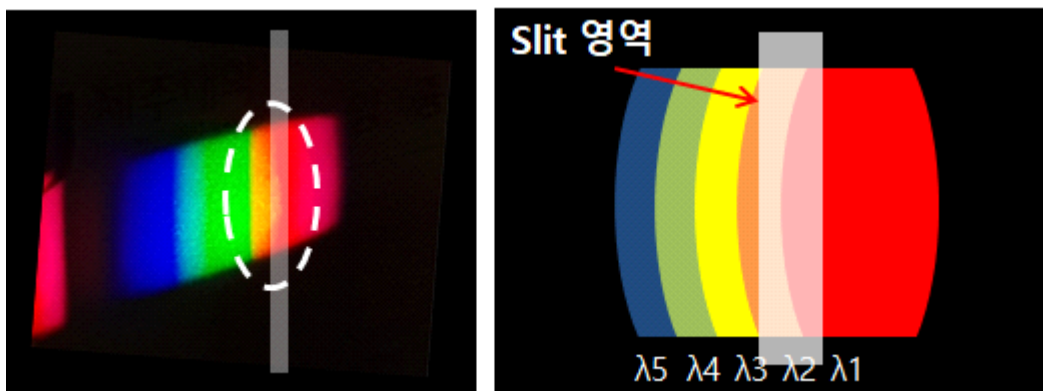


Fig. 2-2-2-2 파장영역을 가시광으로 선택하여 얻은 이미지

이를 극복하기 위하여 반사형 빔스플리터 이후에 어퍼처를 설치하였으나 큰 차이를 보이지 못하였다. 이에 따라 원인을 코마로 판단하였고 이미지 왜곡을 줄이기 위하여 spherical mirror의 초점거리를 조절하여 형성되는 이미지를 확인하였다. 그 이유는 광축과 장치의 중심을 맞추어야 코마 왜곡이 감소하는데 초점거리가 짧으면 입사각이 커져서 코마가 발생하기 쉽기 때문이다. 따라서 광섬유의 내경과 spherical mirror의 초점거리를 200.0 mm, 304.8 mm, 508.0 mm로 각각 달리하여 확인하였다.

Fig. 2-2-2-3은 광섬유의 내경을 65, 400, 600, 1000 μm 로 달리하여 촬영한 이미지결과이다. 보시면 쉽게 알 수 있듯이 코어크기가 감소할수록 이미지 왜곡이 감소하는 것으로 보이며 600 μm 에서 가장 두드러지게 선형을 나타내는 것으로 보인다. 그러나 내경이 작을수록 신호 강도 자체가 낮아지기 때문에 산란광의 강도가 낮은 톰슨신호 측정에는 적합하지 않다.

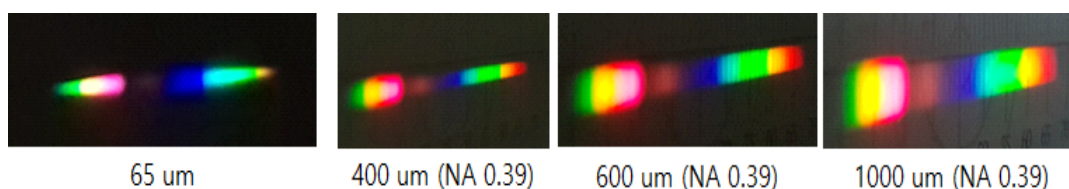


Fig. 2-2-2-3 Spherical mirror 초점거리 200 mm 일 때,
광섬유 직경 별 생성된 이미지

이에 따라 분산된 이미지의 왜곡이 코어크기에 따른 원인이 아니라고 판단되어 spherical mirror의 초점거리를 달리하여 측정하여 Fig. 2-2-2-4에 나타냈다. Fig. 2-2-2-3에서 1000 μm 광섬유 내경에 초점거리가 a) 200 mm, b) 304.8 mm, c) 508 mm 인 spherical mirror에 의해 형성된 이미지이다. 이를 보면 여전히 굴곡진 이미지가 나타났다.

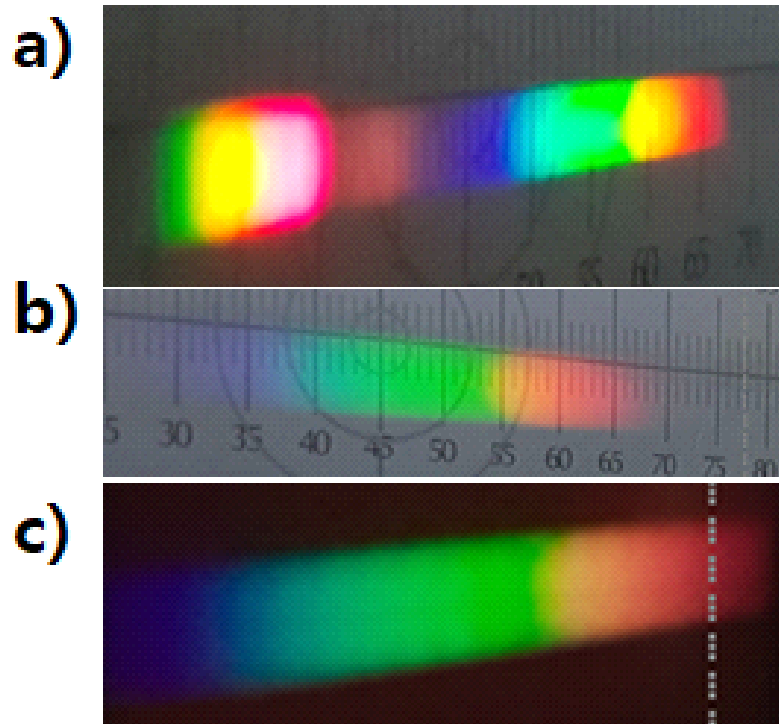


Fig. 2-2-2-4 Spherical mirror의 초점거리 별, 이미지 비교:
a) 200 mm, b) 304.8 mm, c) 508 mm

spherical mirror부터 반사된 이미지를 거리마다 OES로 측정거리 별, 파장이미지의 0 % 강도 폭을 확인하여 Fig. 2-2-2-5에 나타냈다. 초점거리 190 - 205 mm에서 멀어질수록, 0 % 강도 폭이 83 nm 보다 증가함을 알 수 있다. 따라서 빔스플리터를 설치하였을 때, 빔스플리터가 기울거나, 이미지가 맺힌 위치를 기준으로 앞뒤 거리가 발생하게 되면 주변 파장과 겹침이 발생정도가 증가하는 것을 확인하였다. 따라서 190 - 205 mm 부근에 반사형 빔스플리터를 설치하여 채널구분 여부를 확인하였다.

채널을 분리하기 위해서는 파장영역 이미지의 크기와 파장분리 정도 및 파장과 파장간의 중복여부 확인이 반드시 필요하다. 따라서 그림과 같이 OES를 일정한 간격으로 이동시켜서 이미지 특성을 파악하였다.

결과적으로 a, b 채널 모두에서 약 4 mm 정도 위치를 조절할 때 까지 강도가 측정되었다. 그리고 두 채널이 60 nm 가량 겹친다.

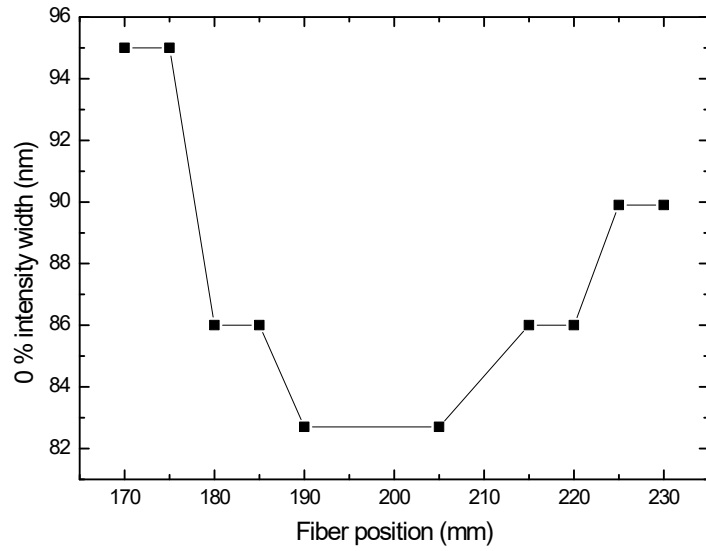


Fig. 2-2-2-5 Spherical mirror 반사 후, 측정거리 별 0 % 강도 폭:
초점거리에 따라 파장 폭이 달라짐을 알 수 있음

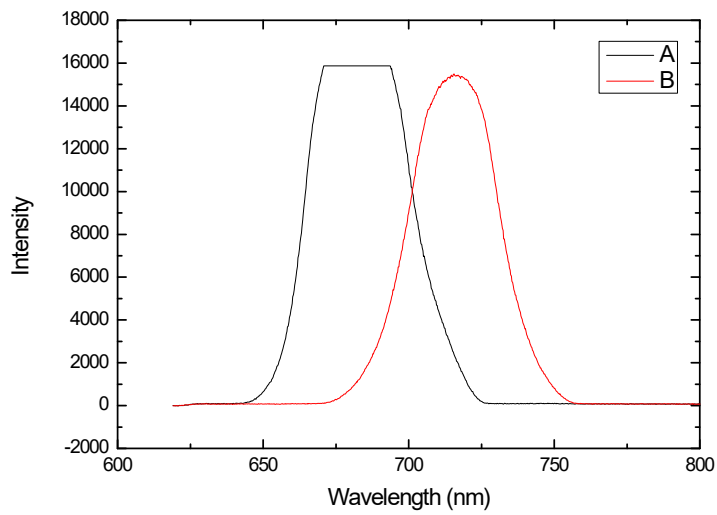


Fig. 2-2-2-6 반사형 빔스플리터로 구분한 파장영역 측정 결과

이를 직접적으로 확인하고자 회절격자의 각도를 돌려 가시광영역에서 이미지를 측정하였다. 그 결과는 Fig. 2-2-2-7 a)에 나타났다. 0 % 강도폭이 약 80 nm로 넓은 이유가 이미지가 선형적으로 분산된 것이 아니라 굴곡졌기 때문으로 생각된다. 따라서 이를 해결하고자 광원 출력단에 설치하는 광섬유에 200 μm 슬릿을 설치하여 이미지를 확인하였다. 이는 Fig. 2-2-2-7 b)에 나타났다. 이를 보면 알 수 있듯이 이미지가 선형적으로 되었음을 알 수 있다.

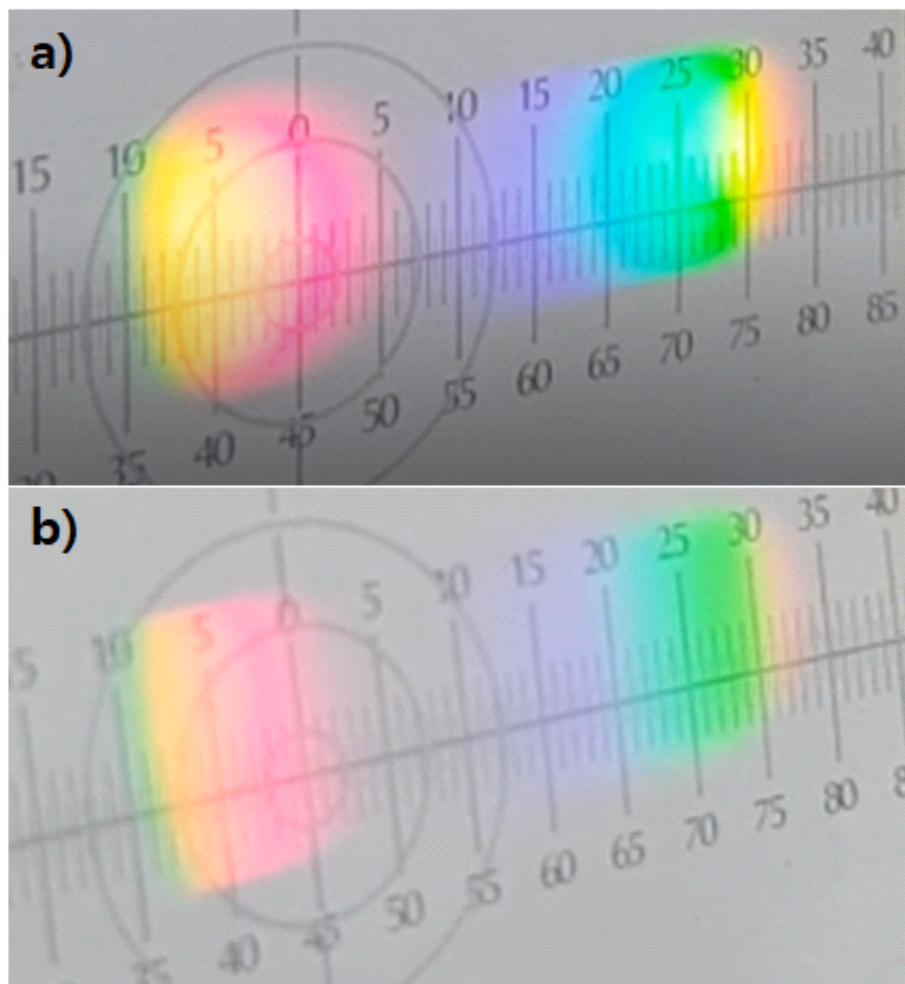


Fig. 2-2-2-7 슬릿설치 전후, 이미지 결과: 슬릿 사용 a) 전, b) 후

이를 바탕으로 초점거리에 따른 0 % 강도폭을 측정하였다. 그 결과, 설치 전후로 약 80 % 감소함을 확인하였다(Fig. 2-2-2-8). 그리고 파장 변화도 약 8 nm 감소하였다. 따라서 이 후 진행된 실험에서는 슬릿을 설치하였다. 그리고 이때 측정한 이미지로 보아 250 nm 파장이미지는 30 mm가 됨을 확인하였다(Fig. 2-2-2-9).

