

원자력기반연구

자외선 영역의 레이저를 이용한
공명 광이온화 분광 연구

Resonance Ionization Spectroscopy
using Ultraviolet laser

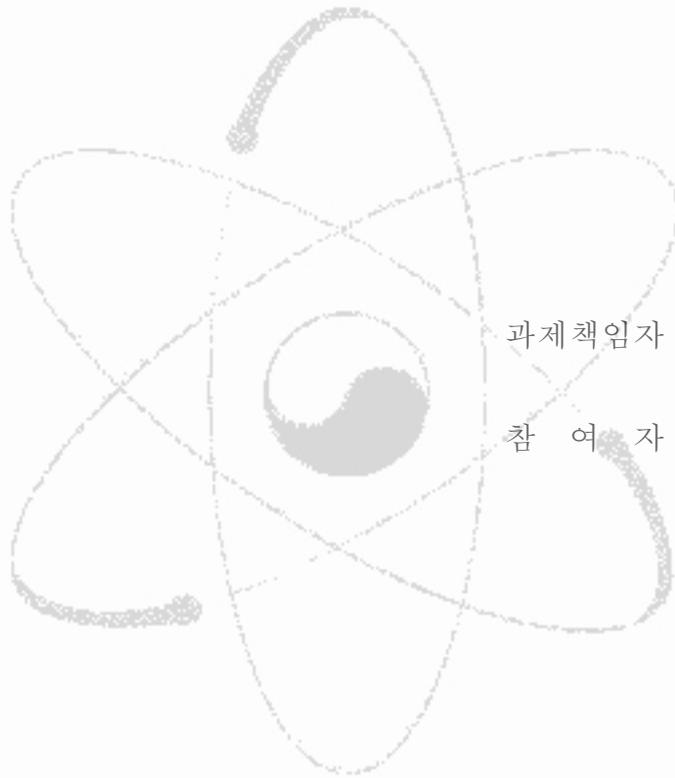
KAERI

한국원자력연구소

제 출 문

한국원자력연구소장 귀하

본 보고서를 2002 연도 “자외선 영역의 레이저를 이용한 공명 광이온화 분광 연구” 과제의 최종보고서로 제출합니다.



2003 . 1.

과제책임자 : 한 재 민

참 여 자 : 차용호
이용주
박현민
고도경
이기태

요 약 문

I. 제 목

자외선 영역의 레이저를 이용한 공명 광이온화 분광 연구

II. 연구개발의 목적 및 필요성

현재 원자력 산업 응용뿐만 아니라 원자분광학 분야에서도 공명 광이온화 분광을 위하여 이용되고 있는 고반복률의 레이저는 주로 가시광 영역의 레이저이다. 최근 들어 새로운 레이저인 다이오드 레이저 펌핑 고체레이저가 개발되었고, 이를 이용하는 Ti:sapphire 레이저 및 제 2 조화 파 발생 장치가 등장하면서 자외선 영역의 레이저를 응용하는 연구의 필요성이 대두되고 있다. 이러한 자외선 영역의 레이저를 이용하게 되면 광자의 에너지가 크기 때문에 이온화 단계를 줄일 수 있어 사용되는 레이저를 줄일 수 있을 뿐만 아니라 시스템의 안정성이 향상되는 장점이 있을 것이라고 많은 분광학 연구자들은 예측하고 있다. 본 연구에서는 자외선 영역의 고반복률 펄스 레이저를 개발하고, 이를 이용하여 공명 광이온화를 실증함으로써 원자력 산업에의 응용 가능성을 타진하고자 한다.

III. 연구개발의 내용 및 범위

본 연구에서는 자외선 영역의 고반복률 펄스형 레이저를 개발하고 개발된 레이저를 이용하여 공명 광이온화를 실증하기 위해 지난 해에는 DPSSL 레이저의 보완/개선 및 Ti:sapphire 레이저의 설계에 중점을 두었고, 당해년도에는 다음과 같은 연구를 수행한다.

1. Ti:sapphire 레이저 발진 및 특성 연구

지난 해에 설계 제작된 Ti:sapphire 레이저를 DPSSL 레이저로 펌핑시킴으로써 적외선 레이저를 발진시키고, 발진 되는 레이저의 최적화 및 최적화된 레이저의 특성을 조사한다. 발진되는 레이저의 에너지는 펄스당 1mJ 이상이 되게 한다.

2. 자외선 레이저 발진 연구

Second harmonic crystal을 이용하여 Ti:sapphire 레이저에서 발진된 적외선 레이저로부터 자외선 영역의 레이저를 발진시킨다. 발진되는 자외선 레이저의 에너지는 100uJ 이상이 되게 한다.

3. 자외선 영역의 레이저를 이용한 Yb 원자의 공명이온화 연구

자외선 레이저를 이용하여 Yb 원자의 공명이온화를 실증하기 위하여 생성된 이온을 검출할 수 있는 질량분석기를 준비하고, 레이저의 파장에 따른 생성 이온의 질량을 관측함으로써 공명이온화의 실증과 공명파장을 찾는다.

IV. 연구개발결과

본 연구에서는 지난해에 이어 당해년도에는 자체 보완한 DPSSL로 펌핑되는 Ti:S 레이저의 제작을 완료하였다. 발진되는 레이저는 100nm 이상의 넓은 파장 영역을 가지고 있으므로 선폭을 축소시키기 위해 1800 gr/mm grating을 사용하였으며, 이온화시키려는 원자의 공명선과 같은 파장의 레이저를 발진시켜야 하므로 파장을 변환시킬 수 있도록 tuning mirror를 사용하였다. Ti:Sapphire 레이저에서 발진되는 파장 영역은 730nm - 850nm이었으며, self-seeding 형식을 취했을 때 DPSSL 9.0 W 펌핑하는 경우 약 1.1 W(펄스당 에너지 약 1.1 mJ)의 출력을 얻었다.

Ti:sapphire 레이저를 SHG 크리스탈에 입사시켜 자외선 영역의 레이저를 발진시켰다. 발진된 자외선 영역의 레이저 파장은 380 - 420nm이었으며, Ti:sapphire 레이저 1.0W 펌핑했을 때 자외선 레이저의 출력은 약 150uJ이었다.

자외선 레이저에 의하여 이온화된 Yb 원자의 이온을 검출하기 위하여 실험실에서 사용하던 질량분석 장치를 일부 보완하여 사용하였다. 질량분석기에 자외선 영역의 레이저를 입사시켰을 때, 레이저가 지나는 영역에 존재하는 Yb 원자들의 공명파장과 레이저파장이 일치하면 레이저빔을

흡수한 Yb이 이온화되며, 이온화된 Yb 원자는 주변에 걸어진 전기장의 조건에 의하여 질량분석기의 이온검출기로 이동되어 이온신호를 주므로 레이저에 의하여 Yb이 공명이온화되었는 지를 검증할 수 있다. 실험 결과 파장이 398.8nm에서 공명 이온신호를 관측할 수 있었으며, 관측된 이온신호의 세기도 가시광 영역의 레이저에서 관측되는 이온신호보다 작지 않은 것으로 판단된다.

V. 연구개발결과의 활용계획 및 건의사항

본 연구에서는 자외선 영역의 펄스형 레이저를 이용하는 공명광 이온화의 실증이 성공적으로 완료되었다. 비록 본 연구가 실증의 단계이므로 그 결과를 곧바로 다른 과제에 반영되기는 어렵지만, 이미 그 가능성을 보여 주었기 때문에 향후 실제 실험에 적용시키는 연구가 추가로 수행되면 레이저응용 관련 중장기 사업에 활용이 가능할 것으로 판단된다. 그러므로 현재 실증된 연구 내용을 토대로 하여 자외선 영역의 레이저 개발을 추가로 수행할 필요가 있으며, 더불어 레이저 및 공명이온화 조건 등에 대한 연구도 추가로 이루어질 필요가 있다.

SUMMARY

I. Project Title

Resonance Ionization Spectroscopy using UV (Ultraviolet) laser

II. Objective and Importance of the Project

Mostly the high repetition lasers used in the MPI (Multi-Photon Ionization) research in the atomic spectroscopy field or in the nuclear industries were visible range lasers. However, recently solid state lasers pumped by diode lasers have been emerged, and generation of the UV laser beams with the help of the SHG (Second Harmonic Generator) has become possible with Ti:sapphire lasers pumped by these solid state lasers, enabling the research using these lasers. The need for the research with UV lasers has risen since the introduction of the Ti:sapphire lasers and the SHG, that use the solid state lasers pumped by laser diodes as pump sources. With these kinds of UV lasers, spectroscopists are expecting the increase of the stability of the system and the reduction of the number of necessary laser beams by reducing the number of steps for ionization due to the large photon energies of the laser beams. This study was carried out with the objective of examining the possibility of nuclear industrial application of UV lasers by demonstrating the resonant photo-ionization by developing the high repetition UV pulse lasers.

III. Scope and Contents of Project

To develop a high repetition UV pulse lasers followed by the demonstration of RIS (Resonance Ionization Spectroscopy) technology, this research focused on the improvement of the DPSSL and design of

the Ti:sapphire laser last year. This year the following topics are investigated;

1. Oscillation and analysis of the Ti:sapphire Laser

Oscillation of Ti:Sapphire laser which was designed and manufactured last year is achieved using the DPSSL as a pump laser, producing infra-red light. The investigation of the characteristics and optimization of the operational parameters is carried out. The energy of the oscillator should be over 1mJ per pulse.

2. Study of UV Laser Oscillation

The ultraviolet lasing is achieved by the frequency doubling of the infra-red Ti:sapphire laser through the second harmonic generation crystal. The energy of the UV light should be over 100 uJ.

3. RIS study of Yb Atom using Ultraviolet Laser

To demonstrate the resonance ionization of Yb atom using ultraviolet laser, a mass analyzer that can detect the generated ions should be prepared, and the mass spectrum as a function of wavelength of laser is measured, proving the possibility of resonance ionization and giving the resonance wavelengths.

IV. Result of Project

This research completed the manufacturing of the Ti:sapphire laser pumped by a DPSSL that was improved this year. A 1800 gr/mm grating was used to reduce the line width of the laser oscillator which has a wide wavelength over 100 nm, and a tuning mirror was used to tune the wavelength of the laser oscillator to the resonant wavelength of the atomic transition line that was to be ionized. The wavelength range of the Ti:sapphire laser was 730 nm - 850 nm, and output power of approximately 1.1 W (approx. 1.1mJ of energy per pulse) was

obtained in the case when pumped by 9.0 W of DPSSL using the self-seeding type.

UV oscillation was achieved by second harmonic generation of the Ti:sapphire laser. The wavelength range of UV laser was 380 nm – 420 nm, and the output energy per pulse was approximately 150 uJ when the Ti:sapphire laser was pumped by 1.0 W.

In order to detect the Yb photo-ion that was ionized by the UV laser, a mass analyzer that used to be used in the laboratory was partially improved. When the ultraviolet laser was put into the mass analyzer, the Yb atom that absorbed the laser beam which was resonant to the Yb atomic transition line was excited and ionized in the area where the laser beam passed, and moved to the detector in the mass analyzer through the electric field, giving ion signal showing the evidence that the Yb was resonantly ionized. As a result of the experiment, the resonant ion signal was observed in the 398.8nm wavelength, and it could be concluded that the observed ion signal strength was not smaller than that of the resonance ionization in the visible range.

V. Proposal for Applications

This research successfully completed the resonant photo-ionization using pulse-type laser in the ultraviolet range. Although the research results may not be directly applied to the other project right away because it is just a demonstration of the feasibility, it should be able to be applied to studies related to the nuclear midium-to-long term projects when additional researches to adapt the results to the actual experiments are carried out. Therefore, it is necessary to carry out additional developments in the ultraviolet range based on the currently obtained research results, as well as an additional research concerning the laser itself and resonant ionization conditions.

목 차

제 1 장 서 론	1
제 2 장 연구개발수행 내용 및 결과	2
제 1 절 Nd:YAG 레이저 개선	2
1. DPSSL Oscillator	3
2. 고출력 고체 레이저의 열문제	5
3. 열효과를 고려한 공진기	8
4. 레이저의 열효과를 고려한 공진기 설계 및 제작	17
5. 개선된 DPSSL의 특성	19
제 2 절 Ti:sapphire 및 자외선레이저 설계 제작	27
1. 파장가변레이저의 파장 선택장치	27
2. 자기 파종형 Ti:sapphire 레이저	32
3. Ti:sapphire 레이저의 제작	39
4. 자기 파종형 Ti:sapphire 레이저의 출력 특성	43
5. Ti:sapphire 레이저의 개선	47
6. 자외선 레이저의 발전	63
제 3 절 Yb 원자의 공명광이온화 연구	66
1. Yb 원자의 에너지 준위	66
2. 질량분석장치	68
3. 자외선을 이용한 Yb 원자의 공명이온화	70
제 3 장 연구개발목표 달성도 및 대외 기여도	74
제 4 장 참고문헌	76

그림 목 차

그림 1. Nd:YAG 레이저 head의 구성도. -----	4
그림 2. 레이저 다이오드로 펌핑된 Nd:YAG rod의 형광분포 ----	5
그림 3. 열적 stress에 의한 Nd:YAG 레이저 rod의 복굴절 -----	7
그림 4. 열 복굴절 효과를 고려한 레이저 공진기의 모드 변화 ----	9
그림 5. Nd:YAG 레이저에서 발생하는 열량에 따른 두 편광 모드의 안정조건 영역 -----	10
그림 6. 두 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 이용하는 공진기 -----	11
그림 7. 두 개의 Nd:YAG 레이저 rod로 구성된 공진기의 Q_T 에 때는 공진 모드 -----	12
그림 8. 두 Nd:YAG 레이저 rod가 중앙에 있는 경우와 양 끝에 있는 경우의 공진 모드 -----	13
그림 9. 두 Nd:YAG 레이저 rod 사이에 90도 편광 회전판을 설치한 공진기의 Q_T 에 따른 공진 모드 -----	14
그림 10. 두 Nd:YAG 레이저 rod에 90도 편광 회절판을 설치한 경우의 공진 모드 분포 -----	15
그림 11. 공진기의 비대칭성이 복굴절 상쇄에 미치는 영향 -----	16
그림 12. 제작한 Nd:YAG 레이저 -----	18
그림 13. 제작한 Nd:YAG 레이저의 연속발진 출력 특성 -----	19
그림 14. 레이저에 사용된 음향광학 변조기 -----	20
그림 15. Q-switching된 Nd:YAG 레이저의 출력 -----	21
그림 16. Q-switching된 Nd:YAG 레이저의 펄스 에너지 -----	22
그림 17. 2차 조화파 발생을 위한 KDP 결정이 설치된 모습 -----	22
그림 18. Nd:YAG 레이저의 2차 조화파 출력 특성 -----	24
그림 19. Nd:YAG 레이저의 연속발진 출력 특성 -----	25
그림 20. Nd:YAG 레이저의 2차 조화파 출력 특성 -----	26
그림 21. Nd:YAG 레이저 2차 조화파의 펄스 에너지 특성 -----	26
그림 22. 회절격자의 입사각과 회절각 -----	28
그림 23. Littrow 형 레이저 공진기의 구조 -----	29

그림 24. GIM 레이저 공진기의 구조 -----	30
그림 25. GIM 레이저의 회절격자와 파장가변 거울 -----	31
그림 26. 자기 파종형 Ti:sapphire 레이저 -----	33
그림 27. 기본 발진 실험을 위한 Ti:sapphire 레이저 공진기 -----	33
그림 28. Ti:sapphire 레이저 결정이 설치된 모습 -----	34
그림 29. 기본 Ti:sapphire 레이저의 출력 특성 -----	34
그림 30. 기본 Ti:sapphire 레이저의 스펙트럼 특성 -----	34
그림 31. 파장 가변 범위 측정을 위한 Ti:sapphire 레이저 공진기---	36
그림 32. Ti:sapphire 레이저의 파장 가변 범위 -----	37
그림 33. 프리즘에 의한 분산 -----	38
그림 34. 자기 파종형 Ti:sapphire 레이저의 구성도 -----	40
그림 35. 자기파종형 레이저에 사용한 grating -----	40
그림 36. 주 공진기와 종 공진기의 밀도반전에 따른 이득 -----	41
그림 37. Grating의 회절 효율 측정 위한 레이저 공진기 구조 -----	42
그림 38. 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 파장 가변 -----	44
그림 39. 펄핑 레이저 펄스와 자기파종형 레이저의 출력 펄스 -----	45
그림 40. 자기파종형 레이저의 이중 펄스 출력 -----	45
그림 41. 자기파종된 레이저 펄스와 자기파종 하지않은 레이저 펄스 -----	46
그림 42. 집속 렌즈의 초점거리와 위치에 따른 레이저 출력 -----	49
그림 43. 출력거울의 반사율에 따른 기본형 공진기의 레이저 출력 -----	50
그림 44. 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저 -----	51
그림 45. 개선된 자기파종형 레이저의 출력 특성 -----	52
그림 46. 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 파장 가변 -----	54
그림 47. 개선된 자기파종형 레이저의 출력 레이저 펄스 특성 -----	55
그림 48. 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 펄스 특성 -----	56
그림 49. 에탈론을 이용한 레이저 선폭 측정 -----	57
그림 50. 레이저 선폭측정을 위한 에탈론의 간섭무늬 -----	59
그림 51. 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의	

선풍측정을 위한 실험 장치 -----	61
그림 52. 선형 CCD array로 측정한 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 선풍 -----	62
그림 53. 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 2차조화파 발생을 위한 실험 장치 -----	63
그림 54. 자기파종형 Ti:sapphire 레이저가 2차 조화파로 변환되는 모습 -----	64
그림 55. 이테르븀 원자의 에너지 준위도 -----	67
그림 56. 사용된 질량분석 장치의 개략도 -----	68
그림 57. 본 연구에서 사용한 TOF 형 질량분석 장치의 일부 -----	70
그림 58. 자외선영역의 레이저를 이용하여 공명이온화를 실증하기 위한 장치의 개략도 -----	71
그림 59. 레이저 파장 변환에 따른 이테르븀의 신호 -----	72
그림 60. 이테르븀과의 공명파장에서 얻은 질량스펙트럼 -----	72
표 목 차	
표 1. Nd:YAG 레이저 매질의 열 특성 -----	8
표 2. 이테르븀의 질량수에 따른 자연상태에서의 동위원소 구성비 -----	73

제 1 장 서 론

우리 연구실에서도 개발하였던 DPSSL 레이저가 최근에 이르러서는 광학장치에서 보편화를 이루고 있다. 또한 최근 개발되고 있는 Ti:sapphire 레이저 또한 급격한 발전을 하고 있다. 현재까지도 원자력 산업 응용이나 원자분광학 분야에서 공명 광이온화 분광을 위하여 이용되고 있는 고반복률의 레이저는 주로 가시광 영역의 레이저이다. 새로운 레이저로서 각광을 받고 있는 다이오드 레이저 펌핑 고체레이저와 이를 이용하는 Ti:sapphire 레이저 및 제 2 조화파 발생 장치는 고반복률의 자외선 영역 레이저 발전을 가능하게 하였다. 이러한 자외선 영역의 레이저를 이용하게 되면 광자의 에너지가 크기 때문에 이온화 단계를 줄일 수 있어 사용되는 레이저를 줄일 수 있을 뿐만 아니라 시스템의 안정성이 향상되는 장점이 있기 때문에 본 연구에서는 자외선 영역의 고반복률 펄스 레이저를 개발하고, 이를 이용하여 공명 광이온화를 실증함으로써 원자력 산업에의 응용 가능성을 타진하고자 하였다.