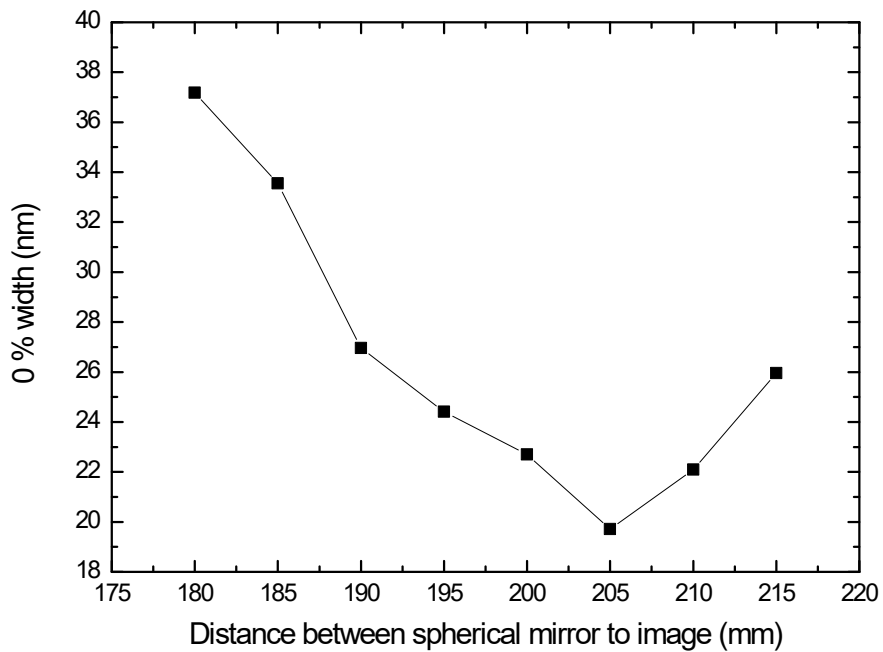


Fig. 2-2-2-8 Spherical mirror 반사 후, 측정거리 별 0 % 강도 폭:
초점거리에 따라 파장폭이 달라짐을 알 수 있음

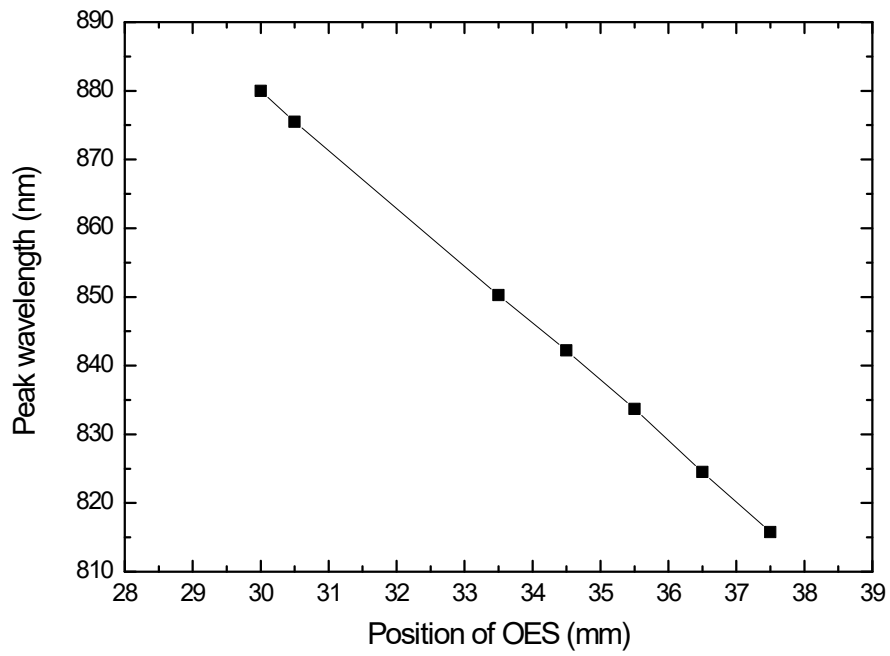


Fig. 2-2-2-9 슬릿 적용 후, 초점거리에서 이미지의 파장변화

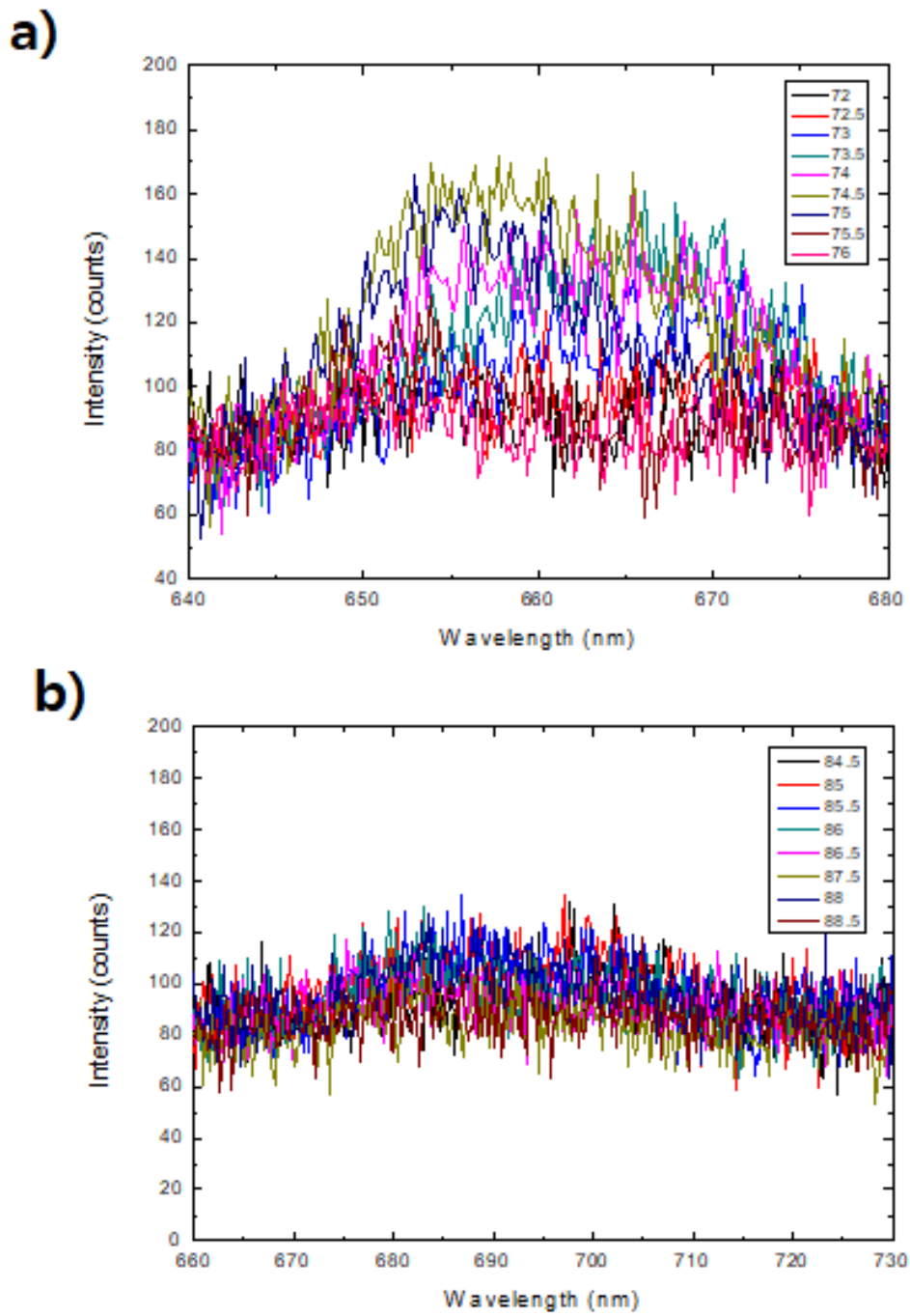


Fig. 2-2-2-10 슬릿 적용 후, 반사형 빔스플리터를 이용한 채널 분리 결과

그리고 이를 바탕으로 채널 구분 여부 실험을 진행한 결과, Fig. 2-2-2-10과 같이 파장겉침이 8 nm로 감소하였다. 그러나 강도가 1/80로 크게 감소한 것으로 판단된다. 따라서 OES의 integration time을 늘려 확인한 결과, Fig. 2-2-2-11와 같이 30 nm가 겉침을 확인했다. 따라서 파장분리가 이루어지지 않았음을 확인했다.

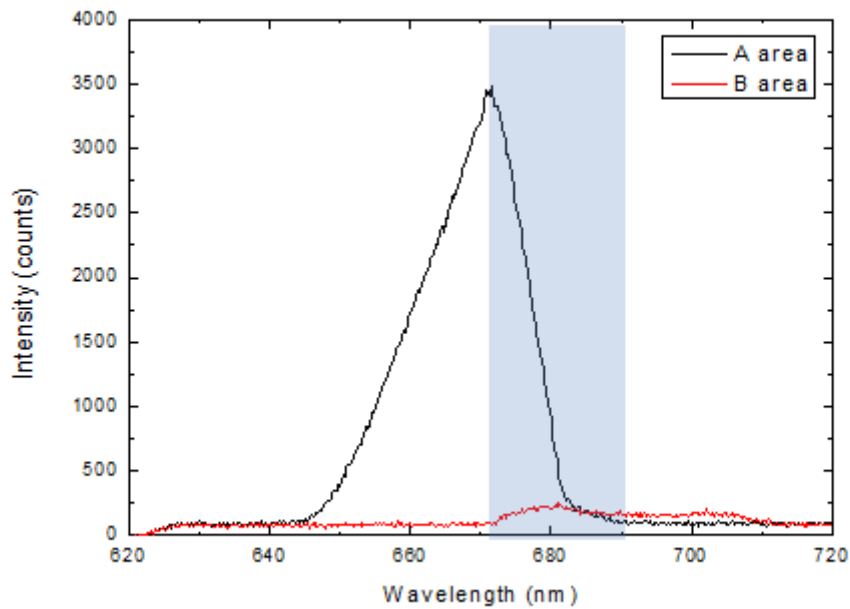


Fig. 2-2-2-11 OES integration time을 조절하여 측정한 채널 구분 결과:
10 msec에서 100 msec

2.3) 플라스틱 광섬유 빔스플리터

광섬유 빔스플리터는 투과반사형, 반사형 빔스플리터에서 발생하는 각도에 의한 입체 면에 의한 DOF에 대한 고려할 필요가 없다. 뿐만 아니라, 앞서 OES에서 측정된 스펙트럼의 형태가 삼각과 형태에 대한 대책이 필요하다.

이 방법은 spherical mirror에 의하여 반사된 이미지가 집광되기 이전에 실린더 렌즈를 설치하여 파장이 분산된 면 이미지를 선 이미지로 집광시키고 이 위치에 플라스틱 파이버 28개가 고정된 번들을 설치하였다. 그리고 7개씩 한 묶음으로 하여 Fig. 2-2-3-1과 같이 원형으로 채널을 만들어 고정시켰다. 파이버의 내경은 1 mm이다. 따라서 250 nm 파장영역이 30 mm 선형 이미지가 된다. 이 이미지는 직경 25.4 mm, f/2,인 aspheric lens와 직경 12.7 mm, f/1인 aspheric lens를 이용하여 이미지를 1/4로 배율을 축소시켜 집광시켰다. 이 두 렌즈는 모두 적외선 영역에서 AR코팅된 제품이다. 그리고 이 빔스플리터를 이용하여 회절격자분광기를 구성하여 실험을 진행하였다.