지난 해에는 우리 연구실에서 초기에 개발하였던 다이오드 펌핑 Nd:YAG 레이저를 본 연구에 적합하도록 개선하여, 발진 파장 532nm, 반복률 5kHz 에서 30W이상의 출력을 얻었으며, 이 레이저로 펌핑되는 분광학 연구용 Ti:sapphire 레이저를 설계 및 제작하였다.

당해연도에는 지난 해에 이어 다음과 같은 일들을 수행하였다.

1. Ti:sapphire 레이저 발진 및 특성 조사

지난 해에 제작된 Ti:sapphire 레이저를 보완, 발진시키고 그 특성을 측정하여 본 연구에 적합하게 준비하였다.

2. 자외선 레이저의 발진

발진된 Ti:sapphire 레이저를 제 2 조화파 발생 결정에 입사시키고 조건들을 적합화함으로써 실험에 필요한 자외선 레이저를 발진시켰다.

3. 질량분석장치 개선 및 Yb 원자의 공명이온화 실험

Yb 원자에 자외선 영역의 레이저를 조사하여 이온화시키고 그 이온의 질량을 측정하는 실험을 수행함으로써 공명이온화를 실증하였다.

제 2 장 연구개발수행 내용 및 결과

제 1 절 Nd:YAG 레이저 개선

레이저 발명 이후 Ti:sapphire 레이저, 색소 레이저 등의 펌핑에 유용한 고출력 청색 레이저 개발에 관한 연구가 꾸준히 지속되었다. 1990년대 중반까지는 구리 증기 레이저와 같은 플라즈마 튜브에 기초한 레이저가 고출력 청색 광원으로 주로 사용되었으나, 장치가 거대하고 수명이 짧아 유지 보수에 어려운 점이 많았다. 이에 반해 1 μ m 정도의 근적외선 영역에서는 많은 Nd 계열의 고체 레이저가 개발되어 급속한 발전이 이루어 졌다. 특히, Nd:YAG 레이저는 물리적 특성이 우수하여 지금까지 가장 많이 상용화되어 널리 사용되고 있다.

Nd:YAG 레이저는 4준위 레이저 매질로서 1,064 nm의 발진 파장을 가지며 물리적, 화학적으로 안정한 성질을 가진다[1]. Host 물질인 YAG의 강도 및 경도도 비교적 높은 편이어서 가공 및 연마가 용이한 장점도 가진다. 또한, 넓은 흡수 대역을 가지기때문에 섬광등, 방전등과 같이 연속적인 넓은 스펙트럼을 가지는 펌핑광원으로도 비교적 효율적인 펌핑이 가능하다. 형광수명도 230 μ s 정도로 긴 편이기 때문에, 수백 μ s의 방전시간을 갖는 섬광등으로 펌핑 가능하여 펄스형 레이저 제작에도 유리하다.

이러한 우수한 특성 때문에 지금까지 많은 Nd:YAG 레이저가 연구되었으며, 평균출력 수 kW, 첨두출력 수십 MW 등의 고출력 레이저가 개발되었다. 그러나, 1990년도 초까지는 Nd:YAG의 펌핑광원이 섬광등이나 방전등으로 한정되었고, 이러한 펌핑광원은 전기 에너지에서 흡수대역의 빛 에너지로의 변환효율이 낮기 때문에 레이저 출력에 비해 장치가 거대한 문제점이 있었다. 특히, Nd:YAG의 흡수 대역은 몇몇 특정 영역의 파장에서만 높은 흡수율을 가지기 때문에 흡수율이 낮은 영역의 파장은 레이저 출력에 기여하지 못하고 대부분 열로 손실되어 심각한 열적 문제를 일으켰고, 레이저 출력의 공간적인 특성도 좋지 못했다.

1990년대부터 전기 에너지에서 빛 에너지로의 변환 효율이 수십%에 이르는 레이저 다이오드가 개발되면서 펌핑광원으로 주목받기 시작했다. 레이저 다이오드는 특정한 파장의 빛만 생성하고, 레이저의 특성상 방향성이 우수하기 때문에 펌핑효율이 높아지고 균일한 펌핑이 가능한 장점이 있다. 최근에는 수십, 수백 W의 고출력 레이저 다이오드가 개발되어 기존의 섬광등이나 방전등과 같은 펌핑광원을 대체하기에 이르렀다. 특히, Nd:YAG와 같은 Nd 계열의 레이저 매질은

800 nm 근처에 높은 흡수대역이 있어서, 고출력 GaAlAs 레이저 다이오드의 출력 파장과 잘 일치한다. 레이저 다이오드로 펌핑되는 고체 레이저(diode-pumped solid state laser, DPSSL)는 섬광등으로 펌핑되는 레이저 보다 열문제가 적어서 레이저 출력의 공간적인 특성이 우수하고 펌핑 효율이 높아서 레이저가 소형화되며, 레이저 다이오드의 수명이 길어서 장시간 안정적인 동작이 가능한 장점이 있다. 이러한 특성 때문에 1990년대 중반부터 레이저 다이오드로 펌핑되는 고체 레이저가 급속히 개발되고 있다.

레이저 다이오드로 펌핑되는 우수한 Nd:YAG 레이저가 등장하면서 1 μm 영역의 레이저 파장을 2차 조화파 발생을 통한 청색광으로 변환하여 사용하려는 연구가 많이 진행되었다. 이러한 청색 광원은 기존의 플라즈마 튜브를 사용하는 레이저에 비해 소형이면서도 안정성이 우수하여, 아르곤 이온 레이저나 구리 증기 레이저 등을 대체하고 있다.

1. DPSSL Oscillator

본 연구에서는 자체 보유하고 있던 레이저 다이오드로 펌핑되는 Nd:YAG 레이저를 개선하고 이를 2차 조화파로 파장 변환하여 Ti:sapphire 펌핑용 레이저를 개발하였다.

고출력과 우수한 빔 특성을 가지는 레이저를 제작하기 위해서는 레이저 매질을 효율적으로 균일하게 펌핑해야 하며, 펌핑과정에서 생기는 열을 제거하기 위해 효과적인 냉각이 이루어져야 한다. 본 연구에서 사용한 Nd:YAG 레이저 head는 균일한 펌핑을 위해 그림 1과 같이 rod를 레이저 다이오드로 세방향에서 대칭적으로 펌핑하였다[2]. Nd:YAG rod(Litton)는 직경 4 mm, 길이 110 mm였으며, 도핑율은 0.6 at.%였다. 레이저 다이오드는 연속발전형으로서 한 개의 bar 형태의 모듈이 7개의 20 W diode bar(Opto Power)로 구성되어 있으며, DC power supply(Hewlett Packard, 6673A)로 구동되었다. 한 개의 모듈에는 최대 25 A까지 전류가 공급되었다. 레이저 다이오드에서 출력되는 레이저의 파장은 다이오드의 온도에 따라서 변하기 때문에 Nd:YAG 레이저의 흡수 피크 파장과 레이저 다이오드의 파장을 일치시키기 위해서는 다이오드의 온도를 일정하게 유지시켜야한다. 이를 위해 레이저 다이오드는 열전도율이 좋은 heat sink에 부착되었고 heat sink는 수냉각 방식으로 일정한 온도로 유지하였다. 이 때, 레이저 다이오드의 파장은 807.5 nm로서 Nd:YAG의 흡수 피크 파장인 808.5 nm와 거의 일치하였다.

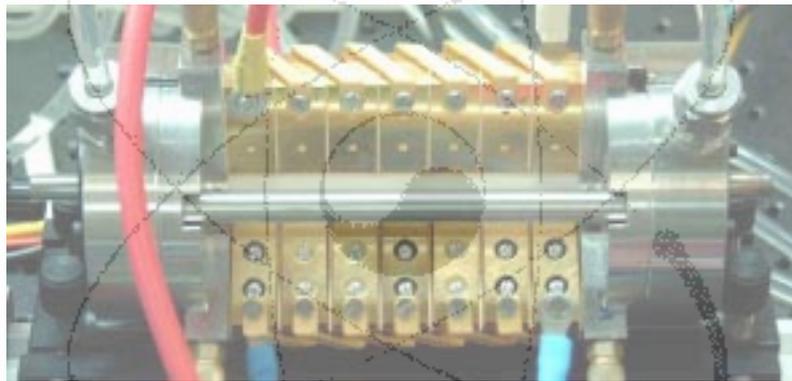
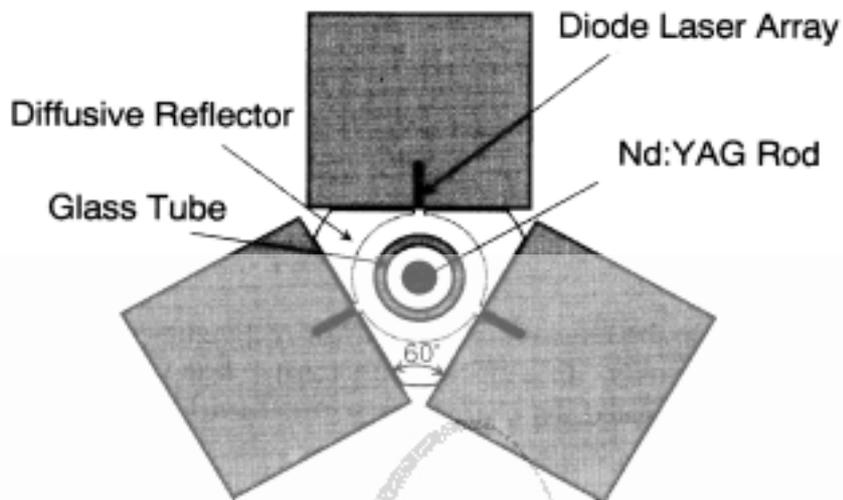


그림 1. Nd:YAG 레이저 head의 구성도.

레이저 다이오드에서 출력된 펄핑 레이저가 Nd:YAG에 보다 균일하고 효율적으로 흡수되도록 하기 위해 그림과 같이 난반사체(Labsphere사의 Spectralon)를 사용하였다. 난반사체의 내부는 실린더형으로 되어있어서 Nd:YAG rod가 중심에 놓이도록 하였으며, 외형은 삼각형으로 되어있어 각면에 있는 슬릿을 통해 레이저 다이오드 출력이 통과하도록 하였다. 각 슬릿의 길이는 90 mm, 폭은 1.5 mm였다. 난반사체는 1 μm 영역에서 97% 이상의 반사율을 가지기 때문에 균일하면서도 고효율의 펄핑을 가능하게 한다. Nd:YAG rod와 난반사체 사이에는 유

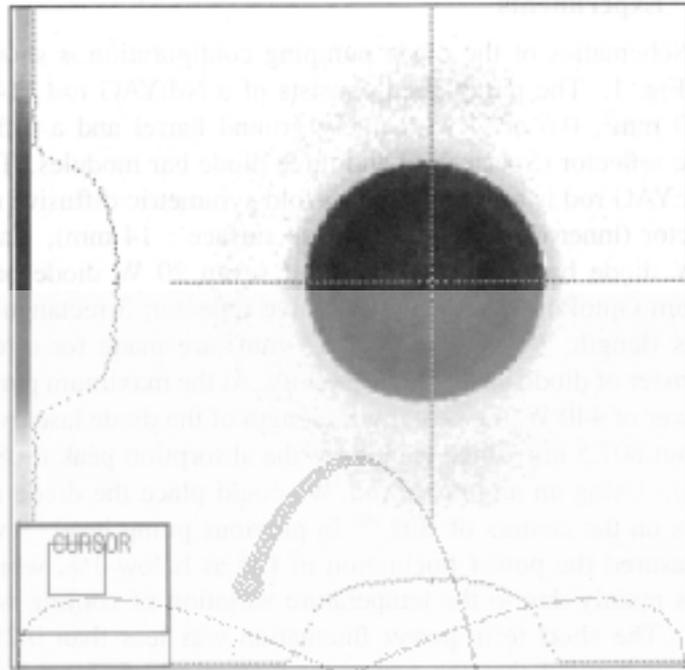


그림 2. 레이저 다이오드로 펌핑된 Nd:YAG rod의 형광분포.

리관을 설치하고 유리관을 통해 냉각수를 공급함으로써 Nd:YAG rod에서 발생하는 열을 제거하였다. 그림 2는 이렇게 구성된 Nd:YAG 레이저 head를 펌핑하였

을 때 발생하는 형광을 상전송하여 CCD로 관측한 것이다. 그림과 같이 균일하게 형광이 발생하여 균일한 펌핑이 이루어짐을 알 수 있다. 이러한 Nd:YAG 레이저 head를 가지고 평면거울로만 이루어진 짧은 레이저 공진기를 구성하여 다중모드로 동작시킨 결과 M^2 값은 50 이상으로 집속도는 나빴으나 전체적으로 원형대칭적인 모드를 나타내었다. 최대 출력은 10 - 20%의 출력거울을 사용하였을 때 약 130 W였다.

2. 고출력 고체 레이저의 열문제

고출력 레이저 제작에 있어서 가장 심각하게 나타나는 문제중의 하나가 열 문제이다. 레이저 매질을 펌핑할 때 발생하는 열은 매질의 광학적 성질을 변형시켜서 열 렌즈 효과, 열 복굴절 효과 등을 유도하며, 이러한 효과들은 레이저의 공간적인 모드 특성에 큰 영향을 미친다. 따라서, 빔 모드 특성이 우수한 레이저

를 제작하기 위해서는 열 효과에 대해 분석하여야 한다.

그림 3과 같이 실린더 형태의 레이저 rod가 펌핑되어 rod 내부에 열이 균일하게 발생하고 rod 표면에 냉각수가 흘러서 표면 온도가 일정하게 유지된다고 하면, 열은 대부분 radial 방향으로만 흐르게 되고, rod 끝부분의 열 효과는 무시할 수 있다. 레이저 rod의 열전도율을 K 라고 하고, rod 내부에서 균일하게 단위 부피당 발생하는 열량을 Q 라고 하면, radial 방향으로의 열전도 방정식은 다음과 같이 나타난다[3].

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \left(\frac{1}{r}\right)\left(\frac{dT}{dr}\right) + \frac{Q}{K} = 0 \quad (1)$$

여기서 r 은 rod 중심으로부터 radial 방향으로의 위치이다. 레이저 rod의 반지름을 r_0 라고 하면, rod 표면은 냉각수에 의해 일정한 온도 $T(r_0)$ 로 유지되므로 rod 내부의 온도 분포는 다음과 같다.

$$T(r) = T(r_0) + \left(\frac{Q}{4K}\right)(r_0^2 - r^2) \quad (2)$$

식으로부터 rod 내부의 온도는 r 에 대한 2차 함수이며, 온도 변화율은 rod 표면의 온도와 상관없이 일정함을 알 수 있다. 단위 부피당 발생하는 열량은 다음과 같이 표현된다.

$$Q = \frac{P_a}{\pi r_0^2 L} \quad (3)$$

P_a 는 rod에서 발생하는 열의 총량이며 L 은 rod의 길이이다. 이로부터 rod 중심과 표면사이의 온도차이를 구하면,

$$T(0) - T(r_0) = \frac{P_a}{4\pi K L} \quad (4)$$

이 된다.