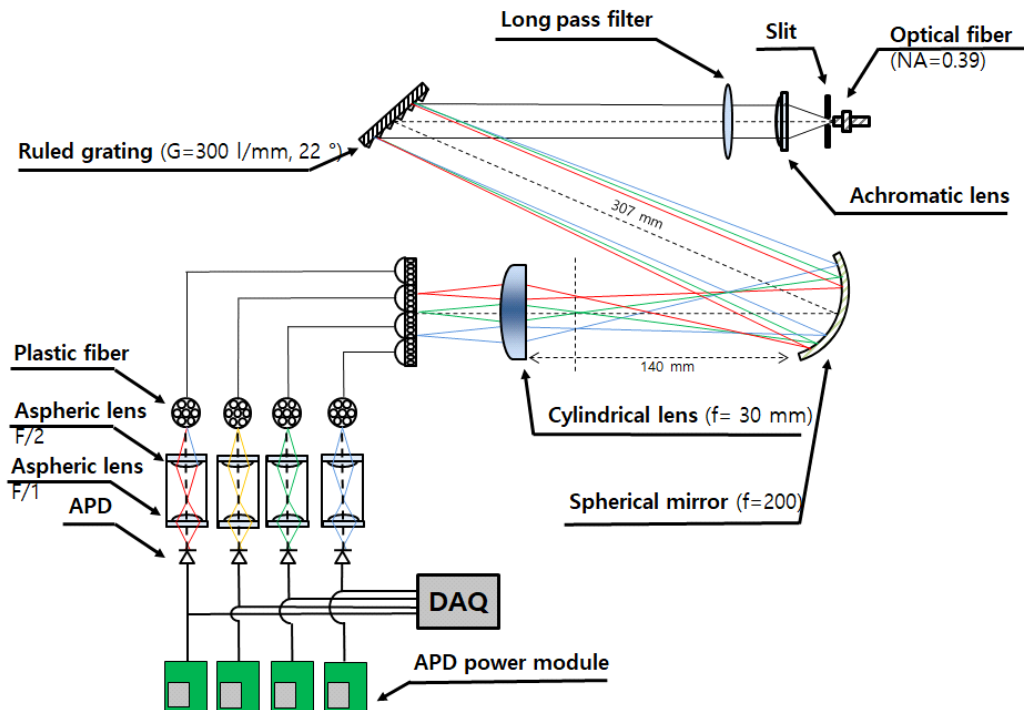


Fig. 2-2-3-1 실험결과를 바탕으로 설계한 분광기 개략도

OES로 측정된 선형 스펙트럼 형태가 삼각형을 보이는 것은 OES의 광섬유 코어 모양이 원형이기 때문인 것으로 판단된다. 그 이유는 평행광이 회절격자에 의하여 파장이 분산된 수직형태로 바뀌고 이 분산된 파장이미지가 Fig. 2-2-3-2과 같이 광섬유 코어 직경보다 클 경우에 코어 내경 부근으로 입사하는 파장이미지는 많이 입사하지 못하게 된다. 따라서 중심파장은 강도가 높지만 코어 바깥으로 갈수록 강도가 감소하게 된다.

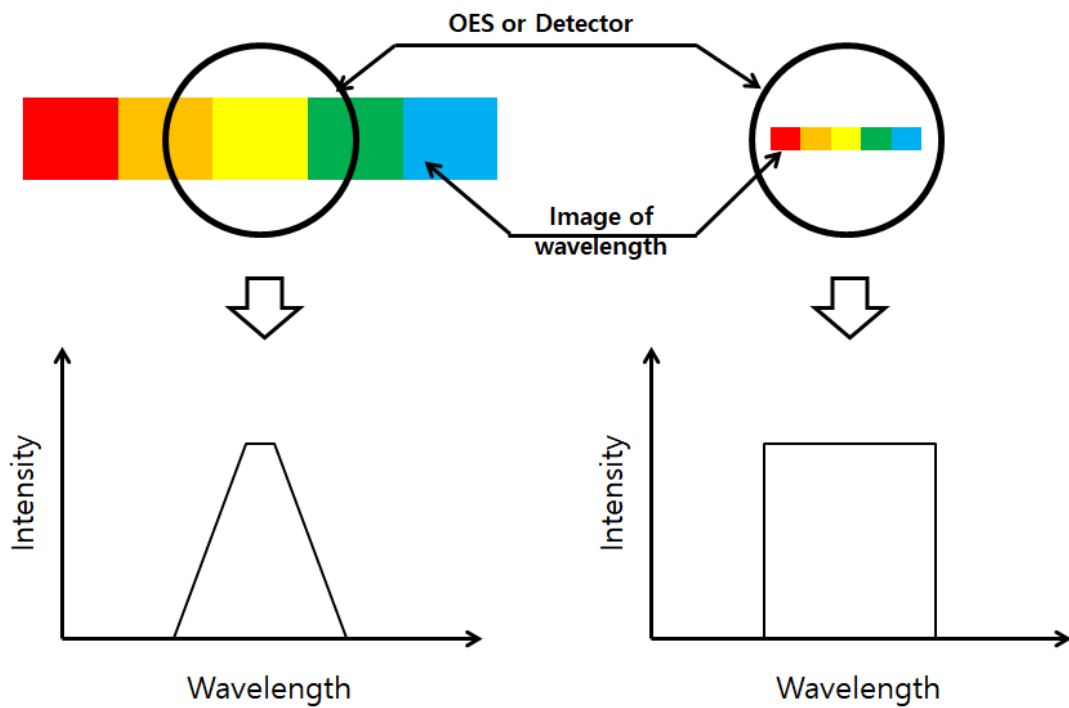


Fig. 2-2-3-2 이미지크기와 광섬유코어위치에 따른 측정파장의 파형 비교

이를 해결하기 위하여 현재 파장이미지 크기는 OES의 광섬유 코어 크기보다 크므로 실린더 렌즈를 이용하여 파장 이미지 직경을 감소시켰다. 이 때, 렌즈의 위치는 이미지가 맺히는 초점거리에서 실린드릭 렌즈의 초점거리만큼 떨어진 곳에 설치하였을 때와 기존에 설치된 장치들을 고려한 조건인 spherical mirror에서 140 mm 정도 거리 위치에 설치하였을 때를 비교하였다.

그 결과, Fig. 2-2-3-3과 같이 특정위치에서 측정한 파장의 0 % 강도 폭을 초점이 맺히고 30 mm 정도 떨어진 거리에 실린더 렌즈를 설치하여 측정한 a) 0 % 강도 폭 결과는 약 100 nm로 300 % 증가하였고, 초점이 맺히기 이전에 실린더 렌즈를 설치하여 측정한 b) 0 % 강도 폭은 실린더 렌즈를 설치하지 않은 결과보다 30 % 증가하였다. 그리고 피크파장의 변화는 각각 9 nm와 8 nm로 일정하였다. Fig. 2-2-3-3의 a)의 경우, 0 % 강도 폭이 증가하였을 때, 다음 파장과 90 % 정도 겹쳐서 파장을 분리하는데 단점이 있다. 따라서 b) 조건과 같이 장치를 설치하는 것이 필요함을 확인하였다.

그러나 파형이 가우시안분포형태를 보여 채널을 집광시켜서 이미지를 파이버 코어크기보다 축소시킬 필요성을 확인하였고 집광렌즈를 추가로 설치하여 측정하였다. 그 결과, 파형이 사각형을 나타냄을 확인하였다.(Fig. 2-2-3-4)

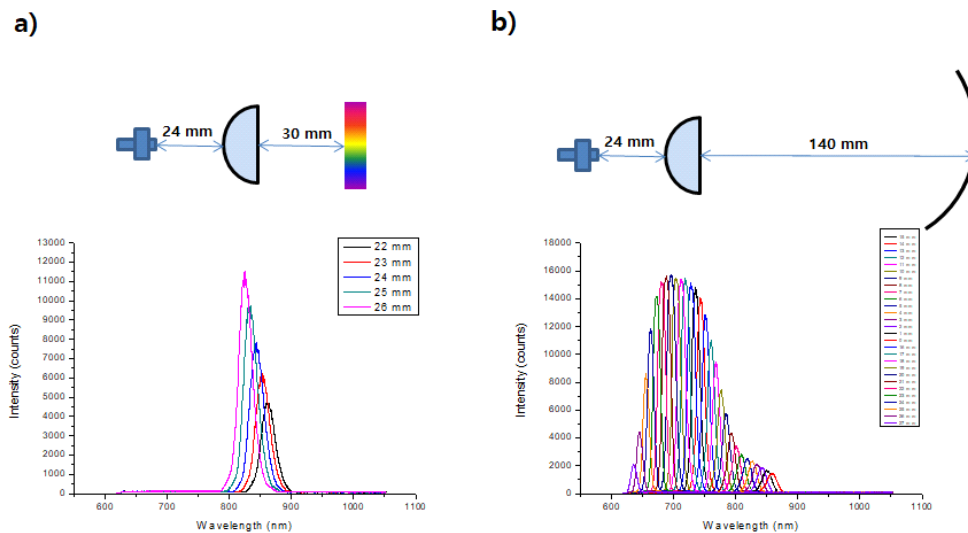


Fig. 2-2-3-3 실린더 렌즈 위치 별, 측정파장의 0 % 강도 길이 비교: a) 이미지가 맺힌 후, 재집광 결과, b) 이미지가 맺히기 전에 집광시킨 결과

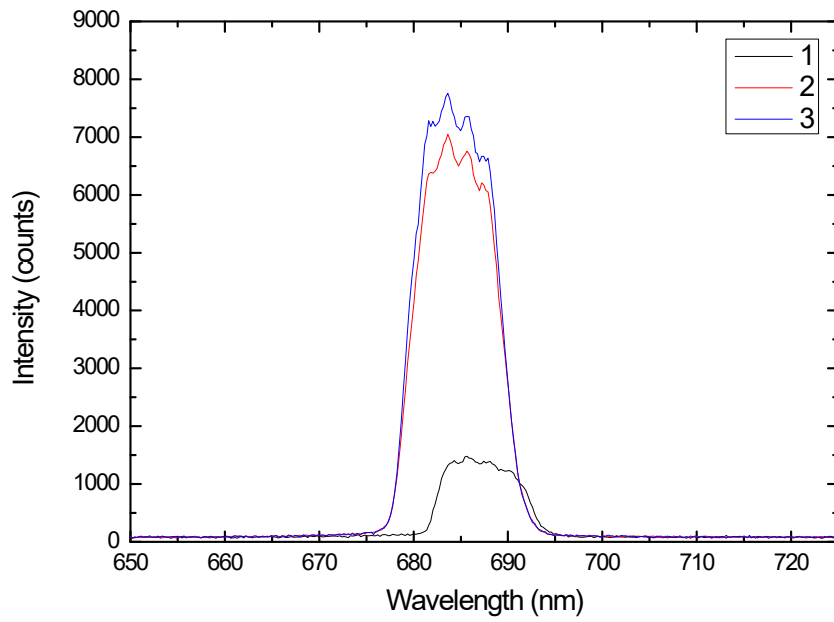


Fig. 2-2-3-4 실린드릭 렌즈를 이용하여 집광시킨 파장이미지 측정 결과

3) 측정부

측정부는 신호측정용 Si-APD, InGaAs-APD와 APD 동작 전원 모듈, 아날로그 신호를 디지털로 변화시켜주는 DAQ로 구성하였다.

3.1) APD 동작 모듈 제작

세기가 약한 톱슨산란 신호를 측정하기 위하여 포토 디텍터(APD, Avalanche Photo Diode, SAR 1500-H3)를 선택하였고 이를 동작시키기 위하여 전원장치를 제작하였다. 제작에 사용된 Si-APD와 InGaAs-APD는 각기 다른 전압으로 동작하므로 이에 대하여 적절한 전압을 이용하고자 각각에 해당하는 전원모듈을 제작하였다.

APD 동작에 필요한 전원모듈은 Laser Components사의 ABC-550-04 모델을 이용하였다. 이 모듈은 12 V의 전원이 입력되면 5 V의 기준전압(V_{ref})이 발생시킨다. 그리고 기준전압을 디바이더로 동작 전압을 조절하도록 되어있다. 이 때, 생성된 전압(V_c)과 게인($G=100$)이 곱해지면 생성된 최종전압이 된다. 그리고 이 디바이더를 통하여 생성된 전압을 별도의 V_{gc} 단자에 입력하면 입력전압($0 - 5$ V) \times 게인($G=10$)의 값이 출력된다. 이 전원 모듈의 개략도를 Fig. 2-3-1-1에 나타냈다.

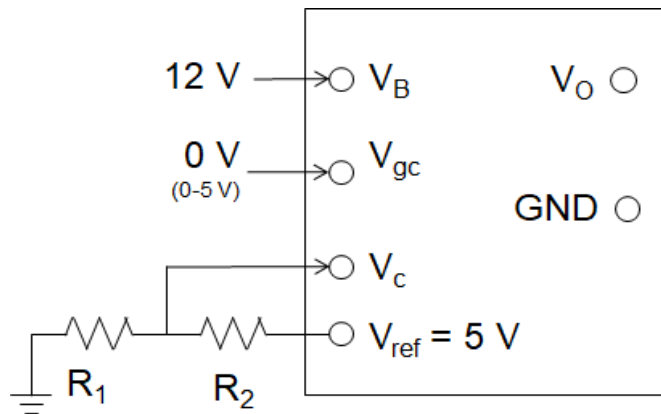


Fig. 2-3-1-1. APD 전원 모듈 동작 개략도

APD 에 안가되는 전압을 계산하는 식은 다음과 같다.

$$V_o = V_{ref} \times \frac{R_1}{R_1 + R_2} \times 100 - V_{gc} \times 10 \quad 2-3-1-1$$

식 2-3-1-1에서 100은 V_{ref} 에 대한 게인 값이고, 10은 V_{gc} 에 대한 게인 값이다. Si와 InGaAs APD 각각의 동작전압은 각각 150 - 400 V와 35 - 75 V이다. APD를 동작시키는 전압이 알맞게 생성되는지 특성을 확인하고자 디바이더 저항을 계산하였다.

그 결과, R_1 과 R_2 는 각각 10 k Ω 으로 입력하면 250 V가 생성될 것으로 예상하였다.

실제 출력전압을 오실로스코프로 확인한 결과, R_1 , R_2 가 각각 10 k Ω 일 때, 243 V가 생성됨을 확인하였다. 이는 저항값의 편차와 게인 값에 의한 것으로 판단된다. 그리고 이를 바탕으로 V_{gc} 를 0-5 V까지 0.5 V 간격으로 조절하여 동작 특성을 확인하였다.