이러한 rod 내부와 외부의 온도차이는 stress를 발생시킨다. 즉, rod 안쪽에 높은 열에 의해 팽창하려는 힘이 낮은 온도를 갖는 외부 영역에 의해 제한되어 stress가 생성된다. stress는 다시 매질의 굴절율을 변화시켜서 복굴절을 유도한다. 그림 3과 같이 rod 형태의 매질의 경우에는 원대칭으로 stress가 발생하므로 복굴절도 radial 방향과 tangential 방향으로 생각할 수 있다. 각 지점에서 stress에 의한 radial 방향과 tangential 방향의 굴절율 변화 Δn_r , Δn_ϕ 는 다음과 같이 나타난다.

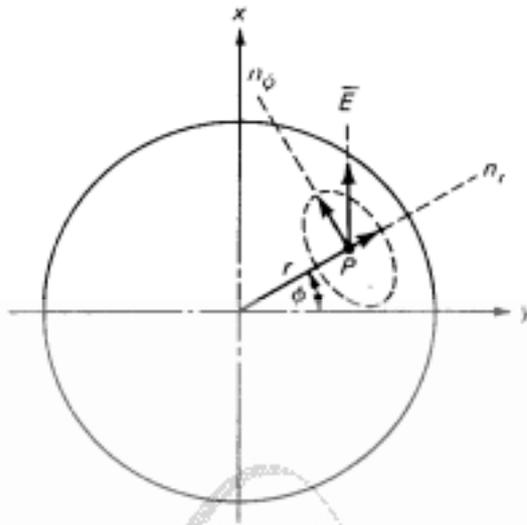


그림 3. 열적 stress에 의한 Nd:YAG 레이저 rod의 굴절률.

$$\Delta n_r = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_r r^2 \quad (5)$$

$$\Delta n_\phi = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_\phi r^2 \quad (6)$$

여기서, α 는 Nd:YAG의 열팽창 계수, C_r , C_ϕ 는 각각 radial 방향과 tangential 방향의 photoelastic 계수이다. 굴절률이 r 에 대한 2차 함수로 변화하는 것을 알 수 있다.

매질의 온도가 변화하면 stress에 의한 굴절률 변화외에도 온도 변화 자체에 의해 굴절률이 변화한다. 이러한 온도변화에 의한 굴절률 변화 $\Delta n(r)_T$ 는 1차 근사식으로

$$\Delta n(r)_T = [T(r) - T(0)] \left(\frac{dn}{dT} \right) \quad (7)$$

와 같이 표현된다. 여기서 $\frac{dn}{dT}$ 는 굴절률의 열변화 계수이다. 식 (2)를 위식에 적용하면

$$\Delta n(r)_T = -\frac{Q}{4K} \frac{dn}{dT} r^2 \quad (8)$$

이 됨을 알 수 있다. 열변화에 의한 굴절률 변화도 열적 stress에 의한 굴절률과 마찬가지로 r 에 대한 2차 함수로 나타남을 알 수 있다.

표 1. Nd:YAG 레이저 매질의 열 특성.

열 전도율, K	$0.14 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$
열 팽창 계수, α	$7.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
굴절율의 열 변환 계수, $\frac{dn}{dT}$	$7.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Radial 방향의 photoelastic 계수, C_r	0.017
Radial 방향의 photoelastic 계수, C_ϕ	-0.0025

이상으로부터 알 수 있듯이, 펄핑에 의해 열이 발생하는 Nd:YAG 레이저 rod의 굴절율 변화를 나타내기 위해서는 열에 의한 굴절율 변화와 열적 stress에 의한 굴절율 변화를 함께 고려해야 한다. 이 두 효과를 고려하여 rod에서 생성되는 굴절율을 radial 방향과 tangential 방향에 대해 나타내면 다음과 같다.

$$n_r(r) = n_0 \left[1 - \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0^2 \alpha C_r \right) r^2 \right] \quad (9)$$

$$n_\phi(r) = n_0 \left[1 - \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0^2 \alpha C_\phi \right) r^2 \right] \quad (10)$$

여기서 n_0 는 rod 중심에서의 굴절율이다. 굴절율이 r^2 에 비례하여 변화하기 때문에 graded index 렌즈와 같은 효과가 나타나며, radial 방향과 tangential 방향의 편광에 따라 굴절율이 다르기 때문에 복굴절 효과가 나타난다. 보다 정확한 Nd:YAG 레이저 rod의 열 렌즈 효과를 계산하기 위해서는 표 1에 나타난 열 특성 값들을 사용하여 레이저 공진기 모드를 분석해야 한다.

3. 열효과를 고려한 공진기

실제 Nd:YAG 레이저 rod는 수 cm의 상당한 길이를 갖는 렌즈이기 때문에 정확한 모드 분석을 위해서는 수치적으로 공진기 모드를 계산해야 한다. 또한, radial 방향과 tangential 방향으로 굴절율 변화가 다르기 때문에 복굴절 현상도 고려해야 한다. 열 복굴절 현상은 편광에 따라 공진 모드의 특성이 다르게 나타

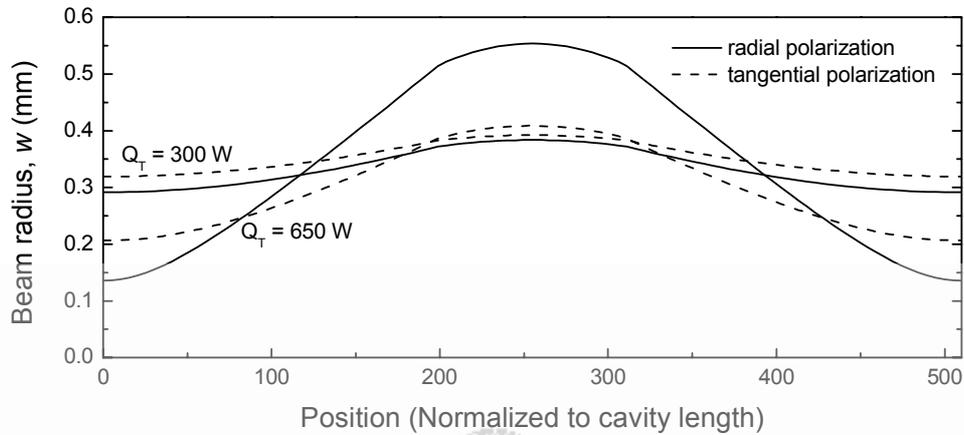


그림 4. 열 복굴절 효과를 고려한 레이저 공진기의 모드 변화.

나도록 하기 때문에 레이저 빔 특성에 큰 영향을 끼친다. 따라서, 열 복굴절 현상을 고려한 공진 모드 분석이 필요하다. 특히, 레이저 rod와 같이 원형 대칭성을 갖는 매질의 경우에는 radial 방향과 tangential 방향의 편광에 따른 복굴절이 나타나기 때문에, 일반적으로 많이 나타나는 수직인 두 선형 편광에 따른 복굴절 현상과는 특성이 많이 다르다. 예를 들어, 열 복굴절 효과가 있는 레이저 rod를 포함한 공진기에 선형 편광기를 삽입하여 특정한 방향의 선형 편광만 발진하도록 하면, rod의 특정한 위치에서는 편광이 변하지 않아서 모드가 생성되지만, 다른 부분에서는 편광 상태가 바뀌어 빔 분포가 불균일해지는 문제점이 있다. 이러한 문제점 때문에 대부분의 고출력 Nd:YAG 레이저는 편광의 방향성이 없도록 발진시킨다.

열 복굴절 현상을 고려해서 한 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 포함한 공진기의 공진 모드를 계산하여 그림 4에 나타내었다. 레이저 rod의 끝과 평면거울과의 거리는 각각 200 mm로 하여 전체 공진기 길이는 510 mm로 하였으며, radial 방향 편광에 대한 모드는 실선으로, tangential 방향 편광에 대한 모드는 점선으로 나타내었다. 레이저 rod에서 발생하는 총 열량 Q_T 값은 400 W, 650 W로 조정하였다. 편광 방향에 따라 열 렌즈 효과가 약간 다르기 때문에 그림에서 볼 수 있듯이 편광에 따라 공진 모드의 크기가 서로 다르게 나타났다. 두 편광의 공진모드가 겹치는 곳에서는 모든 편광에 대해 발진이 가능하지만 한 개의 편광에 대해

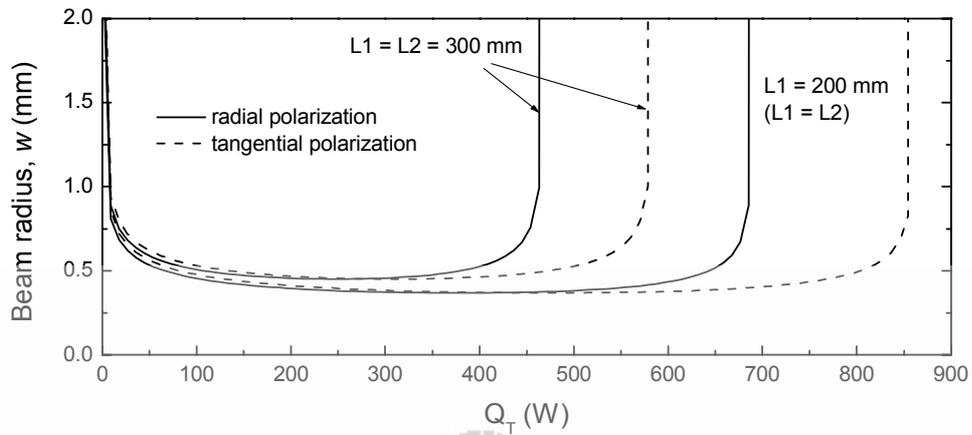


그림 5. Nd:YAG 레이저에서 발생하는 열량에 따른 두 편광 모드의 안정조건 영역.

서만 공진 모드가 있는 부분에서는 편광된 모드가 발진할 수 있기 때문에, 빔 특성이 나빠질 수 있다. 특히, 제 2차 조화파 발생과 같은 비선형 효과는 편광 특성에 따라 공간적인 빔 특성이 바뀌기 때문에 이러한 문제가 더욱 심각하게 나타난다. Q_T 값이 650 W로 증가하여 공진기의 안정조건 경계부근에 가까워지면 편광에 따른 공진 모드 차이가 더욱 크게 나타남을 알 수 있다. 즉, 한 편광에 대해서는 공진 모드가 커져서 다중 모드 발진 가능성이 줄어들지만, 다른 편광은 그렇지 못하여 전체적인 빔 특성이 나빠질 수 있다. Q_T 값이 더욱 커져서 700 W 정도 되면 이러한 현상이 더욱 심각해져서 radial 방향 편광에 대해서는 공진기가 안정조건을 벗어나서 공진 모드가 형성되지 않으나, tangential 방향 편광에 대해서는 공진 모드가 형성되어 빔 특성이 나빠질 수 있다.

열 복굴절 효과에 의해 편광에 따라 공진 모드가 달라져서 특정한 편광만 발진하는 현상을 보다 자세히 조사하기 위해서 그림 5와 같이 Q_T 값에 따라 공진기의 특정 위치에서 공진 모드 크기를 조사하였다. 공진 모드는 Nd:YAG 레이저 rod의 한 끝에서 계산하였으며, rod와 평면거울 까지의 거리 L_1 , L_2 를 조정하면서 모드를 계산하였다. 그림에서 공진모드가 급격히 커지는 것은 공진기가 안정조건에서 벗어난다는 것을 의미한다. 공진기의 길이가 짧은 경우($L_1 = L_2 = 300$)에는 Q_T 값이 650 W 정도로 증가할 때까지 두 편광이 모드 크기가 비슷하게 같이 발진하다가 700 W를 넘어서면 tangential 방향의 편광 모드만 발진하며, 850 W를 넘어서면 tangential 방향의 편광 모드로 안정조건에서 벗어나서 레이

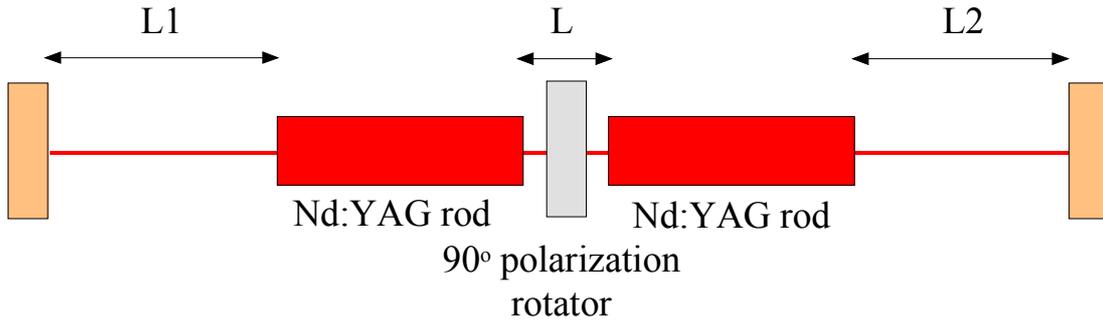


그림 6. 두 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 이용하는 공진기.

저 공진 모드가 완전히 없어짐을 알 수 있다. 공진기의 길이가 길어지면 전체적으로 두 개의 편광 모드가 같이 발진하는 영역이 좁아지는 것을 볼 수 있다. Nd:YAG 레이저 rod에서 발생하는 열 렌즈 효과의 정도는 rod의 크기 펌핑 레이저의 출력 등에 달라지므로, 사용하는 펌핑 레이저의 출력을 최대도 하여도 두 개의 편광 모드가 같이 발진하도록 하려면 공진기 길이를 충분히 짧게 해야 한다. 반면에 레이저의 빔 특성을 좋게 하려면 공진기의 길이를 길게 하는 것이 유리하므로 두 조건을 모두 만족하도록 공진기 길이를 잘 조정해야 한다. 그러나, 그림 5와 같이 한 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 사용하는 경우에는 두 편광 모드에 대한 안정조건 영역이 많이 다르기 때문에 두 편광의 빔 특성을 동시에 좋게 하기가 어려운 문제점이 있다.

이상에서 살펴본 바와 같이 Nd:YAG 레이저 rod에서 발생하는 열 렌즈 효과와 열 복굴절 효과는 공진기의 길이, rod에서 발생하는 열량 등에 따라 민감하게 달라지기 때문에 레이저의 출력과 빔 특성을 동시에 향상시키는 것이 상당히 어렵다. 이러한 열 렌즈, 열 복굴절 문제를 해결하기 위해서 여러 가지 방법이 고안되었지만 어느 것도 완전히 문제를 해결하지는 못하였다. 현재, 고출력 레이저의 열 복굴절 문제 해결을 위해 가장 많이 사용되는 방법은 그림 6과 같이 두 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 사용하는 것이다. 두 개의 레이저 rod의 특성과 펌핑 출력이 같아서 열 렌즈와 열 복굴절 효과가 완전히 같다고 하면, 두 rod 사이에 90도 편광 회전판을 놓음으로써 열 복굴절 효과를 서로 상쇄시킬 수 있다. 본 연구에서는 고출력 Nd:YAG 레이저를 개선하기 위하여 이와 같이 특성이 거의 같은 두 개의 레이저 rod를 사용하는 방식을 채택하였다.

그림 7은 그림 6의 레이저 공진기에 대해 Q_T 값에 따라 공진모드를 나타낸 것이다. Nd:YAG 레이저 rod는 모두 길이 110 mm로 하였으며, 똑 같은 양의 열이 발생한다고 가정하였다. 좌우 대칭형의 공진기를 구성할 경우 두 레이저 rod

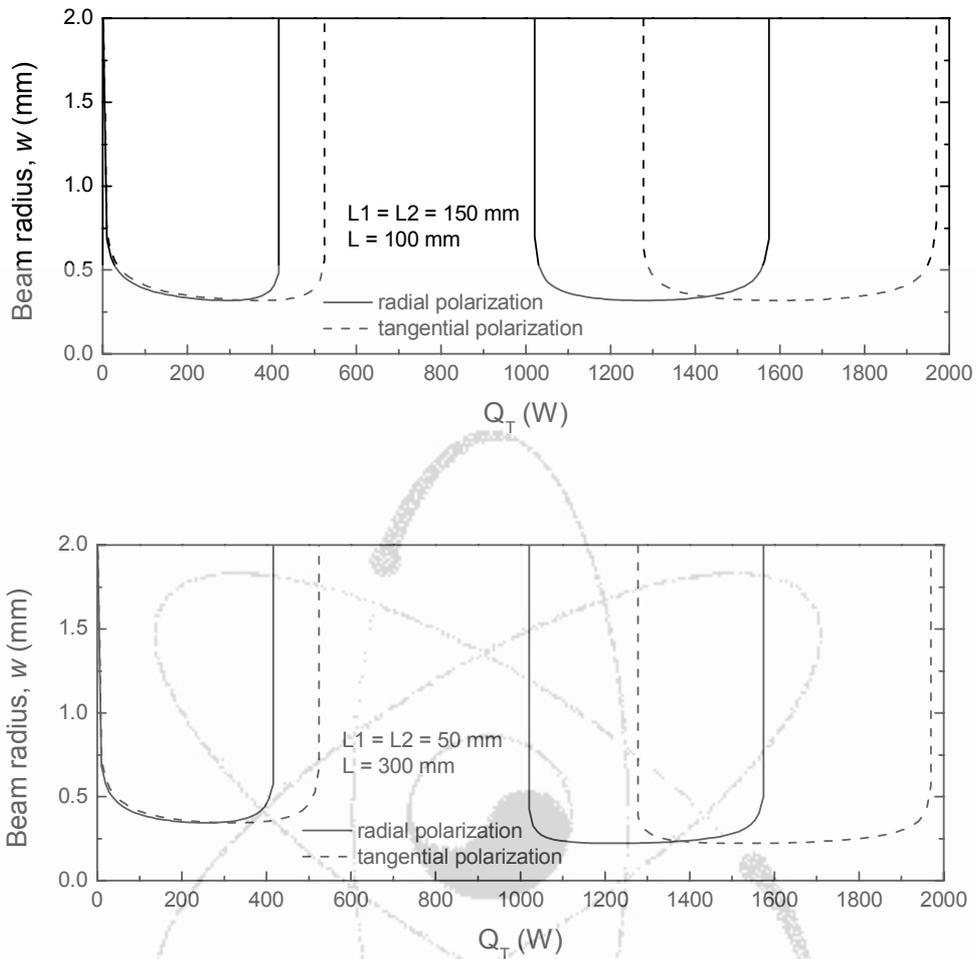


그림 7. 두 개의 Nd:YAG 레이저 rod로 구성된 공진기의 Q_T 에 따른 공진 모드.

를 중앙으로 모아 놓는 경우와 양 끝으로 나누어 놓는 경우를 생각할 수 있으므로 이 두 경우에 대해서 공진모드를 계산하였다. 두 rod를 중앙으로 모아 놓는 경우에는 레이저 rod의 끝과 평면거울과의 거리 L_1, L_2 를 150 mm, 두 rod 사이의 거리 L 은 100 mm로 하였으며, 양 끝으로 레이저 rod를 놓을 경우에는 L_1, L_2 를 50 mm, L 을 300 mm로 하여 총 공진기의 길이는 같게 하였다. 이 때, 열 복굴절이 보상되지 않은 경우를 먼저 고려하기 위해서 두 rod 사이에 편광 회전판은 설치하지 않았다. 공진 모드 크기는 평면 거울 쪽의 레이저 rod 끝에서 계산하였다. 그림에서 알 수 있듯이 한 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 사용하는 경우

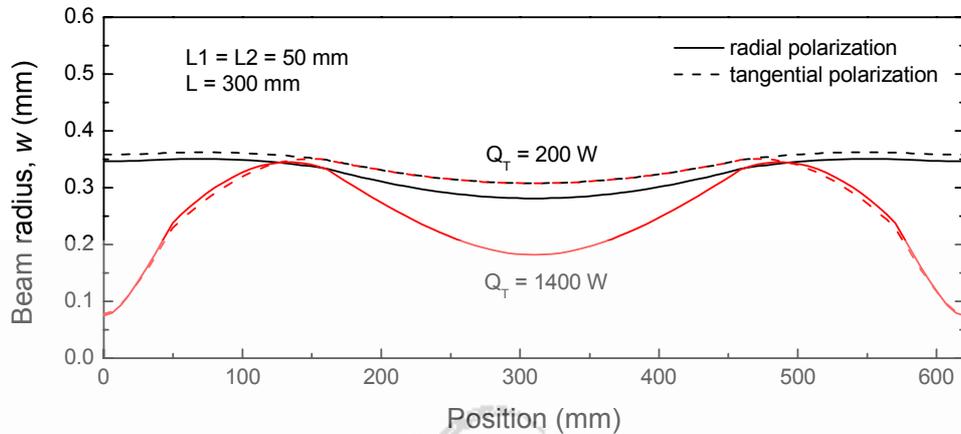


그림 8. 두 Nd:YAG 레이저 rod가 중앙에 있는 경우와 양 끝에 있는 경우의 공진 모드.

와는 달리 공진기가 안정조건을 만족하는 영역이 두 부분으로 나뉘어 나타남을 알 수 있다. 즉, Q_T 값이 400 W 정도로 증가할 때 까지는 공진 모드가 존재하다가 500 - 1000 W 영역에서는 어떤 편광에 대해서도 공진 모드가 존재하지 않으며, Q_T 값이 더욱 증가하면 다시 공진 모드가 생기는 영역이 radial 방향의 편광에 대해 다시 존재한다. 공진기 내의 복굴절이 보상되지 않은 상태이기 때문에 radial 방향과 tangential 방향의 편광에 대해 공진 모드가 상당히 다르게 나타나는 것도 확인하였다. 또한, 두 레이저 rod가 공진기 중앙에 있는 경우와 양 끝에 있는 경우가 Q_T 값에 따라 거의 비슷한 공진 모드 특성을 보이는 것도 알 수 있다.

Nd:YAG 레이저가 중앙에 있는 경우와 양 끝에 있는 경우에 대해 공진기의 모드를 계산하여 그림 8에 나타내었다. 그림 7에서 조사한 바와 같이 공진기의 안정조건 영역이 rod에서 발생하는 열량에 따라 두 부분으로 나뉘어 나타나므로 각 영역에 대해서 공진 모드를 계산하였다. 이 때, Q_T 값은 각각 200 W와 1400 W로 하였다. 공진기의 길이는 그림 7의 경우와 마찬가지로 $L1 = L2 = 150$ mm, $L = 100$ mm의 경우와 $L1 = L2 = 50$ mm, $L = 300$ mm인 두 경우로 나누었다. Q_T 값이 작은 경우에는, 레이저 rod의 열 렌즈 효과 때문에 전체적으로 rod 위치에서 공진 모드 크기가 제일 큰 것을 알 수 있다. 따라서, 레이저 rod가 중앙

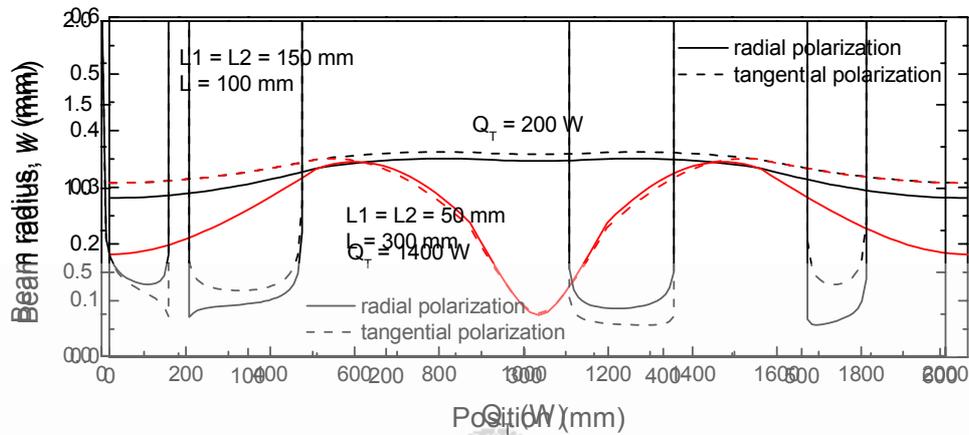


그림 9. 두 Nd:YAG 레이저 rod 사이에 90도 편광 회전판을 설치한 공진기의 Q_T 에 따른 공진 모드.

에 있는 경우에는 공진기의 중앙 부분의 모드가 크며, rod가 공진기 양 끝쪽에 있는 경우에는 공진기의 끝 부분에서 공진 모드가 커진다. 반면에, Q_T 값이 1400 W로 큰 경우에는 열 렌즈 효과가 너무 커져서 공진기의 모드가 심하게 왜곡되며, radial 방향과 tangential 방향의 편광 모드의 차이도 심한 것을 볼 수 있다.

두 Nd:YAG 레이저 rod에서 생기는 열 복굴절 현상을 감소시키기 위해서는 그림 6과 같이 두 rod 사이에 90도 편광 회전판을 설치해야한다. 이렇게 하면 한 쪽 레이저 rod를 통과한 radial 방향의 편광 모드가 다른 쪽 rod를 통과할 때는 tangential 방향으로 바뀌고, 마찬가지로 tangential 방향의 편광 모드는 radial 방향으로 바뀌기 때문에 두 편광 모드는 모두 radial 방향과 tangential 방향의 열 렌즈효과를 한번씩 겪게되어 복굴절 효과가 상쇄된다. 따라서 편광의 방향에 상관없이 공진 조건이 같아진다. 이러한 효과는 그림 9에서 확인할 수 있다. 공진기는 그림 7의 경우처럼 두 레이저 rod가 공진기 중앙에 있을 때와 양 끝에 있을 경우에 대해서 모드 계산을 하였다. 그림에서 알 수 있듯이 두 편광 모드는 Q_T 값에 상관없이 레이저의 안정조건 영역이 정확히 일치하였다. 따라서, 하나의 편광 모드만 발진함으로써 레이저의 빔 특성이 나빠질 가능성이 줄었음을 알 수 있다. 그림 7에서는 안정조건 영역이 Q_T 값이 변함에 따라 두 부분으로 나뉘었으나, 편광 회전판이 있는 경우에는 각 안정조건 영역이 다시 두 부분으로 나뉘어 총 4개의 안정조건이 존재하였다. 이 중 Q_T 값이 1000 W 이상 되어야만 만족

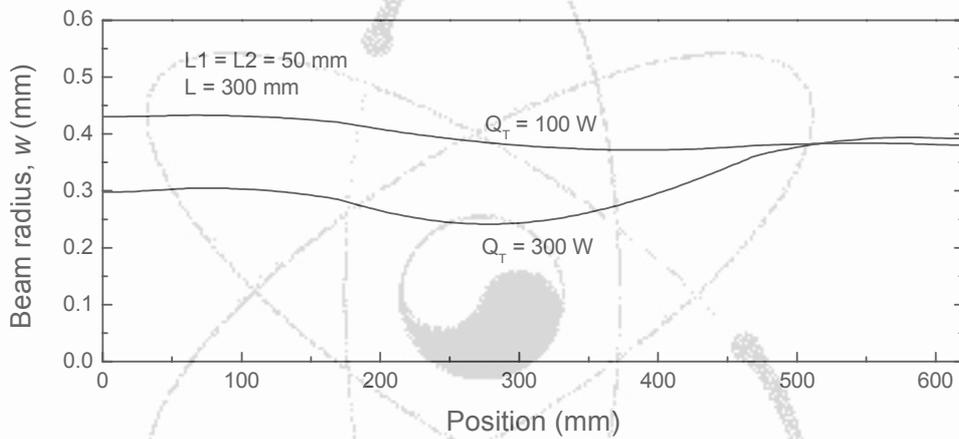
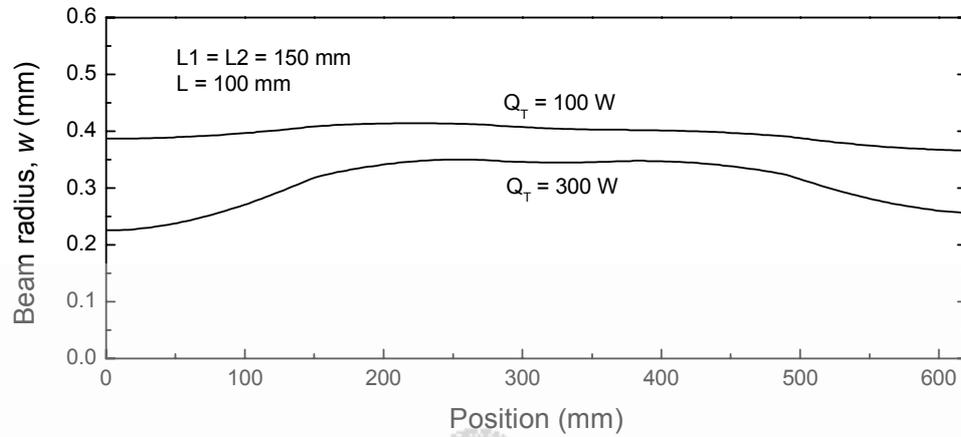


그림 10. 두 Nd:YAG 레이저 rod에 90도 편광 회전판을 설치한 경우의 공진 모드 분포.

하는 공진기 안정조건은 펌핑 출력이나 Nd:YAG의 stress에 의한 파손 한계 등으로 실질적으로 사용하기 어렵기 때문에 본 연구에서는 Q_T 값이 낮은 경우에 생성되는 두 안정조건 영역에 대해서만 열 복굴절이 보상된 공진기의 모드 분포를 조사하였다.

그림 10은 90도 편광 회전판을 Nd:YAG 레이저 rod 사이에 설치하여 열 복굴절 효과가 서로 상쇄되었을 때, 공진기 내부에서의 공진 모드를 계산한 결과이다. Q_T 값은 100 W, 300 W으로 하였으며, 그림 8과 같이 두 레이저 rod가 중앙에 있는 경우와 양 끝에 있는 경우에 대해 공진 모드를 조사하였다. 공진 모드는

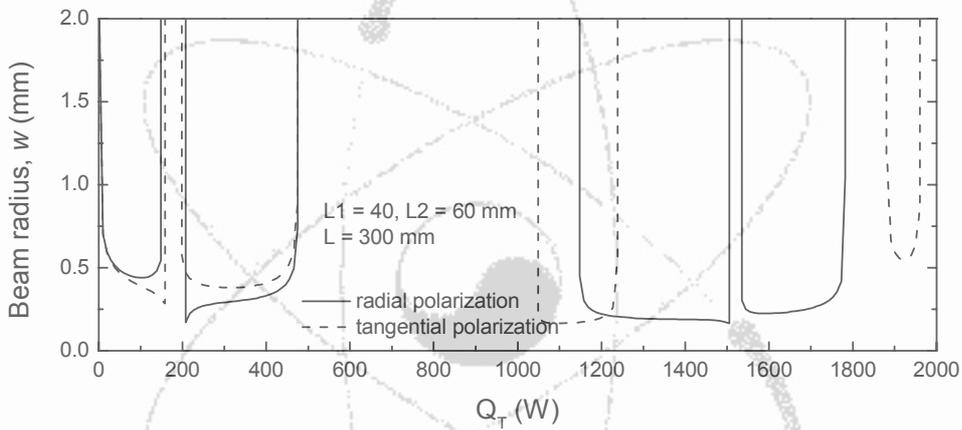
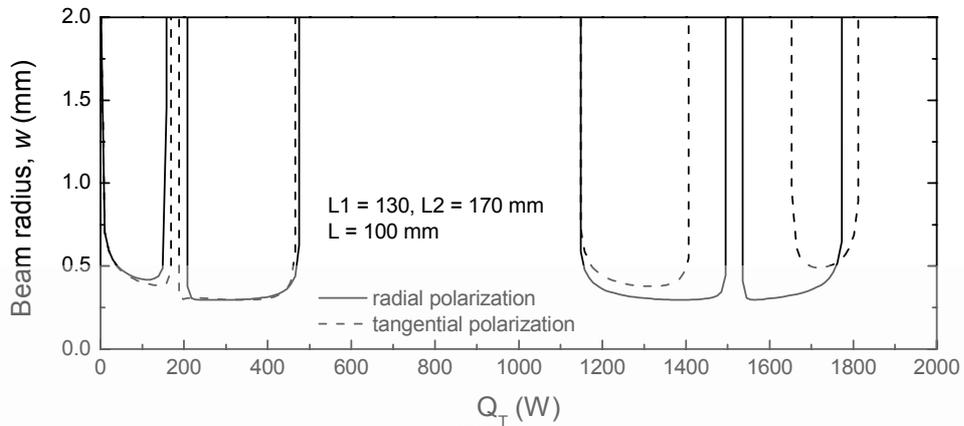


그림 11. 공진기의 비대칭성이 복굴절 상쇄에 미치는 영향.

radial 방향의 편광에 대해서만 계산하였으며, tangential 방향의 편광은 레이저 공진기가 좌우 대칭이기 때문에 radial 방향과 대칭형으로 나타난다. Q_T 값이 100 W인 경우에는 전체적으로 공진 모드가 크며, 모드 크기도 비교적 균일하지만, Q_T 값이 300 W가 되어 두 번째 안정조건 영역으로 넘어가면 모드 크기 변화가 심해져서 빔 크기가 작아지는 영역이 생긴다. 레이저 rod가 중앙에 있는 경우에는 양 평면거울 위치에서, 레이저 rod가 양 끝에 있는 경우에는 공진기 중앙에 빔이 집속되는 영역이 생긴다.

두 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 사용하는 공진기가 완전한 좌우 대칭일 경우에는 그림 9와 같이 열 복굴절 현상이 보상되지만, 좌우 대칭에서 벗어날 경우에

는 열 복굴절 상쇄 효과가 감소한다. 이러한 현상은 그림 11에서 확인할 수 있다. 그림 11은 공진기가 좌우 대칭에서 벗어나도록 L1과 L2 값을 서로 다르게 조정하였을 때, Q_T 값에 따른 공진기의 안정조건 영역을 나타내는 것이다. Nd:YAG 레이저 rod를 중앙에 놓는 경우에는 $L1 = 130 \text{ mm}$, $L2 = 170 \text{ mm}$ 로 하였고, rod를 양 끝에 놓는 경우에는 $L1 = 40 \text{ mm}$, $L2 = 60 \text{ mm}$ 로 하였다. 이때 전체 공진기 길이는 그림 9의 경우와 같게 하였다. 두 레이저 rod 사이에 90도 편광 회전판을 설치하여 복굴절이 서로 상쇄되도록 하였음에도 불구하고 그림에서 볼 수 있듯이 편광에 따라 공진기 안정조건 영역이 서로 조금씩 벗어나 있는 것을 볼 수 있다. 이러한 문제를 최소화하려면 공진기를 최대한 대칭형으로 제작해야 함을 알 수 있다.