그 결과, V_{gc} 에 입력한 전압에 따라 V_0 전압이 선형적으로 감소함을 확인하였다. 그리고 V_{gc} 가 5 V 일 때, 최소 194 V가 생성됨을 확인하였다(Fig. 2-3-1-2).

아울러 위 결과를 바탕으로 InGaAs APD 동작 전압(35 - 75 V)을 생성하기 위한 디바이더의 R_1 , R_2 저항을 10 k Ω , 47 k Ω 로 선택하여 테스트하였다. 이 결과는 Fig. 2-3-1-3과 같이 89-38 V 동작 특성 결과를 얻었다.

결론적으로 V_{gc} 없이 동작시키기 위하여 저항을 R_1 , R_2 조합을 각각 10 k Ω - 10 k Ω 과 10 k Ω - 47 k Ω 으로 하여 동작시켜 알맞은 전압 243 V, 65 V가 생성됨을 확인하였다.

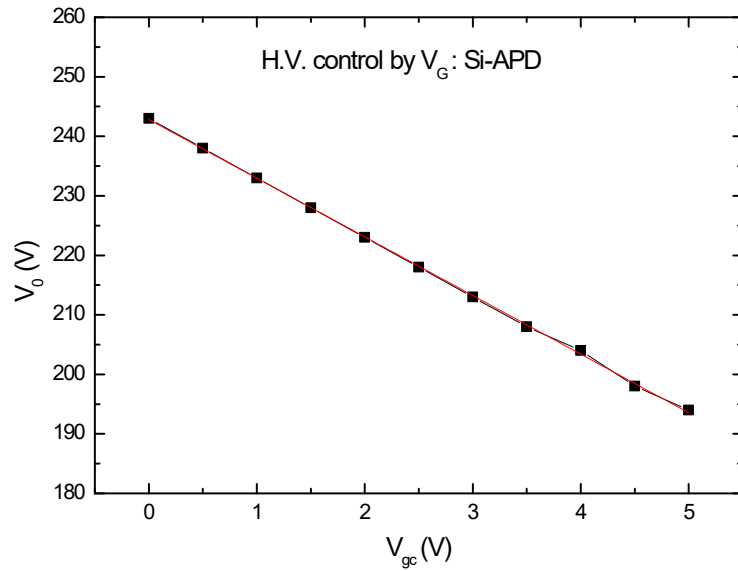


Fig. 2-3-1-2 V_{gc} 전압에 따른 전원 모듈의 생성전압 테스트 결과:
Si APD 용 (디바이더 내 $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$)

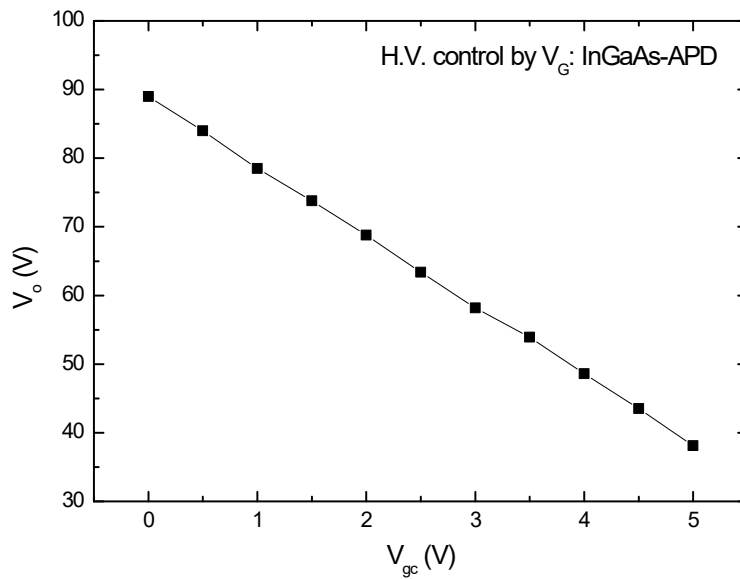


Fig. 2-3-1-3 V_{gc} 전압에 따른 전원 모듈의 생성전압 테스트 결과:
InGaAs APD 용 (디바이더 내 $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 47 \text{ k}\Omega$)

3.2) 레이저 펄스첨두출력에 따른 APD 신호변화

(1) ND필터의 OD넘버에 따른 레이저 펄스첨두출력 측정

펄스당 첨두출력으로 313 kW, 100 kW, 31 kW, 6 kW, 3 kW를 얻었다. 이를 Fig. 2-3-2-1에 나타냈다. 이는 레이저 출력을 ND 필터의 OD 넘버에 따라 측정하여 레이저 펄스당 첨두출력으로 선형적으로 변화함을 알 수 있다.

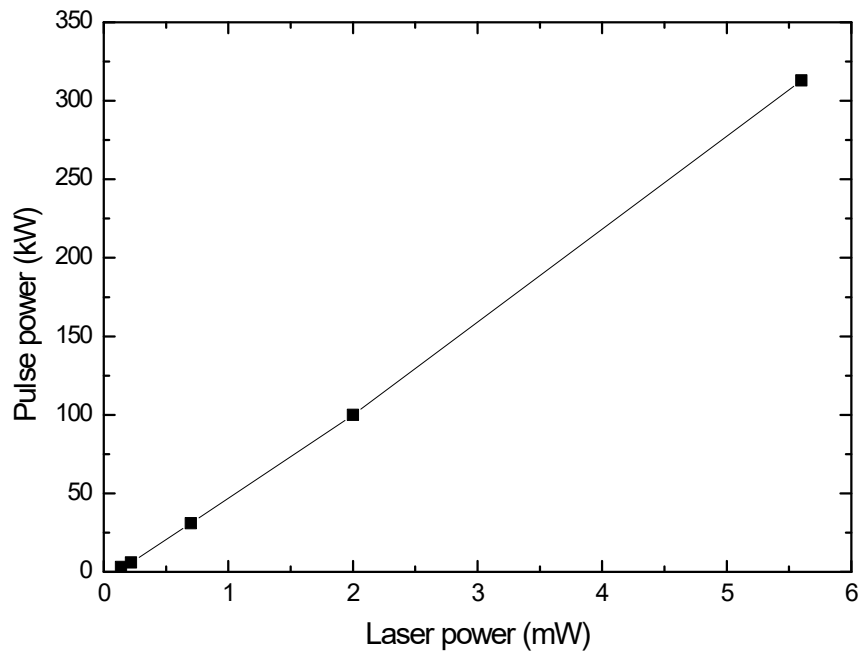


Fig. 2-3-2-1 ND 필터를 이용한 펄스당 첨두출력 특성 파악 결과

Table 2-3-2-1 OD 넘버에 따른 펄스당 첨두출력

OD number	Pulse power(kW)	Laser power (mW)
0.3	313	5.6
0.8	100	2
1.3	31	0.7
2	6	0.22
2.3	3	0.14

(2) 레이저 펄스첨두출력에 따른 APD 신호변화

APD는 바이어스 전압에 의하여 광신호가 없을 때, 일정한 정방향 전류가 흐른다. 이에 따라 이론과 같이 맞추기 위하여 암실조건에서 APD 특성을 확인하였다. 그 결과 Fig. 2-3-2-2에 나타냈듯이 약 3.65 V를 얻었다

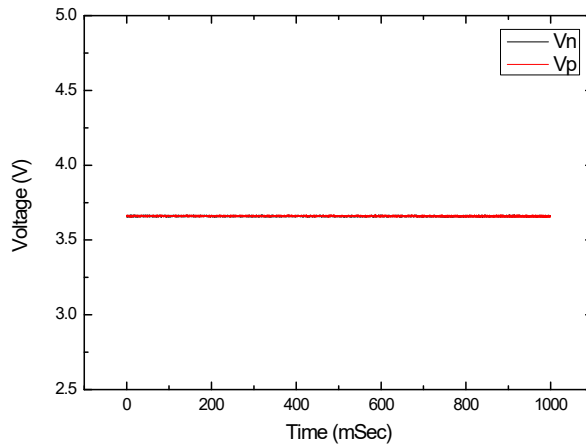


Fig. 2-3-2-2 암실조건에서 APD에서 얻은 바이어스전압 V_{bias}

. 그리고 ND 필터의 OD 넘버를 바꾸어 다양한 펄스에너지에 따른 APD의 출력 신호를 측정하여 Fig. 2-3-2-3에 나타냈다.

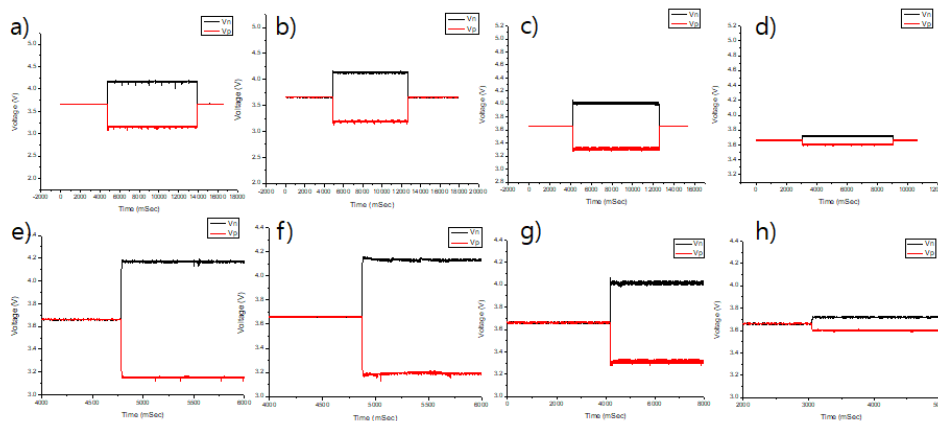


Fig. 2-3-2-3 DAQ로 측정한 펄스당 첨두출력에 따른 APD 신호결과:

a) 313 , b) 100, c) 31, d) 3 kW일 때, 측정된 전체 결과,
e-h) 순서별 전체부분 중 일부

Fig. 2-3-2-3에 나타냈듯이 OD 넘버가 증가할수록 노말 신호와 변화차이가 감소함을 알 수 있다. 이는 ND 필터의 투과도가 감소했기 때문으로 판단된다.

OD 넘버가 0.3일 때에는 펄스당 침투출력은 313 kW로, V_n 신호는 전압이 3.65 V에서 4.16 V로 0.5 V 상승하였다. 그리고 V_p 신호는 전압이 3.65 V에서 3.14 V로 0.5 V 감소하였다. OD 넘버가 0.8일 때에는 펄스당 침투출력은 100 kW로, V_n 은 4.13 V로 0.48 V 상승하였다. 그리고 V_p 신호는 전압이 3.19 V로 0.46 V만큼 감소하였다. OD 넘버가 1.3 일 때에는 펄스당 침투출력은 31 kW로, V_n 은 4.0 V로 0.35 V 상승했고, V_p 도 3.3 V로 동일하게 0.35 V가 감소했다.

OD 넘버가 2.3 일 때에는 펄스당 침투출력은 3 kW로, V_n 은 3.72 V, V_p 는 3.6 V로 0.07 V 증가와 0.05 V 감소하였다. 따라서

전체적으로 OD 넘버가 증가할수록 변화폭(입력신호 입사 전후 전압 차이)이 적음을 알 수 있었고 그 변화폭은 V_p 와 V_n 이 매우 유사함을 확인했다. 이는 Fig. 2-3-2-4에 나타냈다.

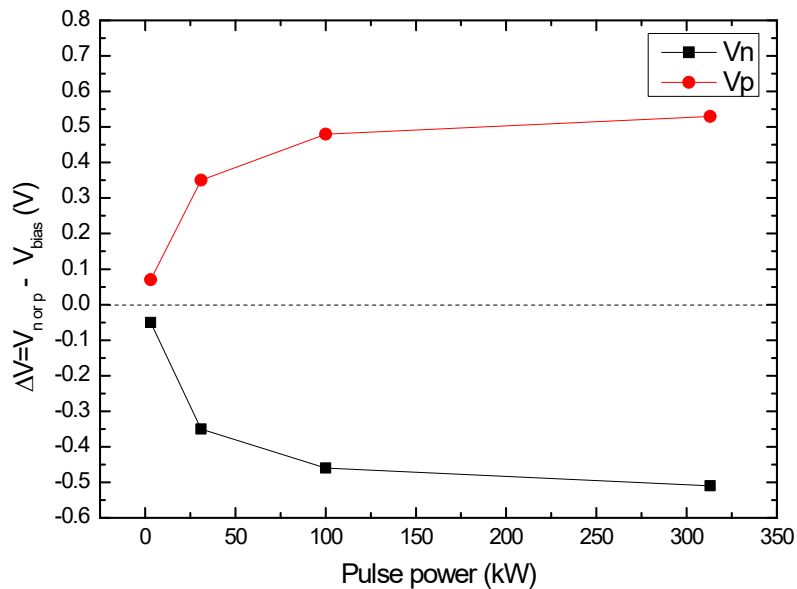


Fig. 2-3-2-4 펄스당 침투출력에 따른 APD 신호 변화: DAQ

3.3) 레이저 펄스폭에 따른 APD 반응

입력신호(레이저)에 대하여 바뀌는지 확인하고자 레이저 펄스폭을 8, 50, 200 nsec로 변화를 주어 확인하였다. Fig. 2-3-3-1은 레이저 펄스폭을 달리하여 측정 한 레이저 펄스 신호다. 레이저 펄스폭이 증가함에 따라 상승시간과 전압이 달라 지지 않고 펄스폭만큼 신호길이가 증가하였다.