4. 레이저의 열효과를 고려한 공진기 설계 및 제작

이상의 열 렌즈 효과, 열 복굴절 효과 등을 고려하여 그림 12와 같이 Nd:YAG 레이저를 제작하였다. 그림 2에서 설명한 Nd:YAG 레이저 head를 두 개 사용하고, 앞에서 설명한 바와 같이 두 head 사이에 90도 편광 회전판(CVI)을 설치하여 열 복굴절 효과를 상쇄하도록 하였다. 두 개의 Nd:YAG 레이저 rod를 공진기 끝에 설치하는 것보다는 공진기 중앙에 설치하는 것이 전체적인 정렬이 쉽고, 공진기의 길이 조정이 용이하며, 음향 광학변조기나 비선형 결정과 같은 다른 광학부품을 설치하기 쉽기 때문에, 두 레이저 head를 공진기 중앙에 놓는 구조를 선택하였다. 두 레이저 head의 정렬을 보다 용이하게 하기 위해서 레이저 head를 광학 레일 위에 설치하였으며, autocollimator를 사용하여 head의 위치를 미세조정하였다. 각 레이저 head는 사진에서 볼 수 있듯이 튜브를 통해 공급되는 냉각수로 냉각하였다. 공진기의 한쪽 끝에는 1064 nm에 대한 출력거울을 설치하였으며, 반대쪽 끝에는 Nd:YAG 레이저의 기본 파장(1064 nm)과 2차 조화파 파장(532 nm)에 대해서 모두 반사하는 평면거울(한국전광, HM-1037-0)을 설치하였다. Nd:YAG 레이저의 Q-switching을 위한 음향광학 변조기와 2차 조화파 발생을 위한 비선형 결정(KTP)도 그림과 같이 설치하였다. 2차 조화파 발생 시 비선형 결정을 레이저 빔이 두 번 지나면서 파장 변환이 일어나도록 하기 위해서, 그림과 같이 1064 nm는 반사하고, 532 nm는 투과하는 평면거울(한국전광, SWP-R1064-T532)을 사용하여 L자 형태로 접힌 공진기를 구성하였다.

Nd:YAG 레이저 rod에서 발생하는 열 렌즈 효과는 펄핑 출력에 따라 달라지고, 열 렌즈 효과가 공진 모드에 미치는 영향도 공진기의 길이, 레이저 rod의 위

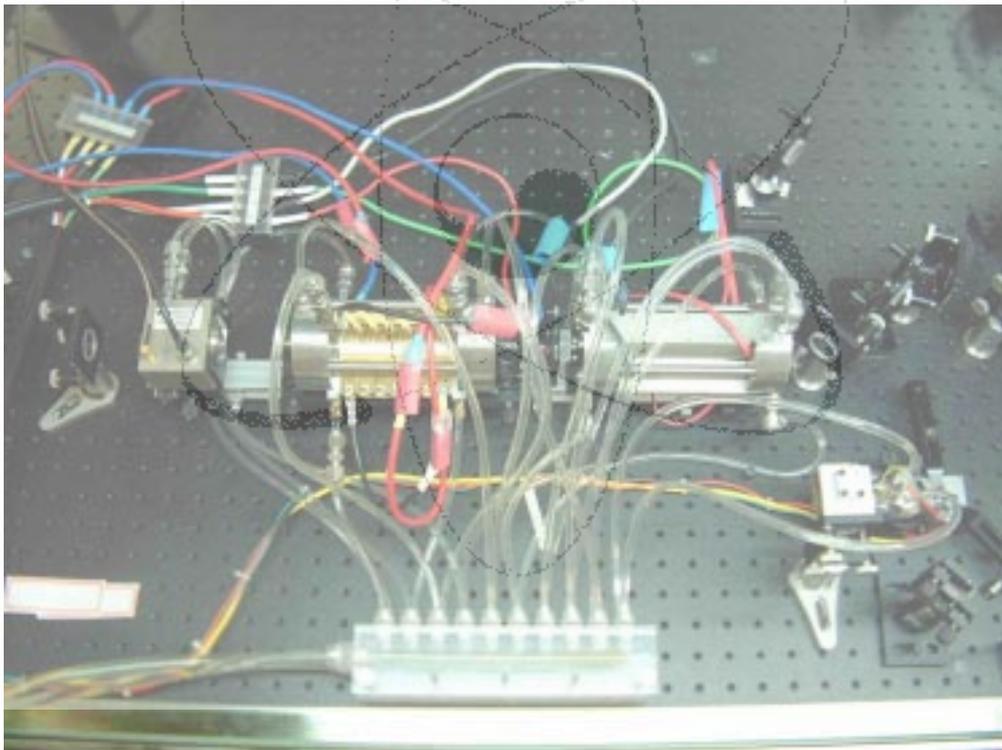
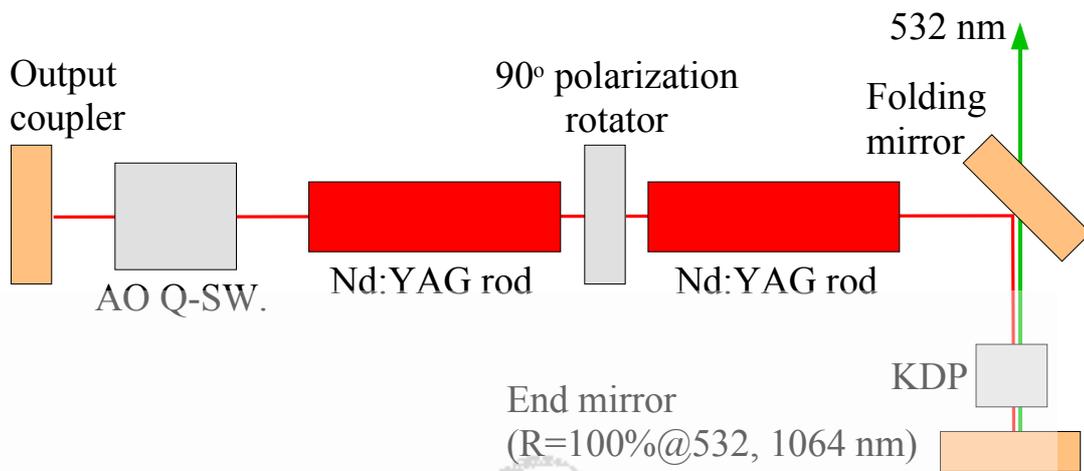


그림 12. 제작한 Nd:YAG 레이저.

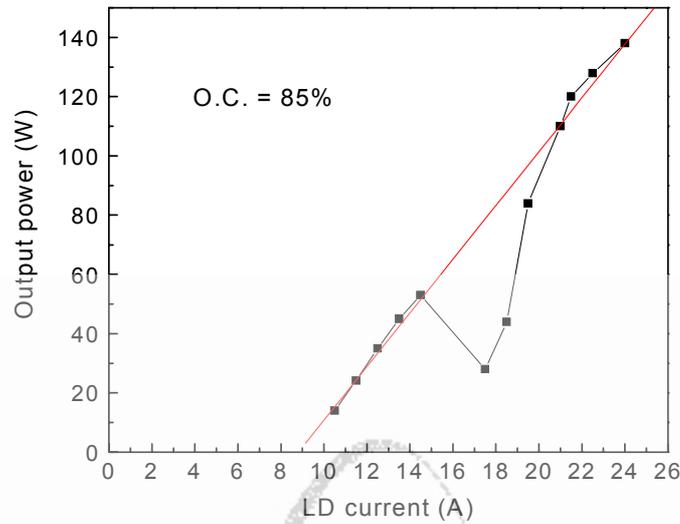


그림 13. 제작한 Nd:YAG 레이저의 연속발전 출력 특성.

치 등에 따라 달라지기 때문에 이론적으로 계산한 공진 모드와 실제 제작한 레이저와 직접적인 비교는 어렵다. 따라서, 정성적으로 이론적인 공진 모드 분석결과와 비교하며서 레이저 rod와 평면거울까지의 거리, 두 rod 사이의 거리 등과 같은 공진기의 조건을 조정하였다. 제작한 레이저의 Nd:YAG 레이저 head와 출력거울 사이의 거리는 약 170 mm, 두 번째 head와 반대쪽 평면거울까지의 거리는 약 160 mm로 하였다. 출력거울 쪽에는 음향광학 변조기가 설치되어 광학거리가 약간 짧기 때문에 이를 고려하여 head와 거울까지의 거리를 약간 다르게 하였다. 두 head 사이의 거리는 약 60 mm로 하였다.

5. 개선된 DPSSL의 특성

이와 같이 제작한 Nd:YAG 레이저의 연속발전 출력을 조사하였다(그림 13). 연속발전으로 동작시키기 위해서 Q-switching은 하지 않았으나 음향광학 변조기는 공진기 내에 그대로 설치하였다. 2차 조화파 발생용 비선형 결정은 연속발전 동작시 제거하였다. 출력거울의 반사율은 85%였으며, 그림과 같이 레이저 다이오드(laser diode, LD) 전류를 증가시키면서 레이저 출력을 측정하였다. 약 9 A의 LD 전류에서부터 레이저 발전이 시작되었으며, 24 A에서 최대 135 W의 출력을 얻을 수 있었다. 그림에서 대략 16 - 20 A 영역에서는 레이저 출력이 감소하는 현상을 볼 수 있다. 이는 그림 9에서와 같이 펌핑 출력이 증가함에 따라 열

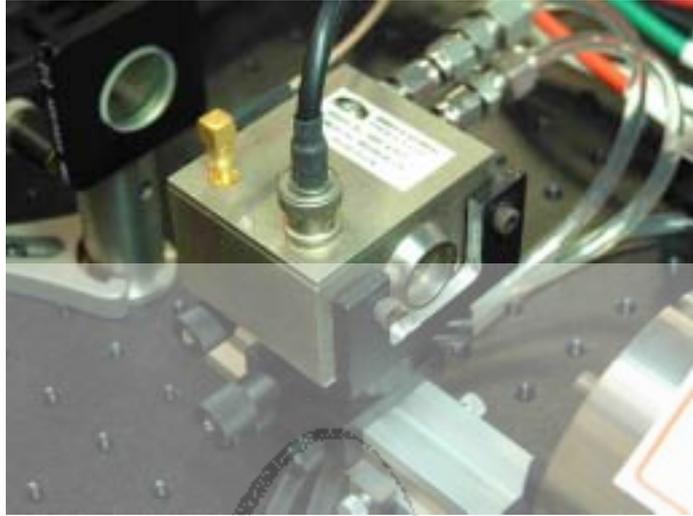


그림 14. 레이저에 사용된 음향광학 변조기.

렌즈 효과가 커지면서 공진기가 안정조건 영역을 벗어나기 때문이다. 즉 LD 전류가 15 A 이하일 때는 공진기가 첫번째 안정조건 영역에 있는 것이고, 20 A 이상일 때는 두번째 안정조건 영역에 있는 것이다. 따라서, 그 사이에서는 공진기가 불안정조건에 있기 때문에 레이저 출력이 감소하는 것이다. 이로부터 제작한 레이저와 이론적인 공진 모드 분석이 정성적으로 잘 일치함을 알 수 있다.

레이저를 펄스형으로 동작시켜 침투 출력을 증가시켜야만 비선형 효과가 커져서 2차 조화파 발생에 유리하다. 펄스형 동작을 위해서 본 연구에서는 그림 14와 같은 음향광학 변조기(Gooch&Housego, QS27-6.5S-S)를 사용하였다. 음향광학 변조기는 fused silica로 구성되었고, 직경 6.5 mm의 구경을 가지며 양면이 1064 nm에 대해 무반사 코팅이 되어있다. 변조기는 최대 50 W의 27 MHz RF를 출력하는 RF driver(Gooch&Housego)에 의해 구동되었으며, RF driver는 파형발생기(Hewlett Packard, 8116A)에 의해 반복률과 펄스폭이 조절되었다. 고출력의 RF로 구동되는 음향광학 변조기에서 발생하는 열을 제거하기 위해서 그림과 같이 냉각수로 냉각하였다.

그림 15는 음향광학 변조기를 이용하여 Q-switching된 Nd:YAG 레이저의 출력을 조사한 것이다. 2차 조화파 발생용 비선형 결정은 연복발진의 경우와 마

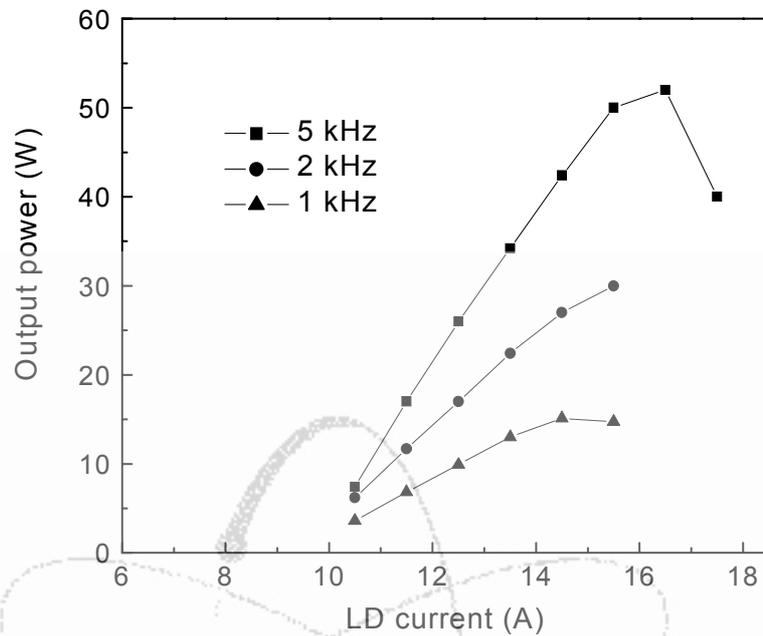


그림 15. Q-switching된 Nd:YAG 레이저의 출력.

찬가지로 설치하지 않았으며, 레이저의 반복률은 과형발생기를 사용하여 1, 2, 5 kHz로 조정하였다. 그림과 같이 반복률이 증가할수록 전체적인 출력이 증가하였으며, 5 kHz에서 최대 50 W의 출력을 얻을 수 있었다. LD 전류가 18 A 정도로 증가하면 출력이 감소하는 것을 볼 수 있으며, 이는 연속발진의 경우와 마찬가지로 열 렌즈 효과가 증가하여 공진기가 안정조건 영역을 벗어나기 때문이다. LD 전류를 더욱 증가시키면 공진기가 다시 안정조건을 만족하게 되어 출력이 증가할 것으로 예상되나, 실험결과 공진기의 거울이 높은 출력에 의해 손상되어 출력을 측정하기가 어려웠다. 이러한 공진기 거울의 손상은 펄스형의 레이저가 연속발진에 비해서 침투출력이 훨씬 높기 때문인 것으로 생각된다. 또한, 그림 20의 첫번째 안정조건 영역과 두번째 안정조건 영역에서의 공진 모드를 분석해 보면, 두번째 안정조건에서 거울에서의 공진 모드가 많이 작아지는 것을 볼 수 있다. 따라서, LD 전류를 증가시켜 두번째 안정조건으로 넘어갈 때, 공진기의 거울이 손상될 가능성이 더욱 높아짐을 알 수 있다. 그림 16은 레이저의 반복률에 따라 레이저 펄스의 에너지 변화를 나타낸 것이다. 그림 15의 레이저 평균출력과는 달

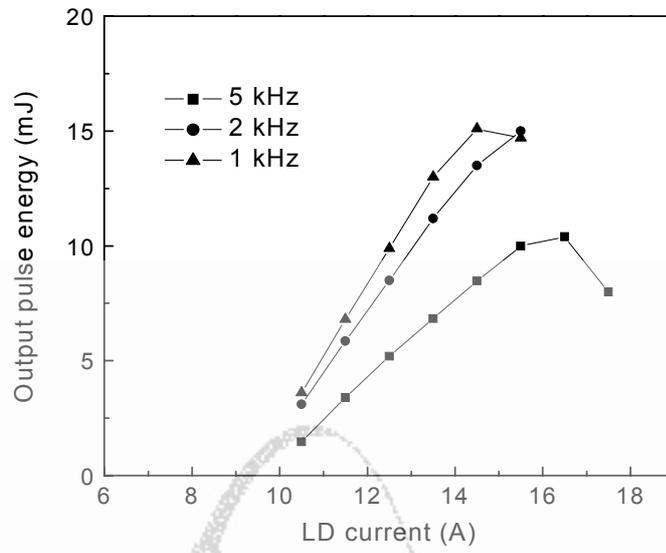


그림 16. Q-switching된 Nd:YAG 레이저의 펄스 에너지.