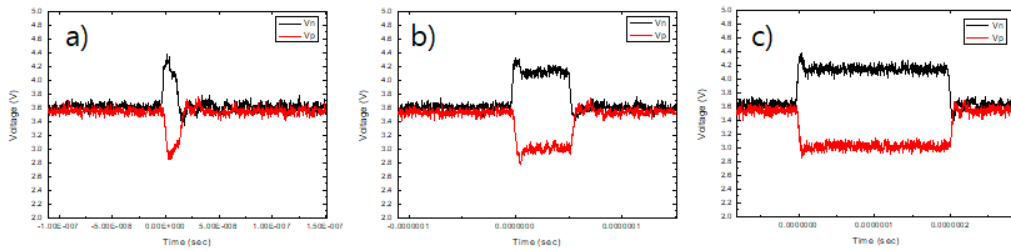


Fig. 2-3-3-1 펄스에너지(OD 넘버) 별, APD 출력신호:

a) 8 nsec , b) 50, c) 200 nsec

4) 분광기 특성

4.1) 회절격자분광기의 채널특성

Fig. 2-4-1-1와 Table 2-4-1-1를 보면 채널1, 3은 약 160 nm 정도 채널영역을 갖고 채널2는 약 220 nm, 채널4는 71 nm영역이 입사함을 확인하였다. OES의 측정가능 영역이 1052 nm이므로 나머지 파장영역이 측정되지 않았으나 추세를 보아 약 160 nm 정도 될 것으로 판단된다. 그리고 파장이 증가할수록 강도가 감소하는데 이는 실험에 사용된 텅스텐램프의 스펙트럼(Fig. 2-2-3-3)에 의한 것으로 판단된다. 그 외에 유독 900 nm 인근에서 낮은 강도를 보이고 있다. 이를 확인하기 위하여 파이버 번들의 위치를 조절하여 다른 채널에서도 동일한 특성을 확인하였으나 동일하게 900 nm에서 낮은 강도를 보였다.

텅스텐램프의 스펙트럼을 확인한 바, 900 nm 보다 오히려 950 nm에서 더 낮은 강도를 보였다. 그리고 회절격자의 회절효율을 확인하였으나 보다 짧은 파장에서 더 높은 효율을 보였으므로 원인이 아닌 것으로 판단된다. 이에 따라 플라스틱 파이버의 재질의 특성을 확인하였다. PMMA 플라스틱 파이버의 투과율 특성을 나타낸 Fig. 2-4-1-5는 UV-VIS-NIR 스펙트로미터를 이용하여 측정한 파장별 투과율이다. 이를 보면 900 nm에서 높은 광 투과손실을 보인 것으로 보아 광섬유 재질에 의한 것으로 판단된다. 따라서 광섬유가 길어질수록 광 투과손실이 증가할 것으로 판단한다.

다음 조에 각 채널 간 중첩을 줄이는 방법에 대하여 연구하였다.

Table 2-4-1-1 각 채널별 파장 영역

채널	파장영역(nm)	비고
1	684 - 845	0 % 강도: 161 nm
2	750 - 969	0 % 강도: 219 nm
3	869 - 1035	0 % 강도: 166 nm
4	981 - 1052	0 % 강도: 71 nm, OES 측정가능 파장 최대 1052 nm)

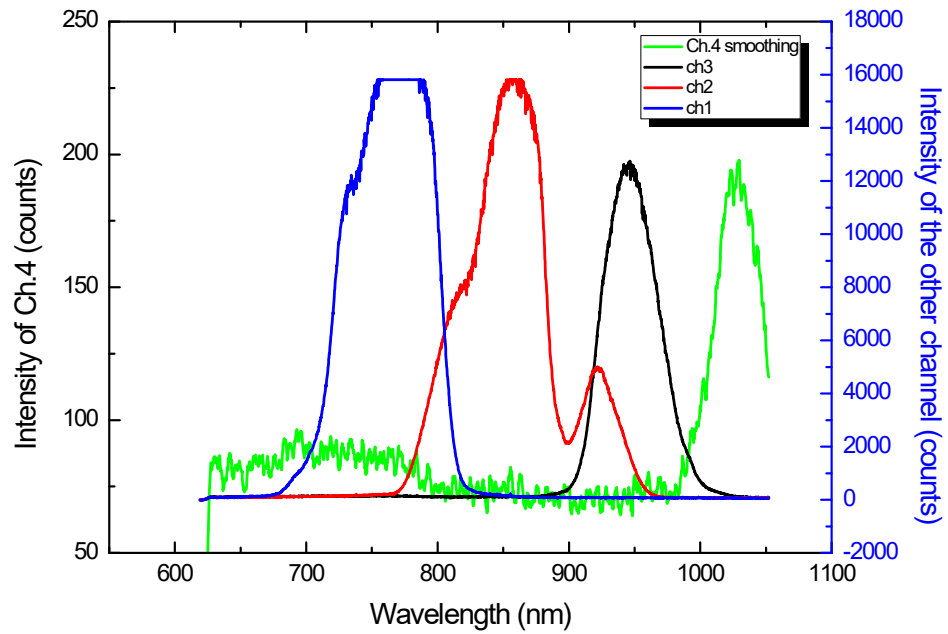


Fig. 2-4-1-1 텅스텐램프를 광원으로 이용한 각 채널의 파장 영역

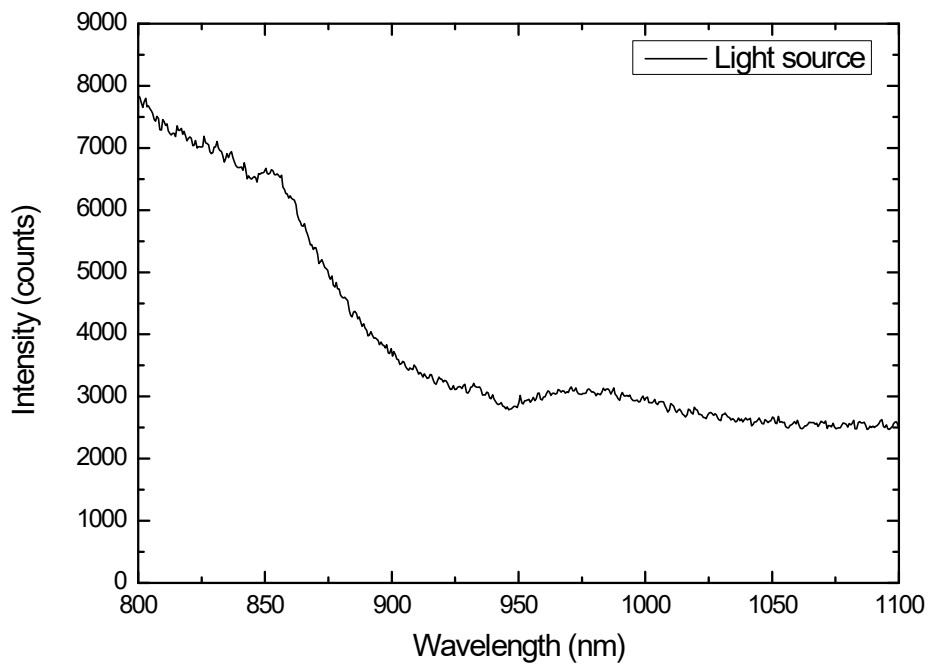


Fig. 2-4-1-2 실험에 사용된 텅스텐 램프의 스펙트럼

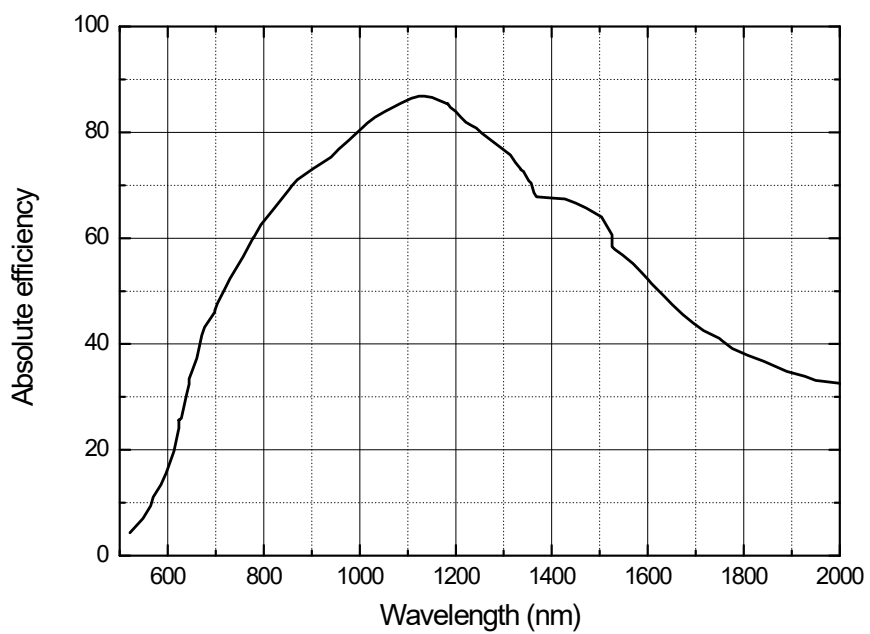


Fig. 2-4-1-3 격자밀도 300 grooves/mm 회절격자의 절대효율(근적외선 코팅)

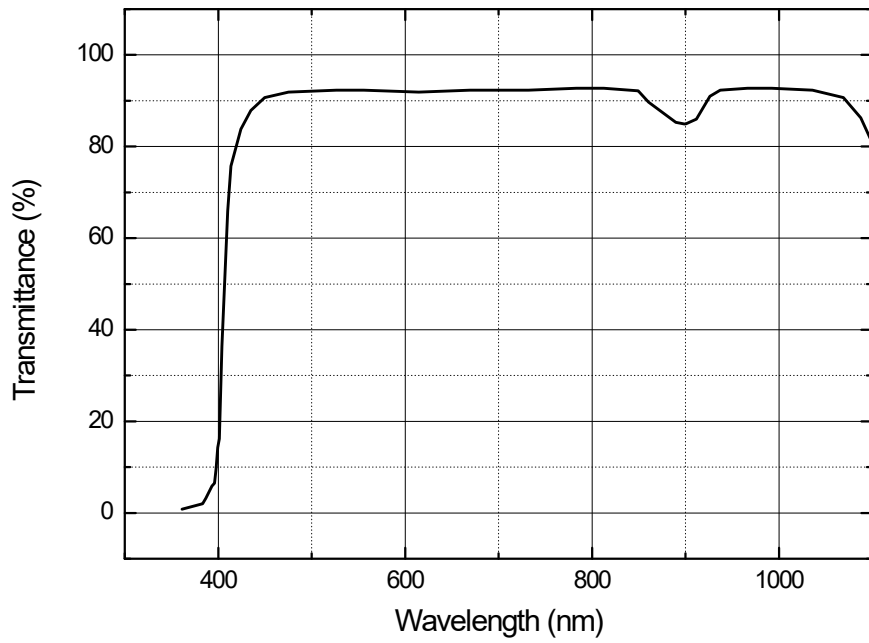


Fig. 2-4-1-4 PMMA 타입 플라스틱 파이버의 투과율[97]

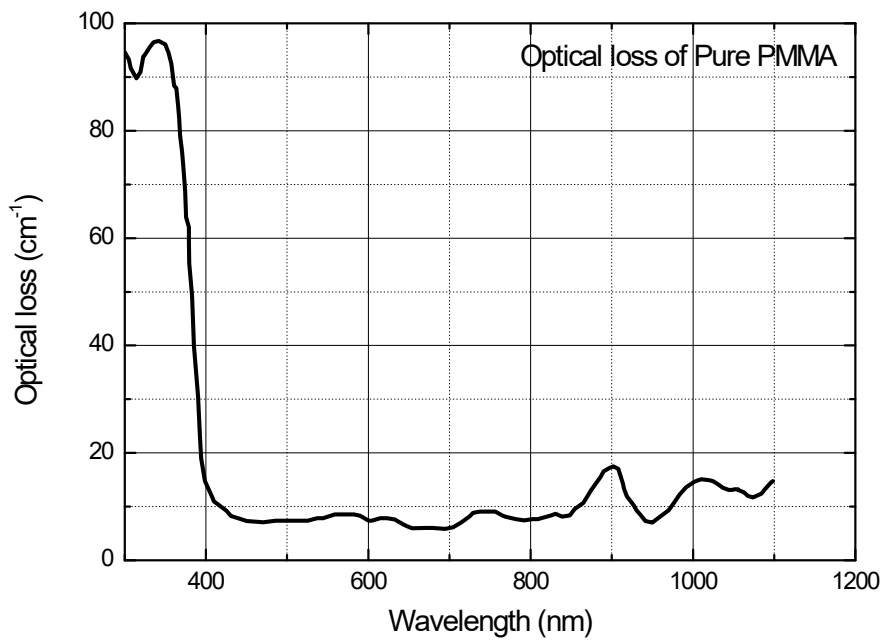


Fig. 2-4-1-5 PMMA 타입 플라스틱 파이버의 광손실[98]

4.2) 채널 겹침 방안

채널 중첩에 대하여 연구하고자 spherical mirror 이후 초점이 맺히는 위치에 슬릿을 설치하고 실험을 위하여 앞선 실험과 같이 0 % 강도에서 가장 좁은 폭을 갖는 205 mm에서 이미지의 과장변화 및 기타특성을 파악하였다. 이 때, OES는 코어크기는 1000 μm 이고, 슬릿과 이동거리는 동일하고 각각 1, 2 mm로 달리하여 수행하였다.