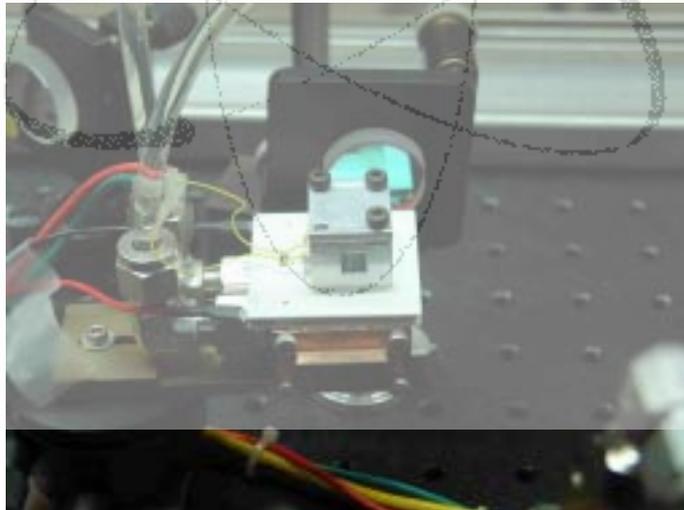


그림 17. 2차 조화파 발생을 위한 KDP 결정이 설치된 모습.

리 반복률이 낮아질수록 펄스 에너지가 증가하는 것을 볼 수 있다. 최대 펄스 에너지는 반복률 1 kHz에서 약 15 mJ이었다. 레이저의 펄스폭은 150 - 250 ns 정도였다.

1064 nm의 Nd:YAG 레이저를 2차 조화파 발생을 통해 532 nm로 변환하기 위해서는 비선형 결정을 사용해야 한다. 이를 위해 본 연구에서는 KDP 결정(Litton)을 사용하였다. 고출력 Nd:YAG 레이저는 편광의 방향성이 없기 때문에, type II의 2차 조화파 발생을 사용하였고, 변환효율을 높이기 위해 레이저의 세기가 높은 공진기 내부에 KDP를 설치하였다. 사용한 KDP의 크기는 $5 \times 5 \times 5$ mm 였으며, 그림 17과 같이 알루미늄 case에 인듐 박막으로 감싸 설치한 후, case를 TE cooler와 냉각수를 사용하여 일정한 온도로 냉각하였다. 또한, 2차 조화파 발생을 위한 위상정합 각도를 조정하기 위해서, 각도 조절 mount위에 KDP 결정을 설치하였다.

그림 18은 Nd:YAG 레이저의 2차 조화파 출력을 측정한 결과이다. 공진기의 반복률은 8 kHz였으며, 공진기의 첫 번째 안정조건과 두 번째 안정조건 영역 사이에서는 레이저의 출력이 불안정하여 출력을 측정하지 않았다. LD 전류를 증가시켜 공진기 불안정조건 영역으로부터 두 번째 안정조건으로 넘어가는 경계부근에서는 레이저 출력과 모드가 불안정하여 KDP 결정이 손상될 가능성이 있기 때문에, 공진기 내부를 차단하여 레이저 발진을 멈춘 후, LD 전류를 증가시켜 두 번째 안정조건으로 완전히 넘어간 다음, 공진기의 차단을 서서히 제거하여 레이저 발진이 다시 시작되도록 하였다. 2차 조화파를 발생시키지 않았을 때와는 달리, LD 전류를 충분히 증가시켜도 공진기의 거울이 손상되지 않았다. 이는 Nd:YAG 레이저 출력이 출력거울 외에 2차 조화파로도 변환되어 나가서, 공진기 내부의 출력이 낮아지기 때문인 것으로 생각된다. 발생된 2차 조화파(532 nm)의 최대 출력은 약 45 W였으며, 이 때 펄스 에너지는 약 5 mJ이었다.

본 연구에서 제작한 Nd:YAG 레이저는 Ti:sapphire 레이저 펌핑용으로 사용될 것이므로 1064 nm의 출력보다는 532 nm의 출력이 우선적으로 최적화되어야 한다. 공진기 내부에서 2차 조화파를 발생시킬 경우에는 내부의 레이저 출력을 높이기 위해서 출력거울의 반사율을 되도록 높이는 것이 좋다. 반면에 펄스형으로 동작하는 레이저의 내부 출력이 너무 높아지면 레이저 공진기에 사용되는 광학부품이 손상될 수 있기 때문에 출력거울의 반사율을 잘 선택해야 한다. 이러한 점을 고려하여 Nd:YAG 레이저의 출력거울 반사율을 85%에서 92%로 증가시켜 레이저 출력 특성을 조사하였다.

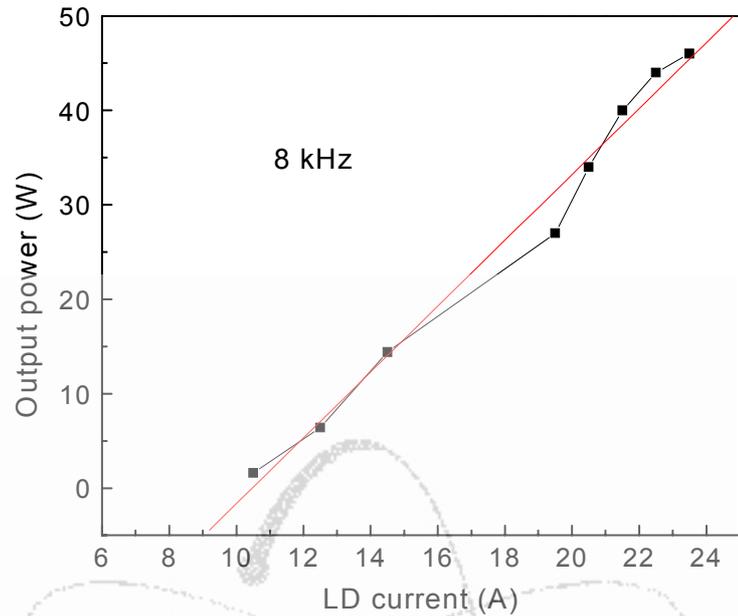


그림 18. Nd:YAG 레이저의 2차 조화파 출력 특성.

그림 19는 출력거울을 교체한 후 측정된 Nd:YAG 레이저의 연속발진 출력이다. 출력거울의 반사율이 증가하여 공진기의 손실이 줄었기 때문에 레이저 발진 문턱 LD 전류가 약 8 A 정도로 약간 감소하였으며, 최대 출력은 90 W 였다. 따라서, 공진기의 내부 출력은 출력거울 교체 전에 비해 최대 출력에서 약 1.3 배 증가하였다. 그림 13에 비해 첫 번째 공진기 안정조건과 두번째 안정조건 사이에서 레이저 출력이 감소하는 현상이 심하지 않은 것을 알 수 있다. 이것은 공진기 내부의 손실이 감소하여 불안정한 공진기 영역에서도 충분한 레이저 발진이 가능했기 때문인 것으로 생각된다.

그림 20은 출력거울을 교체한 후, 음향광학 변조기로 Q-switching되어 펄스 형태로 동작하는 Nd:YAG 레이저의 2차 조화파 출력특성을 나타낸 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 레이저의 반복률이 증가할수록 레이저 평균출력이 증가하였으며, 반복률 1, 2, 4, 8 kHz에서 각각 최대 10, 14, 29, 60 W의 출력을 얻을 수 있었다. 반복률 8 kHz의 경우 출력거울을 교체하기 전보다 최대 출력이 1.3 배

정도 증가하였음을 알 수 있다. 반복률 4 kHz 이하에서는 평균 출력이 증가함에 따라 펄스당 에너지가 급격히 높아져서 공진기의 광학부품이 손상될 위험이 있기 때문에 두 번째 안정조건 영역까지 LD 전류를 증가시키지 못하였다. 그림 21은 2차 조화파의 펄스당 에너지를 나타낸 것이다. 레이저 반복률이 작을수록 높은 펄스 에너지가 생성되었으며, 1 kHz에서 최대 10 mJ의 펄스 에너지를 얻을 수 있었다.

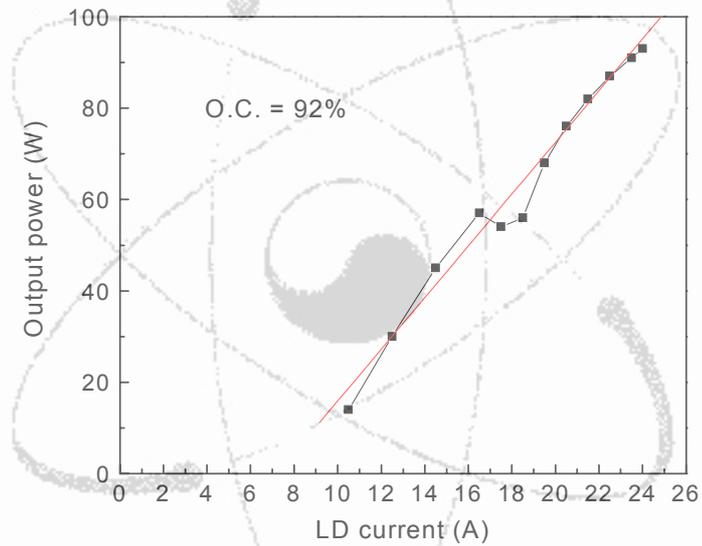


그림 19. Nd:YAG 레이저의 연속발전 출력 특성.

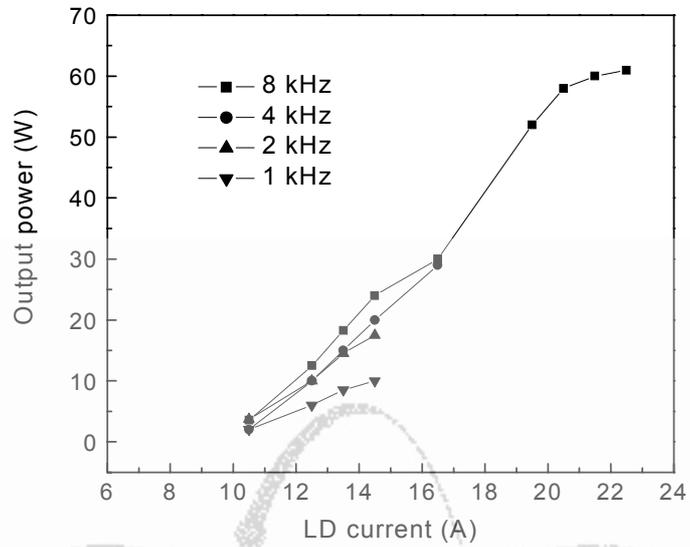


그림 20. Nd:YAG 레이저의 2차 조화파 출력 특성.

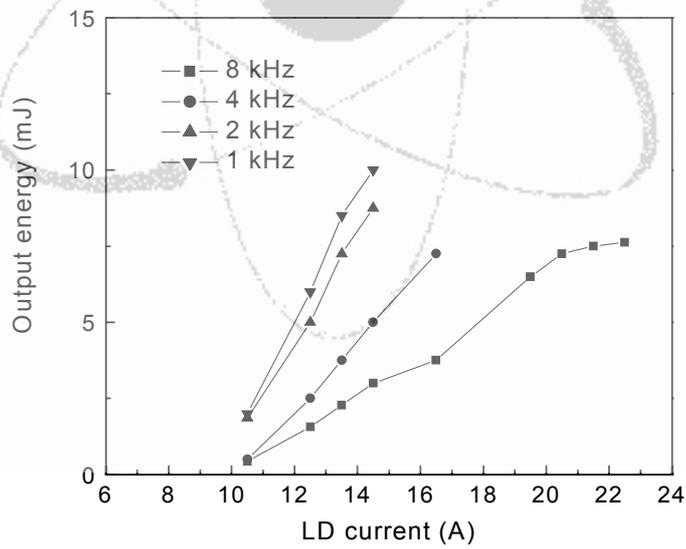


그림 21. Nd:YAG 레이저 2차 조화파의 펄스 에너지 특성.

제 2 절 Ti:sapphire 및 자외선 레이저 설계 및 제작

현재 원자력 산업과 응용분야, 원자분광학 분야에서 사용되고 있는 공명 광이온화 분광은 주로 가시광 영역의 색소 레이저에 의해 이루어지고 있다. 색소 레이저는 다양한 파장의 레이저 출력을 생성할 수 있는 장점이 있지만 수명이 짧아 유지 보수가 어렵고, 형광수명이 ns영역으로 매우 짧아 효율적인 펌핑이 어려우며, 자외선 영역의 파장 생성이 어려운 단점이 있다. 이러한 색소 레이저를 보다 수명이 길고 안정성이 뛰어난 고체 레이저로 대체하려는 연구와 함께 많은 고체 레이저 매질이 분광용 레이저 매질로서 개발되어왔다. 그 중에서도 Ti:sapphire는 800 nm 영역에서 100 nm 이상의 넓은 발진대역을 가지면서도 물리적 특성이 우수하여 파장가변형 레이저로 주목받아 왔다. 특히, 기존에 Ti:sapphire의 펌핑광원으로 사용되던 아르곤 이온 레이저 등을 교체할 수 있는 우수한 청색 고체 레이저들이 등장하면서 Ti:sapphire를 이용한 완전고체 파장가변 레이저를 개발하려는 노력이 계속되었다. 또한 Ti:sapphire 레이저 파장의 2차 조화파는 350 - 450 nm의 청색 및 근자외선 영역이기 때문에 자외선 영역의 파장가변 레이저로도 주목받고 있다. 이러한 자외선 영역의 레이저를 이용하게 되면 광자의 에너지가 크기 때문에 이온화 단계를 줄일 수 있어 사용되는 레이저를 줄일 수 있을 뿐만 아니라 시스템의 안정성이 향상되는 장점이 있을 것이라고 많은 분광학 연구자들은 예측하고 있다. 본 연구에서는 자외선 영역의 고반복률 Ti:sapphire 레이저를 개발하여 원자력 산업에의 응용 가능성을 타진하고자 한다.

1. 파장가변레이저의 파장 선택장치

우수한 파장가변 레이저를 제작하기 위해서는 원하는 파장을 선택하여 발진시키고 발진된 레이저의 선폭을 최소한으로 유지해야한다. 이를 위해 사용하는 대표적인 광학부품이 그림 22와 같은 회절격자이다. 회절격자에 대한 빔의 입사각을 θ , 빔의 회절각을 ϕ 라고 하면, 입사각과 회절각은 다음과 같은 관계식을 갖는다.

$$\sin \theta + \sin \phi = \frac{m}{x} \lambda \quad (1)$$

여기서, m 은 회절차수, x 는 격자 상수, λ 는 파장이다. 회절격자를 사용하는 파장가변 레이저의 선폭을 예측하기 위해서는 회절격자의 분해능(resolving power)를 구해야 한다. 이를 위해 식 (1)을 미분하면 다음과 같다.

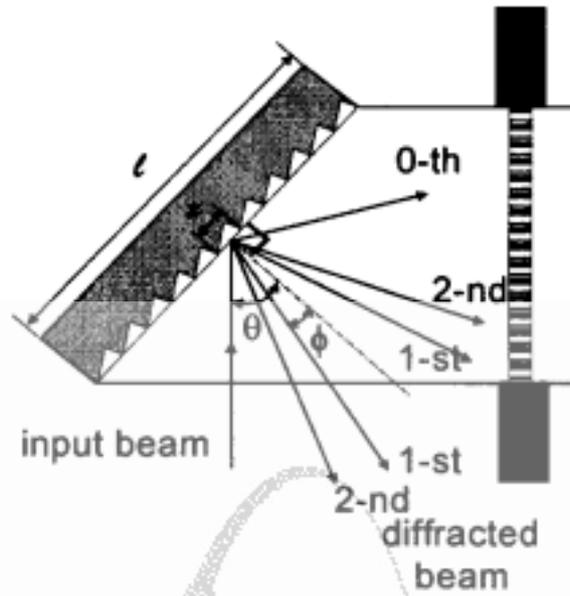


그림 22. 회절격자의 입사각과 회절각.

$$\cos \theta d\theta + \cos \phi d\phi = \frac{m}{x} d\lambda \quad (2)$$

이 때, 입사각이 일정한 경우에 대해 고려하면, θ 에 대한 미분값은 0이므로 다음과 같이 회절빔에 대한 파장 분산식으로 표현된다.

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{m}{x} \frac{1}{\cos \phi} \quad (3)$$

회절각과 입사각이 같은 경우를 특별히 Littrow 형태라고 하며, 이 경우 식 (1)은 다음과 같이 표현된다.

$$2 \sin \phi = \frac{m}{x} \lambda \quad (4)$$

위 식을 식 (3)에 대입하면 다음의 분산식이 얻어진다.

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{2 \tan \phi}{\lambda} \quad (5)$$

회절각과 입사각이 같지 않은 경우에는 분산식이 다음과 같다.

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{\left(\frac{\sin \theta}{\cos \phi} \right) + \tan \phi}{\lambda} \quad (6)$$

회절격자 표면상에 길이 l 만큼 조사된 빔에 대해서는 다음의 식이 만족된다.