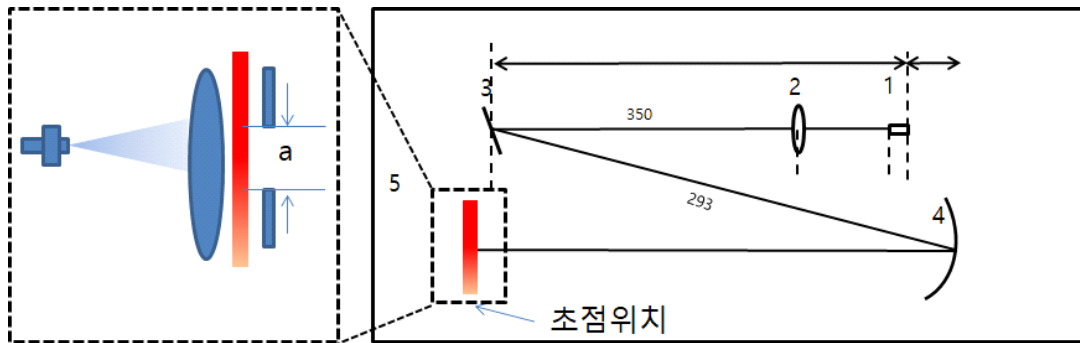


Fig. 2-4-2-1 슬릿간격에 따른 이미지 특성 실험 장치 개략도

그 결과, 슬릿 간격 2 mm 일 때, 한 위치에서 측정된 0 % 강도폭은 37 nm이고 광섬유를 2 mm 이동시키며 측정한 결과를 합친 결과, 겹침 정도는 Fig. 2-4-2-2에 나타낸바와 같이 약 9.5 nm로 확인되었다. 그리고 슬릿간격이 1 mm 일 때에는 한 위치에서 0 % 강도폭은 Fig. 2-4-2-3와 같이 27 nm 정도이고 1 mm 이동하며 측정한 결과 겹치는 정도가 8.8 nm로 확인되었다. 슬릿크기와 OES 이동거리가 1, 2 mm 모두에서 과장간격이 절반이 겹치는 결과가 나타났다. 300 grooves/mm의 회절격자의 분산율은 3.3 nm/mrad이다. 이를 293 mm떨어진 spherical mirror까지 분산되는 과장은 OES가 1 mm 움직일 때마다 9.7 nm의 과장이 변해야한다. 측정결과는 8.3 nm/mm로 변하였다.

가장 큰 특징은 슬릿크기를 조절하더라도 슬릿과 OES 이동거리가 같은 이유인지 모두 절반가량 겹치는 현상을 확인하였다.

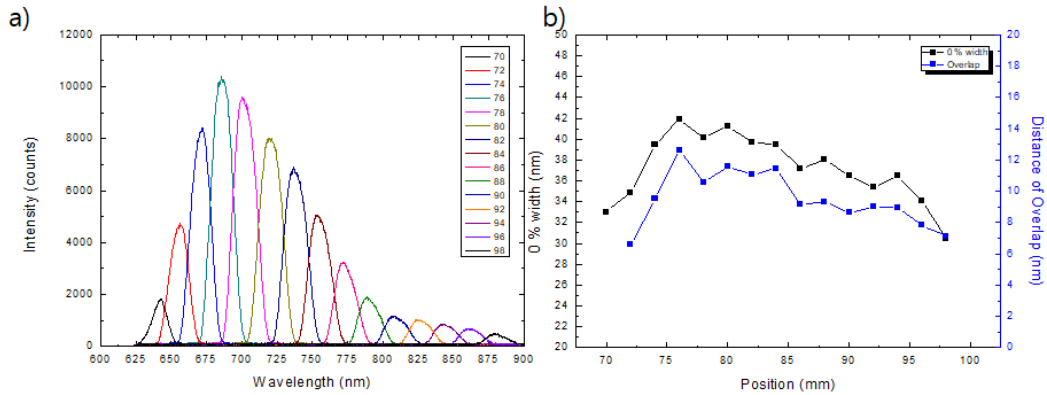


Fig. 2-4-2-2 슬릿간격 및 OES 이동거리가 2 mm 일 때, 파장특성 변화

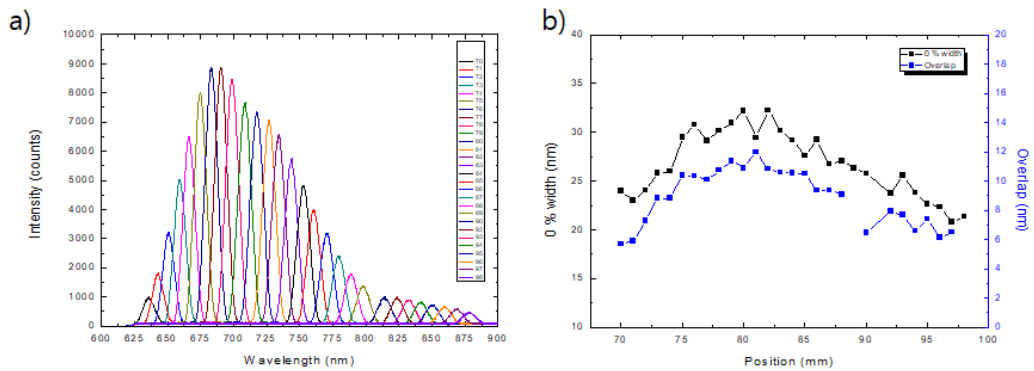


Fig. 2-4-2-3 슬릿간격 및 OES 이동거리가 1 mm 일 때, 파장특성 변화

이에 따라 1 mm 슬릿으로 2 mm로 간격으로 이동하여 측정 한 결과, Fig. 2-4-2-4과 같이 중첩된 영역이 약 9 nm임을 확인했다.

중첩되는 파장 영역을 감소시키고자 이미지가 맺히는 위치에 슬릿을 설치하여 파장변화를 측정하였다. 이때 슬릿폭과 광섬유의 이동거리를 동일하게 하였다.

그 결과, 슬릿길이와 이동거리가 동일한 경우에 인근 파장이 거의 절반정도 겹치는 현상이 확인되었다. 따라서 슬릿폭을 1 mm, 이동거리를 2 mm로 고정하여 측정하였다. 측정된 각각의 파장의 0% 강도폭은 30 nm로 거의 유사했으나 인근 파장간의 겹침이 17 nm에서 9 nm로 감소하였다.

이를 바탕으로 채널과 채널사이에 1 mm 사이 공간을 두어 채널을 구분 지어야 함을 확인하였다.

이에 각 채널사이에 광투과 차단막을 설치하여 채널을 구분하여 얻은 결과를 Fig. 2-4-2-4에 나타냈다. 각 채널의 중첩되는 영역이 약 100 nm에서 30 nm 정도로 감소하였다. 따라서 회절격자 분광기로 전자온도 1 keV영역이 진단 가능함을 확인하였다. 또한 넓은 전자온도영역이 측정가능함도 확인하였다.

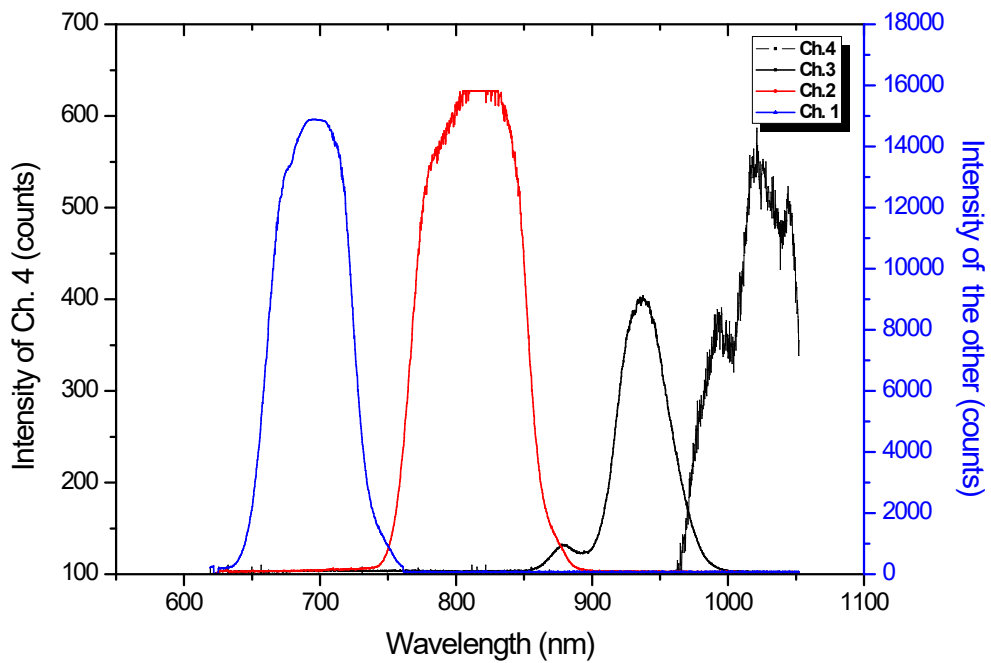


Fig. 2-4-2-4 집광시킨 각 채널에 해당하는 파장영역

V. 결 론

본 연구에서는 현재 디버터 플라즈마를 진단하기 위해서 사용될 톰슨산란진단법에서 사용되는 분광기에서 사용되는 band-pass filter가 갖는 고정된 파장과 투과파장 외 주변파장 입사로 인한 채널 간 겹침에 대한 문제점을 극복하고자 회절격자 분광기와 디버터 타겟 표면에서 발생하는 수소 중성입자를 측정하기 위하여 파장에 따른 레일리 산란 특성에 대하여 연구하였으며, 다음과 같은 결론을 얻었다.

레일리 산란으로 압력에 따라 측정한 RF 수소 CCP의 최소 중성입자밀도는 압력 22 mTorr에서 $7.29 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 이다. 그리고 압력이 감소함에 따라 플라즈마 발생 전후 조건에서 측정한 중성입자밀도 차이가 감소하였다. 이러한 경향성은 선행연구결과와 유사하여 이를 바탕으로 분석하였다. 따라서 압력 22 mTorr조건에서 측정하고 계산한 수소중성입자밀도인 $7.29 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 를 선행연구에서 사용된 해리도를 바탕으로 계산한 수소 원자밀도는 $1.31 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 이거나 보다 낮을 것으로 예상된다. 이 값은 ITER에서 예상되는 디버터 영역 수소 중성입자밀도범위에 해당한다.

따라서 레일리산란을 이용한 수소중성입자밀도 진단과 회절격자분광기 연구 결과는 LIF에서 사용되는 dye laser의 흡수스펙트럼에 대한 고려 없이 단일 입사 파장으로 수소중성입자밀도측정이 가능함을 확인하였다.

톰슨산란진단계를 구성하는 분광기에서 주로 사용되는 band-pass filter를 회절격자로 대체한 회절격자분광기에 대하여 연구하였다.

이 분광기는 회절격자를 사용함에 따라 다양한 장점을 갖는다. 먼저 회절격자에 의하여 분산된 스펙트럼은 회절격자의 각도에 따라 파장범위가 달라진다. 따라서 각 채널에 해당하는 파장범위가 달라져 다양한 전자온도조건의 플라즈마를 진단할 수 있다. 그리고 세밀한 회절각도 조절은 각 채널에 해당하는 파장영역을 미

세하게 변화시켜서 세밀한 전자온도를 측정할 수 있도록 한다. 마지막으로 회절에 의하여 분산된 스펙트럼이 생성된다는 점을 이용하여 빔스플리터의 각 채널 경계마다 가림막을 설치하면 파장 겹침을 감소시킬 수 있다.

이러한 장점은 기존 분광기에서 사용되는 band-pass filter의 한계인 투과파장 고정과 주변파장 투과로 인한 한정된 전자온도 측정범위 및 채널 간 겹침 문제를 해결하는데 활용할 수 있다.