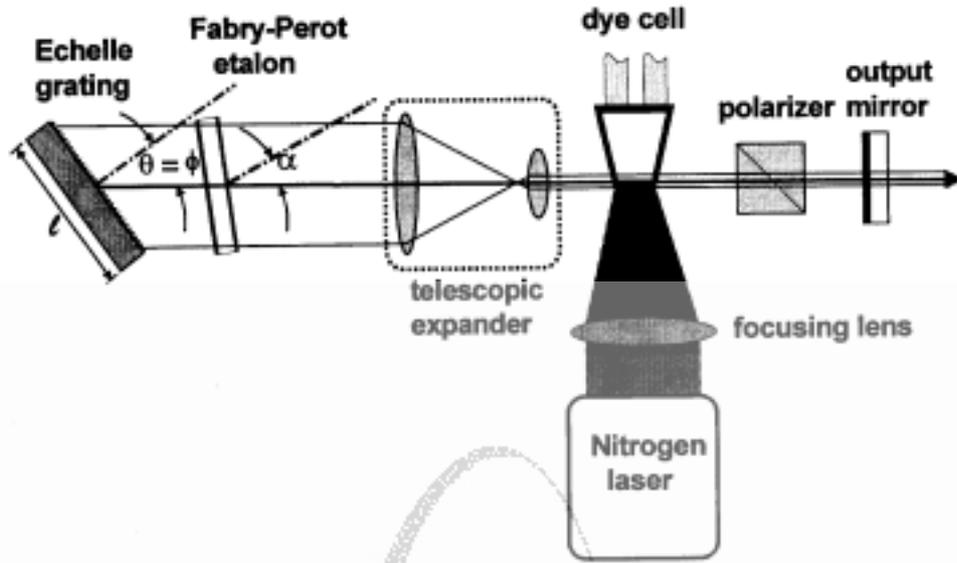


그림 23. Littrow 형 레이저 공진기의 구조.

$$\Delta\phi = \frac{\lambda}{l \cos \phi} \quad (7)$$

이를 식 (6)에 대입하면 다음과 같이 분해능을 얻을 수 있다.

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2l \sin \phi}{\lambda} \quad (8)$$

회절격자를 사용하는 파장가변 레이저는 크게 Littrow 형 레이저 공진기와 grazing incidence mirror (GIM) 레이저 공진기로 나뉜다. Littrow 형 레이저 공진기는 1972년 T. W. Hansch가 고안한 공진기 형태로서 그림 23과 같은 구조를 가진다. 그림과 같이 입사각과 회절각이 같은 Littrow 형태의 회절격자와 회절격자의 분해능을 높이기 위해 레이저 빔의 크기를 확대하는 빔 확대기 등으로 구성된다. Littrow 형 레이저의 선폭 $\Delta\lambda$ 는 다음과 같이 결정된다[5].

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{\pi l \sin \theta} \quad (9)$$

여기서 l 은 회절격자 표면에 레이저 빔이 조사된 길이이며, λ 는 레이저 파장, θ 는 레이저 빔의 입사각이다. 이러한 Littrow 형 레이저는 선폭을 충분히 개선할 수 있는 장점이 있으나, 빔 확대기와 같은 광학부품이 추가되어 공진기의 구조가 복잡해지는 단점이 있다.

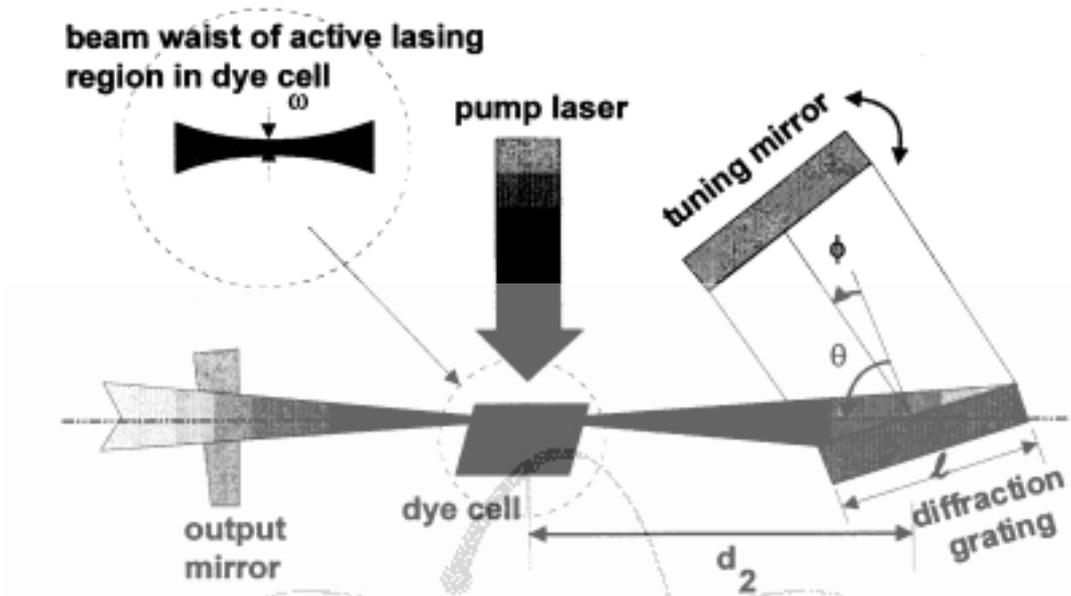


그림 24. GIM 레이저 공진기의 구조.

GIM 레이저 공진기는 그림 24와 같이 회절격자에 레이저 빔이 매우 큰 입사각으로 입사해, 빔 확대기를 사용하지 않아도 회절격자에 조사된 레이저 빔 길이가 충분히 긴 구조를 가진다. 이러한 GIM 레이저 공진기는 빔 확대기를 사용하지 않기 때문에 공진기 구조가 간단하고, 소형으로 제작할 수 있는 장점이 있으나, 회절격자에서 손실이 크기 때문에 레이저 효율면에서 불리한 단점이 있다. GIM 레이저의 선폭은 그림 25를 참조하여 구할 수 있다. 그림에서 회절격자와 파장가변 거울의 정렬에서 레이저 빔이 한번 왕복하는 경로를 고려하면 회절빔의 입사각과 회절각 사이의 관계식은 다음과 같다.

$$m\lambda = x(\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (10)$$

$$m'\lambda = x(\sin \theta_3 + \sin \theta_4) \quad (11)$$

여기서, m , m' 은 회절차수, x 는 격자상수이다. 회절격자 표면에서 레이저 빔이 조사된 길이 안에서 공진되는 파장이 회절격자상의 위치에 따라 다르지 않고, 회절차수가 같다고 하면,

$$\theta_2 + \theta_3 = 2\phi \quad (12)$$

의 관계가 유도되고, $\theta_1 = \theta_4 = \theta$, $m = m'$ 이므로 $\theta_2 = \theta_3 = \phi$ 가 되어, 레이저의 파

장은 다음과 같이 유도된다.

$$\lambda = \frac{x}{m} (\sin \theta + \sin \phi) \quad (13)$$

즉, 공진되는 레이저 파장의 빔이 회절격자로 θ 의 입사각으로 입사하고, ϕ 의 각도로 회절되는 식이 된다. 이득매질에서 발진되는 레이저 빔의 크기를 w 라고 하면, 레이저의 선폭 $\Delta\lambda$ 는 회절격자의 입사각과 w 에 의해서 결정된다. 따라서 GIM 공진기 시스템의 선폭을 분광기와 같이 고려하면, 각분산과 입사슬릿, 출사슬릿의 함수로 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= [(\Delta\lambda_{\text{입사각}})^2 + (\Delta\lambda_{\text{출사각}})^2]^{1/2} \\ &= \left[\left(\frac{\partial\lambda}{\partial\theta_1} \Delta\theta_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial\theta_4} \Delta\theta_4 \right)^2 \right]^{1/2} \Big|_{\theta_1 = \theta_2 = \theta_0} \end{aligned} \quad (14)$$

식 (12)와 같이 회절격자와 파장가변 거울에서의 위치에 따라 빔분산이 없다고 가정하면, 단지 이득 매질과 회절격자 사이의 각분산이 공진기의 분해능을 좌우할 것이며, 이 때의 각분산은 $\Delta\theta_1 = \frac{l \cos \theta_0}{2d_2}$, $\Delta\theta_4 = \frac{w}{d_2}$ 이 된다. 여기서 d_2 는 이득매질과 회절격자 사이의 거리이다. $\left(\frac{\partial\lambda}{\partial\theta_1} \right)$, $\left(\frac{\partial\lambda}{\partial\theta_4} \right)$ 는 각각 θ_4 , θ_1 를 상수로 하고 식 (10), (11)을 미분하여 다음과 같이 구할 수 있다[6].

$$\frac{\partial\lambda}{\partial\theta_1} = \left(\frac{\lambda \cos \theta_1}{\sin \theta_3 + \sin \theta_4} \right) + \left(\frac{\cos \theta_3}{\cos \theta_2 + \cos \theta_3} \right) \quad (15)$$

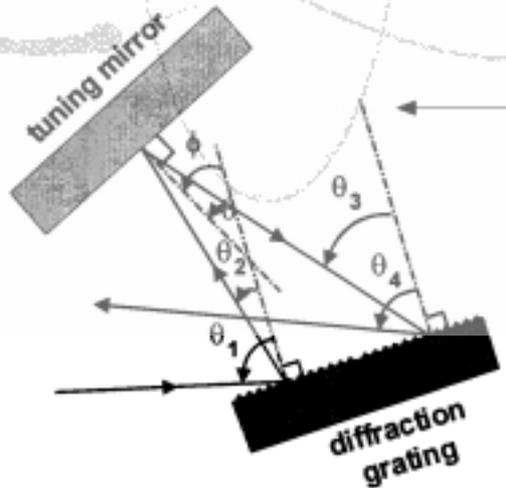


그림 25. GIM 레이저의 회절격자와 파장가변 거울.

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \theta_4} = \left(\frac{\lambda \cos \theta_4}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2} \right) + \left(\frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_2 + \cos \theta_3} \right) \quad (16)$$

위 식을 식 (14)에 대입하면 레이저의 선폭은 다음과 같이 주어진다.

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda \cos \theta}{2(\sin \theta_1 + \sin \phi)} \left[\left(\frac{l \cos \theta}{2d_2} \right)^2 + \left(\frac{w}{d_2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (17)$$

여기서, 이득매질과 회절격자 사이의 거리 d_2 가 Rayleigh 길이 L_R 보다 크다고 하면, $L_R \cong \pi w^2 / \lambda$ 이므로, 각분산은 $\Delta \theta_{diff} = \lambda / \pi w$ 이며, 이 각분산이 이득매질과 회절격자 사이에서 이루어진다고 할 때, 각분산을 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\frac{l \cos \theta}{2d_2} = \Delta \theta_{diff} \cong \frac{\lambda}{\pi w} \quad (18)$$

위 식을 식 (26)에 대입하면 다음의 식이 얻어진다.

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{\pi l (\sin \theta + \sin \phi)} \left[\left(\frac{d_2}{L_R} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (19)$$

반대로, 이득매질과 회절격자 사이의 거리 d_2 가 Rayleigh 길이 L_R 보다 작다고 하면, $(l/2) \cos \theta = w$ 가 되므로 다음의 식이 주어진다.

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{\pi l (\sin \theta + \sin \phi)} \left(\frac{\sqrt{2} L_R}{d_2} \right) \quad (20)$$

d_2 가 L_R 과 같은 경우에는 레이저 선폭이 최소가 되며 다음과 같이 선폭이 주어진다.

$$\Delta \lambda \cong \frac{\lambda^2 \sqrt{2}}{\pi l (\sin \theta + \sin \phi)} \quad (21)$$

2. 자기 과종형 Ti:sapphire 레이저

Littrow 형 레이저 공진기는 구조가 복잡하여 Ti:sapphire 레이저에는 잘 사용되지 않았으며, GIM 레이저 공진기는 1989년 K. W. Kangas 등에 의해 개발되었다[7]. 이 공진기는 소형이면서도 단일 종모드로 동작하여 선폭이 좁은 장점이 있었으나 효율이 낮아 40 mJ 정도의 펄핑 에너지에서 2 mJ의 낮은 출력 에너지가 생성되었다. 이러한 낮은 레이저 효율 문제를 해결하기 위하여, 그림 26과 같이 GIM 형 레이저 공진기를 변형한 자기 과종형(self-seeding) 레이저 공진기가 개발되어 Ti:sapphire 레이저에 적용되었다[8, 9]. 그림과 같이 GIM형 레이저 공진기의 회절격자에서 zero 차수로 출력되는 레이저를 다시 feedback시킴으로써 공진기의 효율을 높일 수 있었으며, 40mJ 펄핑 에너지에서 8mJ의 출력을

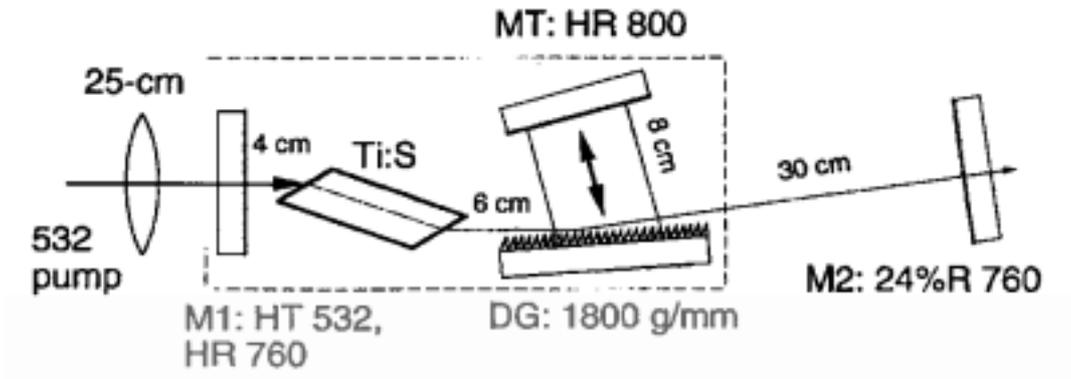


그림 26. 자기 파종형 Ti:sapphire 레이저.

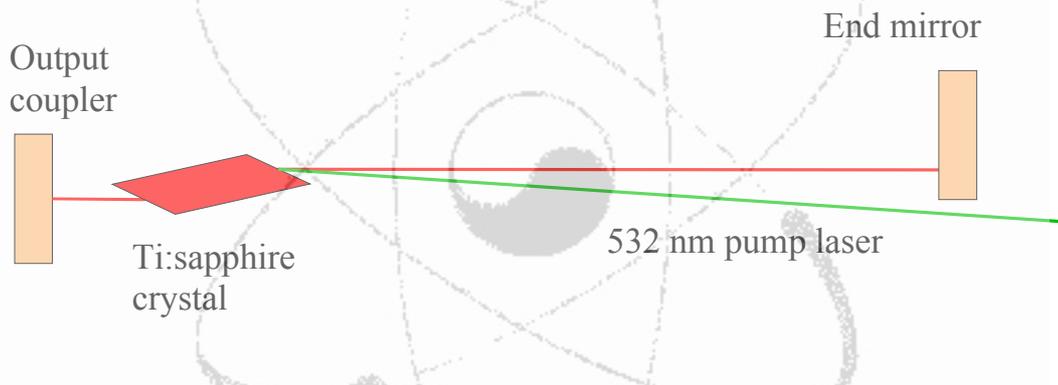


그림 27. 기본 발진 실험을 위한 Ti:sapphire 레이저 공진기.

얻을 수 있었다. 본 연구에서는 이처럼 자기 파종형 레이저 공진기를 사용하여 파장 가변형 Ti:sapphire 레이저를 설계, 제작하였다.

자기 파장 가변형 Ti:sapphire 레이저를 제작하기 위한 기초 작업으로서 먼저 그림 27과 같이 Ti:sapphire 레이저 결정, 후면거울, 그리고 출력거울로만 이루어진 간단한 공진기를 제작하여 출력 특성을 조사하였다. 출력거울(한국전광, PR1-800-80-1037-0)의 반사율은 800 nm 파장 대역에서 80%였으며, 후면거울(Newfocus, 5102)은 800 nm 영역에서 전반사 코팅된 것을 사용하였다. 공진기의 길이는 약 20 cm로 하였다. Ti:sapphire 결정은 양면이 Brewster 각도로 연마되어 있고, 길이 20 mm, 532 nm에서의 흡수 계수가 1.5 cm^{-1} 인 것을 사용하였으

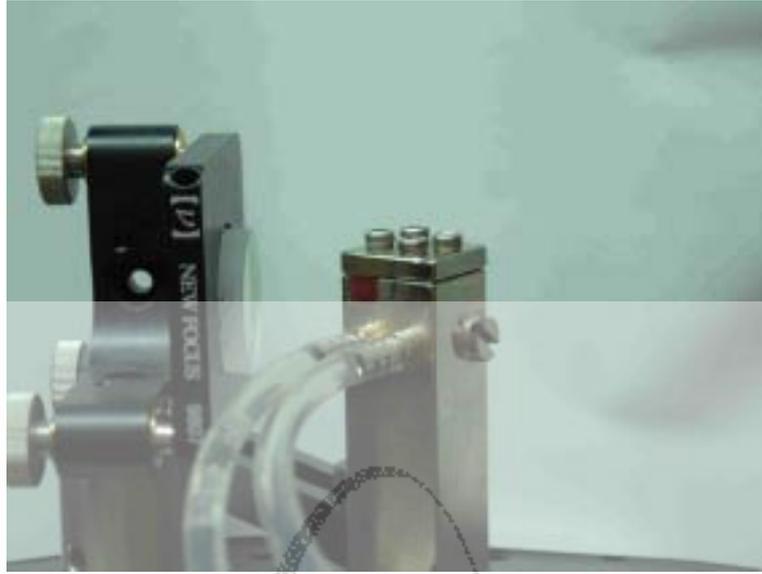


그림 28. Ti:sapphire 레이저 결정이 설치된 모습.