참 고 문 헌

- [1] S.I. Krasheninnikov and A. S. Kukushki, "Physics of ultimate detachment of a tokamak divertor plasma", Journal of Plasma Physics, 83, 155830501, (2017).
- [2] Divertor and edge plasma theory working group, "A survey of problems in divertor and edge plasma theory", U.S. Department of energy, Newyork University, (DOE/ER/53223-196) (1992).
- [3] A.S. Kukushkin, et al., "Effect of neutral transport on ITER divertor performance*." Nucl. Fusion 45, 608 (2005).
- [4] EE. Mukhin et al., "Physical aspects of divertor thomson scattering implementation on ITER", Nucl. Fusion, 54, 043007 (2014).
- [5] A.V. Gorbunov, et al., "Laser-induced fluorescence for ITER divertor plasma", Fusion Engineering and Design, 123 695 (2017).
- [6] D.P. Stotler et al., "Reconstruction of NSTX midplane neutral density profiles from visible imaging data", Journal of Nuclear Materials, 463, 897 (2015).
- [7] B Covele et al., "An exploration of advanced X-Divertor scenarios on ITER", Nuclear Fusion, 54, 072006 (2014).
- [8] H. Reimerdes et al., "TCV divertor upgrade for alternative magnetic configurations", Nuclear Materials and Energy, 12, 1106 (2017).
- [9] K-U Riemann, "The Bohm criterion and sheath formation", Journal of Physics D: Applied Physics, 24, 493 (1991).
- [10] 인상렬 외 10 명, "핵융합로 연구 토카막 장치 기술개발", 한국원자력연구소, RR-1364/93, (1994).
- [11] Marcus Johannes van de Sande, "Laser scattering on low temperature plasmas High resolution and stray light rejection", Eindhoven:

- Technische universiteit Eindhoven, (ISBN 90-386-1919-7) (2002).
- [12] A F H van Gessel et al., "Laser scattering on an atmospheric pressure plasma jet: disentangling rayleigh, raman and thomson scattering", *Plasma sources Sci. Technol.* 21, 015003 (2012).
- [13] Ciddeor et al., "Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared", *Appl. Optics* 35, 1566 (1996).
- [14] A. Bideau-Mehu, Y. Guern, R. Abjean, A. Johannin-Gilles, "Measurement of refractive indices of neon, argon, krypton and xenon in the 253.7-140.4 nm wavelength range. Dispersion relations and estimated oscillator strengths of the resonance lines", *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer* 25, 395 (1981).
- [15] T. Larsén. Beitrag zur Dispersion der Edelgase. *Z. Physik* 88, 389 (1934).
- [16] E. R. Peck and D. J. Fisher, "Dispersion of argon", *J. Opt. Soc. Am.* 54, 1362 (1964).
- [17] W. Biel, et al., "Determination of atomic and molecular particle densities and temperatures in a low-pressure hydrogen hollow cathode discharge", *Plasma Phys. Control. Fusion* 39, 661 (1997).
- [18] A.S. Kukushkin, et al., "Effect of neutral transport on ITER divertor performance." *Nucl. Fusion* 45, 608 (2005).
- [19] S. Ritt, et al., Application of the DRS chip for fast waveform digitizing, *NIMA* 623, 486 (2010).
- [20] A. Salabas et al., "Systematic characterization of low-pressure capacitively coupled hydrogen discharge", *Journal of Applied Physics*", 95, 4605 (2004).
- [21] J Kristof, et al., "Diagnostics of low-pressure hydrogen discharge created in a 13.5MHz RF plasma reactor", *Physica Scripta*, 91, 074009 (2016).
- [22] E. Abdel-Fattah and H.Sugai, "Combined effects of gas pressure and exciting frequency on electron energy distribution functions in hydrogen capacitively coupled plasmas", *Physics of plasmas*, 20, 023501 (2013).

- [23] T. Hori et al., "Measurement of electron temperature, electron density, and neutral density in a radio frequency inductively coupled plasma", *Journal of Vacuum Science & Technology*, 14, 1441 (1996).
- [24] Mark D. Bowden et al., "Detection Limit of Laser Thomson Scattering for Low Density Discharge Plasma", *Japanese Journal of Applied Physics*, 38, 3723 (1999).
- [25] H. Kempkens and J. Uhlenbusch, "Scattering diagnostics of low-temperature plasmas (Rayleigh scattering, Thomson scattering, CARS)", *Plasma Sources Science and Technology*, 9(4), 492 (2000).
- [26] H. Tawara et al., "CrossSections and Related Data for Electron Collisions with Hydrogen Molecules and Molecular Ions", *Journal of Physics and Chemical Reference Data*, 19, 617 (1990).
- [27] J Geddes et al., "Dissociation of hydrogen in high frequency discharge", *Plasma Sources Science and Technology*, 2, 93 (1993).
- [28] M.C.M. van de Sanden et al., "A combined Thomson-Rayleigh scattering diagnostic using an intensified photodiode array", *Review of Scientific Instruments*, 63, 3369 (1992).
- [29] V.I. GLADUSHCHAK, et al., "Absolute measurement of neutral density profile in a tokamak plasma using the principle of laser induced ionization", *Nuclear Fusion*, 35, 1385 (1995).
- [30] Charles J. Joachain and Douglass E. Post, "Atomic and Molecular Physics of Controlled Thermonuclear Fusion", NATO Scientific Affairs Division, (ISBN 978-1-4613-3765-2, 978-1-4613-3763-8) (1983).
- [31] Yuri P. Raizer et al., "Radio-Frequency Capacitive Discharges", CRC PRESS, (ISBN 9780367401863) (1995)
- [32] A von Keudell and V Schulz-von der Gathen, "Foundations of low-temperature plasma physics- an introduction", *Plasma Sources Science and Technology*, 26, 113001 (2017).

- [33] RALPH R. RUDDER and DAVID R. BACH, "Rayleigh Scattering of Ruby-Laser Light by Neutral Gases", Journal of the optical society of america, 58, 1260 (1968).
- [34] L. Safari et al., "Relativistic total cross section and angular distribution for Rayleigh scattering by atomic hydrogen", Physical Review A, 85, 043406 (2012).
- [35] ARTHUR L. RUOFF and KOUROS GHANDEHARI, "The refractive index of hydrogen as a function of pressure", Modern Physics Letters B, 7, 907 (1993).
- [36] Wolfgang Cronrath et al., "Measurement of the Neutral Particle Density in an Electron Cyclotron Resonance Plasma by Rayleigh scattering", Japanese Journal of Applied Physics, 34, 1402 (1995).
- [37] P Diomede et al., "Radio-frequency capacitively coupled plasmas in hydrogen excited by tailored voltage waveforms: comparison of simulations with experiments", Plasma Sources Science and Technology, 23, 065049 (2014).
- [38] S. Helhel et al., "Plasma density measurements of confined capacitively coupled plasma by microwave interferometer and ion energy distribution function methods", International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 27, 1497 (2006).
- [39] Ella Marion Sciamma M.S., "Plasma spectroscopic diagnostic tool using collisional-radiative models and its application to different plasma discharges for electron temperature and neutral density determination", The university of Texas at austin, (2007).
- [40] Annemie Bogaerts and Renaat Gijbels, "Effect of small amounts of hydrogen added to argon glow discharges: Hybrid Monte Carlo-fluid model", Physical review E, 65, 056402 (2002).
- [41] D K Otorbaev et al., "Heterogeneous and homogeneous hydrogen kinetics in plasma chemistry", Plasma Sources Science and Technology, 4, 293

- (1995).
- [42] Orlando Auciello and Daniel L. Flamm, "Plasma Diagnostics Volume 1 Discharge Parameters and Chemistry", Academic Press (ISBN 0-12-067635-4) (1989).
- [43] Richard B Miles et al., "Laser Rayleigh scattering", Measurement Science and Technology, 12, R23 (2001).
- [44] A. kono and K. Nakatani, "Efficient multichannel Thomson scattering measurement system for diagnostics of low-temperature plasmas", Review of Scientific Instruments, 71, 2716 (2000).
- [45] A Murari et al., "'Burning plasma' diagnostics for the physics of JET and ITER", Plasma Physics and Controlled Fusion, 47, B249 (2005).
- [46] Victor Anatolievich Kadetov, "Diagnostics and modeling of an inductively coupled radio frequency discharge in hydrogen", Ruhr-Universität Bochum, (2004).
- [47] Wi, Sungsook, "Electrical Diagnostics and Fluid Simulation of Capacitively Coupled Hydrogen Plasma for deposition applications", Pusan National University (2015).
- [48] Zhengshi Chang et al., "Influence of Penning effect on the plasma features in a non-equilibrium atmospheric pressure plasma jet", Journal of Applied Physics, 115, 103301 (2014).
- [49] T.N. Carlstrom, et al., "Initial operation of The divertor thomson scattering diagnostic on DIII-D", Review of Scientific Instruments, 68, 1195 (1997).
- [50] Zhenming Wang et al., "Rayleigh scattering from an argon plasma jet at atmospheric pressure", Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 44, 339 (1990) .
- [51] R. K. Janev et al., "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas: Cross sections and Reaction rate coefficients", Springer-Verlag Berlin Heidelberg Newyork (ISBN 978-3-642-71935-6) (1985).

- [52] K Muraoka and M Maeda, "Laser-aided diagnostics of plasmas and gases", CRC Press (ISBN 9780750306430) (2000).
- [53] Anthony Bucholtz, "Rayleigh scattering calculations for the terrestrial atmosphere", *Applied Optics*, 34, 2765 (1995).
- [54] V.Yu. Plaksin et al., "The effect of Component Gas on Diesel reformation by a Plasmatron", *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, 35, 1617 (2007).
- [55] R. F. G. Meulenbroeks et al., "Depolarization Rayleigh scattering as a Means of Molecular Concentration Determination in Plasmas", *Physics Review Letters*, 69, 1379 (1992).
- [56] R. W. Dibble et al., "An Improved Method of Data Acquisition and Reduction for Laser Raman-Rayleigh and Fluorescence Scattering from Multispecies", *Applied Physics B*, 51, 39 (1990).
- [57] Alessandra Giannasi et al., "Low temperature Raman spectra of Hydrogen in simple and binary clathrate hydrates", *The journal of Chemical Physics*, 129, 084705 (2008).
- [58] Antonija Oklopčić et al., "Raman scattering by molecular hydrogen and nitrogen in exoplanetary atmospheres", *The astrophysical Journal*, 832 (2016)
- [59] John W. Stewart, "Dielectric Polarizability of Fluid ParaHydrogen", *The journal of Chemical Physics*, 40, 3297 (1964).
- [60] Frank T. Prochaska and Lester Andrews, "Vibration-rotational and pure rotational laser-Raman spectra of H₂, D₂, and HD in matrices at 12 K", *The journal of Chemistry Physics*, 67, 1139 (1977).
- [61] Vidhu S. Tiwari et al., "Laser Raman Optical sensor for Monitoring Gas mixtures Using Photomultiplier Tube Detector", *SPIE*, 6377 (2006).
- [62] Deegan Catherine M., "Characterisation of the heating mechanisms in a capacitively coupled argon RF discharge", *Dublin City University* (1999).
- [63] Arthur N. Cox, "Allen's Astrophysical Quantities", *AIP Press* (1999).

- [64] Rudolf Penndorf, "Tables of the Refractive Index for standard air and the rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 μ and Their application to Atmospheric optics", Journal of the optical society of america, 47, 176 (1957).
- [65] Ravil Agishev et al., "Simple approach to predict APD/PMT lidar detector performance under sky/background using dimensionless parametrization", Optics and Lasers in Engineering, 44, 779 (2006).
- [66] A. I. Nadeev et al., "Comparison of an Avalanche Photodiode and a Photomultiplier Tube as Photodetectors of Near-Infrared Radiation in the Photon-Counting Mode", General experimental techniques, 61, 377 (2018).
- [67] S.I. Krasheninnikov and A. S. Kukushkin, "Physics of ultimate detachment of a tokamak divertor plasma", Journal of Plasma Physics, 83, 155830501 (2017).
- [68] D. Eldon et al., "Divertor control development at DIII-D and implications for ITER", IAEA technical meeting on control (2017).
- [69] Peter F. Bernath, "Spectra of Atoms and Molecules", Oxford University Press, (ISBN-13: 978-0195177596) (2005).
- [70] van de sanden, M.C.M., "The expanding plasma jet: experiments and model", Technische Universiteit Eindhoven (1991).
- [71] J. Larjo et al., "Thermometry of gas layers in thermal plasma CVD by pulsed-laser Rayleigh scattering", Applied Physics B, 62, 71 (1996).
- [72] L. Cherigier, et al., "Absolute atomic hydrogen densities in a radio frequency discharge measured by two-photon laser induced fluorescence imaging", Journal of Applied Physics, 85, 696 (1999).
- [73] M Mrkvickova et al., "Fluorescence (TALIF) measurement of atomic hydrogen concentration in a coplanar surface dielectric barrier discharge", Plasma Sources Science and Technology, 25, 055015 (2016).
- [74] van Zon, P.A.C., "TALIF measurements on ground state atomic hydrogen behaviour under magnetization", Eindhoven University of Technology

- (2015).
- [75] Earl Scime, "Two Photon Absorption Laser Induced Fluorescence for Neutral Hydrogen Profile Measurements", *Physics of Plasmas*, 21 055704 (2016).
- [76] D. P. Stotler et al., "Midplane neutral density profiles in the National Spherical Torus Experiment", *Physics of Plasmas*, 22, 082506 (2015).
- [77] X. Bonnin et al., "ITER divertor plasma response to time-dependent impurity injection", *Nuclear Materials and Energy*, 12, 1100 (2017).
- [78] Cezar Gaman, "Mass-spectroscopy and modeling of capacitive coupled hydrogen plasmas", Dublin City University (2011).
- [79] 주장현, "진공 chamber에 대한 펌프 용량과 배기 시간의 계산", 한국진공연구조합, http://isvt.co.kr/bbs/bbs_download.php?idx=15&download=1 .
- [80] Dustin H. Froula et al., "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation: Theory and Measurement Techniques", Academic Press (ISBN: 9780123748775) (2011).
- [81] Dave Kilkenny, "Spectroscopy"
- [82] Wilfried Neumann, "Fundamentals of Dispersive Optical Spectroscopy Systems", SPIE (ISBN 9780819498250) (2014).
- [83] Christopher Palmer and Erwin Loewen, "Diffraction grating handbook 6th edition", Newport, (2004).
- [84] Alexander Scheeline, "How to Design a Spectrometer", *Applied Spectroscopy*, 71, 2238 (2017).
- [85] Young-Gi Kim et al., "Design of a Thomson scattering diagnostic system from VEST", *Fusion engineering and design*, 96-97, 882, (2015).
- [86] Roberto Pasqualotto, "Thomson scattering", *Eur. PhD Fusion: thomson scattering*, (2009).
- [87] 조재홍, 장수, 황보창권, 조두진 공역, "광학 4th edition", 두양사.
- [88] Rohit Bhargava, Ira W. Levin, "Spectrochemical Analysis using Infrared Multichannel Detectors", Blackwell publishing (ISBN 9781405125048)

- (2005).
- [89] George Rieke, "Detection of Light from the ultraviolet to the submillimeter", Cambridge (ISBN-13 978-0521017107) (2003).
- [90] S.H. Kong, D.D.L. Wijngaards, R.F. Wolffenbuttel, "Infrared micro-spectrometer based on a diffraction grating", Sensors and Actuators A, 92, 88 (2001).
- [91] 송은지, "이중 회절격자 분광계를 이용한 KSTAR 플라즈마의 전하교환 분광 분석", 아주대학교 (2013).
- [92] Hyungho Lee, et al., "Development of two-grating spectrometer for the charge exchange spectroscopy system on KSTAR", Review of Scientific Instruments, 82, 063510 (2011).
- [93] 박현우, "플라즈마 광진단을 위한 F/2.4 이중 회절격자 분광계의 설계 및 분석" 아주대학교 (2014).
- [94] R.Behn, et al., "A Thomson scattering diagnostic for measurements in the divertor region of TCV", American Institute of Physics, 70, 768 (1999).
- [95] V.A. Belyakov, "Laser diagnostics of the electron and neutral plasma components in ITER divertor with LIDAR-system", Plasma devices and operations, 1, 227 (1991).
- [96] J. Castracane, et al., "Six channel, grating spectrometer for a Nd:YAG Thomson scattering experiment", Review of Scientific Instruments, 79, 125 (2008).
- [97] G-S Plastic optics, <https://www.gsoptics.com/transmission-curves/>
- [98] Yuankun Lin et al., "Nonlinear optical figures of merit of processible composite of poly(2-methoxy,5-(2'-(ethyl)hexyloxy)-p-phenylene vinylene) and poly(methyl methacrylate", Journal of Applied Physics, 91, 522 (2002).
- [99] S L Prunty, "A primer on the theory of Thomson scattering for high-temperature fusion plasmas", Physica Scripta, 89, 128001 (2014).

- [100] Tohru Matoba et al, "Analytical Approximations in the Theory of Relativistic Thomson scattering for High Temperature Fusion Plasmas", Japanese Journal of applied physics, 18, 1127 (1979).
- [101] Ji-Hun Kim and Heon-Ju Lee, "Plasma Diagnostics of Hydrogen plasma with laser induced fluorescence measurement and collisional radiative model", Journal of the Korean Physical Society, 49, S184 (2006).
- [102] Manuel P. Alonse et al., "Simulation images of Doppler broadening for the Thomson scattering diagnostic of the TCABR tokamak", IEEE Transactions on plasma science, 36, 1094 (2008).
- [103] W. Singer et al., "Handbook of Optical systems volume 2: physical image formation", Wiley-VCH, (ISBN 3-527-40378-7) (2005).
- [104] Y.-G. Kim et al., "Calibration of Thomson scattering system on VEST", Journal of Instrumentation, 12, C12013, (2017).
- [105] George Rieke, "Detection of Light", Cambridge (ISBN 978-0-521-81636-6) (2003).
- [106] Eugene Mukhin et al., "Hardware solution for ITER divertor Thomson scattering", Fusion engineering and Design, 123, 686 (2017).
- [107] A.V. Gorshkov et al., "Laser damage investigations of optical elements for ITER divertor Thomson scattering system", Fusion science and technology, 62, 104 (2012).
- [108] V Solokha et al., "Digital filter polychromator for Thomson scattering applications", Journal of Physics: Conference series, 982, 012003 (2018).
- [109] V. Chaudhari et al., "Design and development of distributed control system for SST-1 Thomson scattering experiment", Journal of Instrumentation, 8, 11005 (2013).
- [110] M. Sos, et al., "Observation and evaluation of the alignment of Thomson scattering systems", Review of Scientific Instruments, 89, 10C105 (2018).
- [111] N. Kenmochi et al., "Nd:YAG laser Thomson scattering diagnostics for

- a laboratory magnetosphere", *Review of Scientific Instruments*, 89, 10C101 (2018).
- [112] K.Y. Lee et al., "High resolution Thomson scattering system for steady state linear plasma sources", *Review of Scientific Instruments*, 89, 013508 (2018).
- [113] Ivan Kirienko et al., "Engineering analyses of Divertor Thomson scattering system", *Fusion Engineering and Design*, 124, 512 (2017).
- [114] Hyunho Lee et al., "Development of two-grating spectrometer for the charge exchange spectroscopy system on KSTAR", *Review of scientific instruments*, 82, 063510 (2011).
- [115] Simon Hubner et al., "Thomson scattering on non-thermal atmospheric pressure plasma jets", *Plasma sources Science and Technology*, 24, 054005, (2015).
- [116] Arel Weisberg et al., "Comparison of a transmission grating spectrometer to a reflective grating spectrometer for standoff laser-induced breakdown spectroscopy measurements", *Applied optics*, 49, C200, (2010).
- [117] G.A. Naylor et al., "The ITER Thomson scattering core LIDAR diagnostic", *Journal of Instrumentation*, 7, C03043, (2012).
- [118] A.E. White et al., "Investigation of the Thomson scattering-ECE discrepancy in ICRF heated plasmas at Alcator C-Mod", *Nuclear fusion*, 52, 063021, (2012).
- [119] Eiichi Yatsuka et al., "A self-calibration Method for the Edge Thomson scattering diagnostic in ITER", *Journal of Plasma and Fusion Research SERIES*, 46, 12, (2010).
- [120] G. T. Razdobarin et al., "Progress in Development of Thomson scattering systems for ITER", 21st IAEA Fusion Energy Conference, IAEA, 147, IT/P1-25, (2006).

요약문(ABSTRACT)

ITER를 포함한 미래의 토카막 핵융합로에는 안정적인 핵융합로 구동을 위하여 타겟의 열부하 감소와 중성입자들을 배출시키거나 내벽으로 흡수시키기 위한 폴로이달 자장 디버터가 사용될 것으로 예상된다. 이러한 디버터를 사용함에 따라 발생하는 'H-모드'와 '분리된 디버터'에 대한 고려가 안정적인 핵융합로 구동에 필요하다. 이에 따라 안전한 핵융합로 구동을 위해서는 분리된 디버터 영역 확립이 중요하다. 그러나 H-모드에서 SOL 플라즈마로 들어오는 강한 열 플럭스는 분리된 플라즈마를 뚫고 자기 유체 역학적 불안정성에 의해 유발되는 edge localized modes (ELMs)가 발생하는 동안 디버터 타겟에 심각한 피해를 줄 수 있다. ELMs을 분석하기 위해서는 디버터에 존재하는 중성입자밀도를 포함한 전자온도와 전자밀도에 대한 정보가 필요하다.

디버터에 존재하는 중성입자에는 PFCs 재료 자체뿐만 아니라 플라즈마 중(수소 중성입자 및 불순물 포함)이 있다. 폴로이달 자장 디버터를 사용하는 핵융합로를 안정적으로 구동시키기 위해서는 디버터 영역의 전자온도, 전자밀도, 수소 원자와 분자를 포함한 중성입자밀도 측정이 필요하다.

현재, 전 세계에서 연구로에서 디버터 영역의 전자온도는 ~ 1.0 eV이고 중성입자밀도는 $10^{16} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 정도이다. 따라서 ITER 디버터 영역에서 중성입자밀도는 1/3-1/5 적고 전자온도는 이와 유사할 것으로 예상하고 있다. 이를 진단하고자 ITER 위원회에서는 톱슨산란 진단계와 레이저유도형광(laser induced fluorescence)를 도입하기로 결정하였다.

디버터 영역에서 예상되는 중성입자밀도, 이온온도를 측정하기 위한 LIF에는 355 nm YAG 펄핑 dye laser를 이용하는 방향이 결정되었다. 그러나 line scanning에 필요한 흡수 스펙트럼의 수를 최적화하는데 어려움이 있다.

디버터 타겟 부근의 낮은 전자온도조건을 디버터 톱슨산란진단계로 진단하기 위하여 높은 펄스에너지를 갖는 레이저와 신호처리가 빠르고 신호감도가 좋은 분광기 등 S/N를 향상시키기 위한 다양한 연구가 진행되고 있다.

톰슨산란진단법과 같은 광 진단법은 플라즈마의 전자온도가 증가할수록 청색편이 증가하고 스펙트럼이 넓어진다. 따라서 톰슨산란진단계를 구성하는 분광기에는 band-pass filter를 사용하여 APD로 입사하는 각 채널영역의 파장신호를 측정한다. 이러한 필터는 스펙트럼의 일부를 선별적으로 투과시키기 때문에 투과 파장범위가 고정되어있다. 또한 투과파장 외에 주변파장을 통과시켜서 채널과 채널이 겹치는 경우가 발생한다. 이에 다양한 전자온도와 세밀한 전자온도 측정에 어려움이 있다.

본 연구에서는 낮은 전자온도를 갖는 ITER 디버터 플라즈마의 전자온도, 전자 밀도 그리고 중성입자밀도를 측정하기 위하여 레일리산란을 이용한 수소 중성입자 밀도진단과 톰슨산란진단계에서 사용되는 분광기의 band-pass filter의 단점을 보완할 회절격자 분광기에 대하여 연구하였다.

레일리 산란을 이용한 수소 중성입자 밀도 진단법에 대하여 연구하고자 OPO 레이저와 13.56 MHz RF CCP 플라즈마소스, PMT를 이용하였다. 이러한 장치들을 사용하여 파장에 따른 레일리산란특성을 파악하고 챔버 내부압력에 따라 레일리산란 신호를 측정하여 전자온도가 낮은 수소플라즈마 내 중성입자밀도를 진단하였다.

실험을 통하여 도출된 레일리산란을 이용한 중성입자 밀도진단법은 ITER 디버터 내 중성입자 밀도 진단에 사용될 LIF에서 사용되는 dye laser의 흡수 스펙트럼에 대한 고려 없이, 단일 입사파장으로 레일리 산란을 이용하여 중성입자 밀도 측정이 가능할 것으로 판단된다.

회절격자를 이용한 분광기에 대하여 연구하고자 300 grooves/mm 회절격자와 광섬유 빔스플리터, APD를 이용하여 분광기를 구성하였다. 이를 바탕으로 텅스텐 램프를 이용하여 채널 간 겹침 해결방법과 미세 전자온도 측정가능성에 대하여 연구하였다.

실험을 통하여 도출된 결과를 보아, 회절격자 분광기가 기존 분광기에서 사용되는 band-pass filter의 한계인 투과파장 고정과 주변파장 투과로 인한 한정된 전자온도 측정범위 및 채널 간 겹침 문제를 해결하는데 활용할 수 있음을 확인했다. 그리고 세밀한 회절격자의 각도 조절을 통하여 각 채널의 파장영역을 미세하게 변화시켜 세밀한 전자온도 측정이 가능함을 확인했다.

감사의 글(Acknowledgement)

지난 대학원 생활을 돌이켜보니 많은 것을 보고 느끼며 배운, 뜻 깊은 시간이었습니다. 특히, 박사라는 학위까지 오면서 알게 된 많은 분들을 통해 얻은 지혜와 경험은 저에게 크나큰 선물입니다. 부족한 저에게 많은 분들의 진심어린 도움이 있었기에 이 자리까지 올 수 있었다고 생각합니다. 일일이 찾아뵙고 감사의 말씀을 드려야 되는 줄 알지만 이렇게 글로 대신합니다.

항상 따뜻한 사랑과 자상하신 가르침으로 지도를 아끼지 않으신 이현주 교수님께 머리 숙여 깊은 감사드립니다. 그리고 광학이라는 학문에 대하여 자상하게 가르쳐 주시고 지도해 주신 유영훈 교수님, 저보다 저를 더 걱정해주시는 최수석 교수님, 바쁘신 와중에도 논문심사를 위해 기꺼이 시간을 할애해주신 서울대학교 정경제 교수님 및 국가핵융합연구소 김지훈 박사님께 감사드립니다.

에너지공학과에서 오랜 시간 보내면서 많은 조언과 격려를 아끼지 않은 장영준, 김영민, 천세민, 강인제 선배님과 친구 김덕우에게 감사의 뜻을 전합니다. 항상 저를 지지해준 플라즈마 응용 연구실 후배 민규, 승현, 상은, 익준, 상윤, 소원, 다연에게도 고맙다는 말을 전하고 싶습니다. 그리고 연구실 동료인 SURESH RAI에게도 감사드립니다. 또한 저에게 행정적 지원을 아끼지 않은 학과사무실 박경호, 모용현, 강제원, 강경윤 조교 선생님에게도 고마움을 전하며 이 외에도 곁에서 많은 힘이 되어준 선후배님들에게 감사의 말을 전합니다.

누구보다 기뻐할 아버지, 어머니, 장인어른, 장모님 감사합니다. 그리고 항상 응원해주는 동생 연경, 연진에게 진심으로 고맙다는 말을 전하고 싶습니다. 오랜 학위기간동안 곁에 있어준 아내 오주현에게 고맙고 사랑한다는 말을 전합니다. 끝으로 저를 사랑해주시는 모든 분들께 이 논문을 바칩니다.