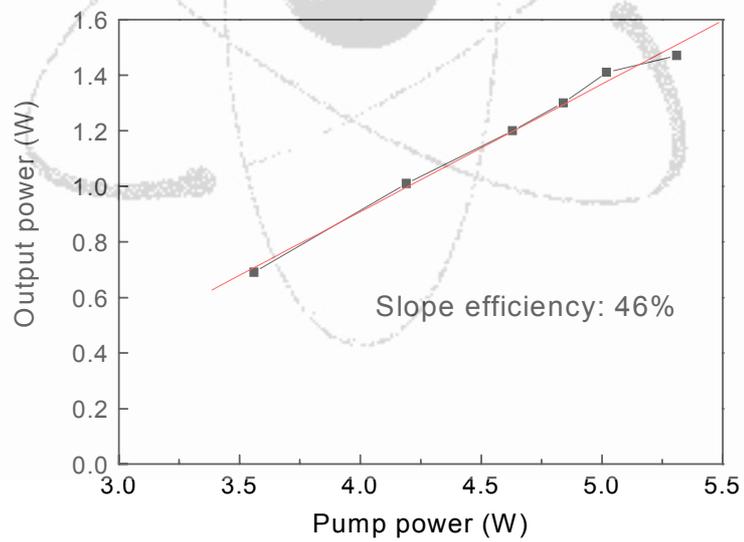


그림 29. 기본 Ti:sapphire 레이저의 출력 특성.

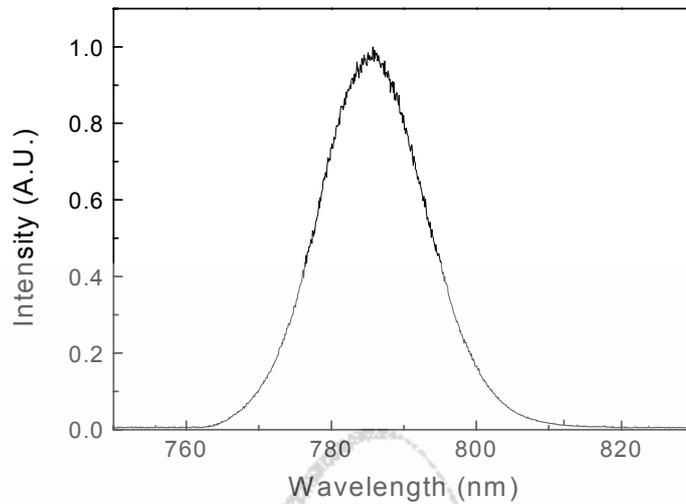


그림 30. 기본 Ti:sapphire 레이저의 스펙트럼 특성.

며, 그림 28과 같이 황동 지지대에 인듐 박막으로 감싸 설치한 후, 냉각수로 냉각하였다. 펌핑 레이저로는 앞에서 설명한 Nd:YAG 레이저의 2차 조화파를 사용하였으며, 초점거리 30 cm의 렌즈를 사용하여 펌핑 레이저를 Ti:sapphire 결정에 집속하였다. 레이저를 정렬하기 위해서, 별도의 He-Ne 레이저를 출력거울을 통해 입사시켜, 이 레이저 빔을 기준으로 정렬하였다.

그림 29는 이러한 Ti:sapphire 레이저의 출력 특성을 측정한 결과이다. Ti:sapphire 레이저가 쉽게 발진하기 위해서는 펌핑 레이저의 평균출력보다는 펄스당 에너지가 중요하기 때문에, 펌핑 레이저는 1 kHz의 반복률로 동작시켜서 펄스당 에너지를 최적화하였다. 그림과 같이 Ti:sapphire 레이저 출력은 5 W의 펌핑 출력에서 최대 1.4 W였으며, 기울기 효율은 46% 정도였다. 펌핑 출력을 더욱 증가시켜서 7 - 8 W 이상 되면, Ti:sapphire 레이저 결정에서 발생하는 열 문제 때문에, 레이저의 출력 모드가 이상해지고 출력도 약간 감소하는 문제점이 있었다.

그림 30은 Ti:sapphire 레이저의 스펙트럼이다. 레이저 공진기 내부에 파장 선택을 위한 광학 부품을 설치하지 않았기 때문에 그림과 같이 상당히 넓은 스펙트럼이 생성되었다. 스펙트럼의 피크 파장은 Ti:sapphire의 이득 중심 파장과

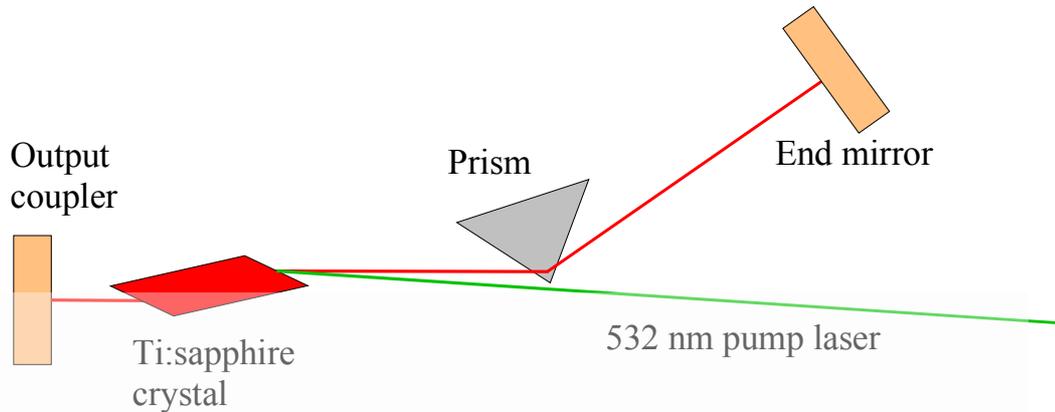


그림 31. 파장 가변 범위 측정을 위한 Ti:sapphire 레이저 공진기.

거의 일치하는 785 nm였으며, 스펙트럼 폭은 약 20 nm 였다.

레이저의 선폭과 함께 파장 가변 레이저의 중요한 특성중의 하나는 파장 가변이 가능한 범위이다. Ti:sapphire 레이저의 기본적인 파장 가변 영역을 측정하기 위해서는 자체의 손실이 되도록 적은 파장 선택 광학계를 공진기 내부에 설치해야 한다. 이를 위해서 그림 31과 같이 프리즘을 사용하여 파장 선택을 하는 레이저 공진기를 제작하였다. 전체 공진기 길이는 20 cm 정도로 기본 공진기 구조와 같게 하였으며, 양면에 레이저 빔이 Brewster 각도로 입사 및 굴절하는 fused silica 프리즘을 사용하여 공진기 내에 손실을 최소화하였다. 프리즘을 공진기에 설치하기 위해서 먼저 Ti:sapphire의 기본 공진기를 정렬하여 발진시킨 후, 발진된 레이저 공진기에 프리즘 끝을 조금 삽입하여 공진기 내부의 레이저 빔이 조금 굴절되도록하여 이를 후면거울 정렬에 사용하였다. 후면거울을 정렬한 후에는 프리즘을 완전히 삽입하여 프리즘을 통해서만 레이저 발진이 되도록 하였다. 파장 가변은 후면거울을 회전시킴으로써 쉽게 이루어질 수 있었다.

그림 32는 이와 같은 Ti:sapphire 레이저의 파장 가변 범위를 측정한 결과이다. 이 때, 펌프 출력은 4.6 W였으며, 반복률은 1 kHz였다. 그림과 같이 파장 가변 결과 730 - 850 nm의 넓은 파장 가변이 가능함을 확인하였다. Ti:sapphire의 이득 중심파장인 790 nm 근처에서는 800 mW 이상의 출력이 생성되었으나, 이득 중심파장에서 멀어질수록 출력이 급격히 감소함을 알 수 있다. 따라서, 그림 23에서 나타난 것과 같이 Ti:sapphire의 넓은 이득 선폭을 최대한 활용하려면, 중심파장에서 많이 벗어난 750 nm이하, 850 nm 이상의 영역에서는 출력거울의 반사율을 낮추고 펌프 레이저를 더욱 강하게 집속하여 발진시키는 것이 유리할 것이다. 프리즘을 사용한 파장 가변의 경우에는 파장 가변 범위는 넓으나 선폭은 1

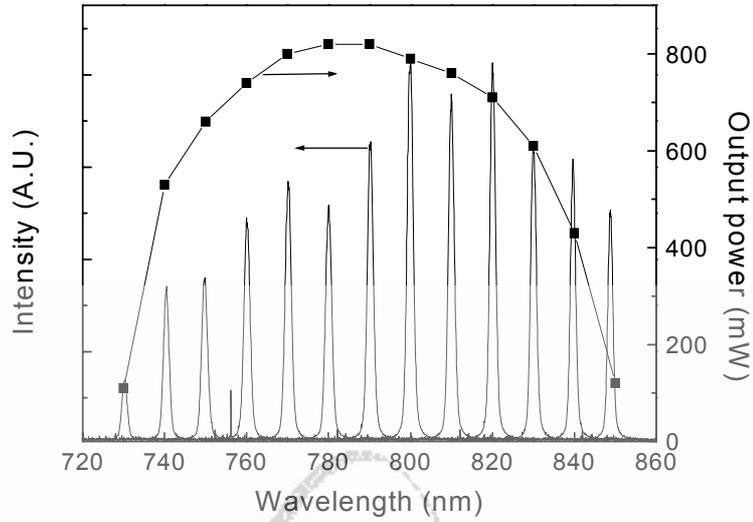


그림 32. Ti:sapphire 레이저의 파장 가변 범위.

- 2 nm로 매우 넓었다.

Grating에 비해 프리즘을 사용하면 공진기 내부의 손실이 거의 없기 때문에 레이저 효율면에서 유리한 장점이 있는 반면, 프리즘의 분산 정도가 작아서 선폭을 좁게 할 수 없는 문제점이 있다. 프리즘을 사용할 경우 인접한 두 공진기 모드사이의 분산 정도를 계산하면 다음과 같다. 그림 33과 같이 브루스터 프리즘에 레이저 빔이 입사한다고 하면 굴절식으로부터 다음의 식이 성립한다.

$$\sin \phi = n(\lambda) \sin \theta_1 \quad (22)$$

$$n(\lambda) \sin(\alpha - \theta_1) = \sin \theta$$

여기서, ϕ 는 입사각, θ_1 은 굴절각, α 는 프리즘의 꼭지각, $n(\lambda)$ 는 파장에 따른 굴절율이다. 이 식들을 파장에 대해 미분하면,

$$0 = \frac{dn}{d\lambda} \sin(\alpha - \theta_1) + n \cos(\alpha - \theta_1) \rightarrow \frac{d\theta_1}{d\lambda} = -\frac{1}{n} \tan \theta_1 \frac{dn}{d\lambda} \quad (23)$$

$$\frac{dn}{d\lambda} \sin(\alpha - \theta_1) + n \cos(\alpha - \theta_1) \left(-\frac{d\theta_1}{d\lambda} \right) = \cos \theta \frac{d\theta}{d\lambda}$$

이 성립한다. 위 식을 정리하면 다음의 식이 성립한다.

$$\cos \theta \cdot \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \{ \sin(\alpha - \theta_1) + \tan \theta_1 \cos(\alpha - \theta_1) \} \quad (24)$$

프리즘에 레이저 빔이 브루스터 각도로 입사하여 브루스터 각도로 굴절되어 나

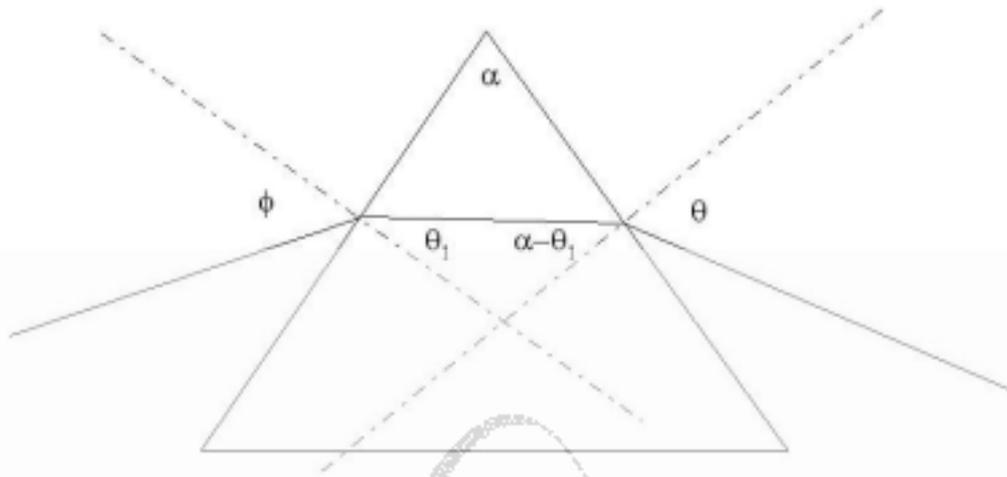


그림 33. 프리즘에 의한 분산.

온다고 하면, $\phi = \theta$, $\theta_1 = \alpha - \theta$, $\sin \theta = n \sin \theta_1 = n \cos \theta = \cos \theta$, $\tan \theta = n$,
 $\tan \theta_1 = \frac{1}{n}$ 이 성립하므로,

$$\cos \theta \cdot \frac{d\theta}{d\lambda} = 2 \sin \theta_1 \cdot \frac{dn}{d\lambda} = 2 \cos \theta \cdot \frac{dn}{d\lambda} \rightarrow \frac{d\theta}{d\lambda} = 2 \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (25)$$

이 성립한다. 이제 레이저 공진기 길이를 L 이라하면, N 번 공진기를 왕복한후, 공진기의 한 모드와 다음 모드사이 ($\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$)의 경로차이 Δl 을 계산하면,

$$\Delta l = NL \cdot N\Delta\theta = N^2 L \Delta\theta = N^2 L \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda = N^2 \frac{\lambda^2}{2} \frac{d\theta}{d\lambda} = N^2 \lambda^2 \frac{dn}{d\lambda} \quad (26)$$

이 된다. Ti:sapphire 레이저의 중심파장은 $0.8 \mu\text{m}$ 이고, 용융 실리카 프리즘과 SF10 프리즘에 대한 $\frac{dn}{d\lambda}$ 값은 각각 $-0.01728 \mu\text{m}^{-1}$, $-0.0497 \mu\text{m}^{-1}$ 이므로, 경로차 Δl 은, 각각 $0.28 \mu\text{m}$, $0.795 \mu\text{m}$ 가 된다. 이 경로차가 두 모드간의 손실차이로 나타나려면, Ti:sapphire 결정에 집속되는 펄핑 레이저의 크기보다 경로차가 더 커서 한 모드는 발진되고 다른모드는 발진이 안되어야 한다. 그러나, 대부분의 경우 Ti:sapphire 결정에 집속되는 펄핑 레이저의 크기는 $0.5 \text{ mm} - 1 \text{ mm}$ 정도이므로 경로차가 이에 비해 훨씬작다. 따라서, 프리즘만을 사용하여 단일 종모드의 레이저 발진을 유도하는 것은 불가능함을 알 수 있다.

반면에, grating을 사용하는 경우에 두 인접한 모드간의 경로차를 계산하면 다음과 같다.

$$\Delta l = NL \cdot N\Delta\theta = \frac{N^2\lambda^2}{2} \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{N^2\lambda^2}{2d} \frac{1}{\cos\theta} \quad (27)$$

여기서 θ 는 90°에 가까운 grating에 대한 grazing incidence 각도이다. 여기서 주목할 점은, 공진기의 길이 L 과 두 인접한 모드사이의 간격 $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$ 이 서로 곱해질 때, L 이 상쇄되어 모드간의 경로차가 공진기 길이에 무관해진다는 것이다. 즉, 공진기의 길이를 길게해도 모드간의 간격이 짧아지기 때문에 두 모드간의 경로차가 변화가 없게되는 것이다. 따라서, 단일 종모드로 레이저 발진을 유도하기 위해서는 grating의 격자 상수와 grazing incidence 각도를 잘 선택해야 한다. 위 식에서 알 수 있듯이, grating의 격자 상수가 작을수록, grazing incidence 각도가 90°에 가까울 수록 두 모드간의 경로차가 크게 나타남을 알 수 있다. 그러나, grating의 격자 상수가 너무 작아지면 Ti:sapphire 파장대역에서 1차 회절각이 생기지 않거나 너무 크게되어 공진기 제작이 어려워지며, grazing incidence 각도가 90°에 가까워 질수록 회절효율이 떨어지고, 보다 큰 grating이 필요하기 때문에 적당한 값을 정해야한다. 본 연구에서는 1800 lines/mm grating을 사용하였다. 이 경우 grazing incidence 각도에 대해 Ti:sapphire 중심파장의 1차 회절각이 약 25°가 되어 공진기 제작이 용이하고, 두 인접한 공진모드간의 경로차이도 grazing incidence 각도 88°에 대해 약 0.4 mm 정도가 되어 비교적 크게 나타난다.

3. Ti:sapphire 레이저의 제작

이상의 분석을 바탕으로 그림 34와 같이 1차적인 자기파종형 Ti:sapphire 레이저를 제작하였다. 이득 매질로는 앞에서와 같이 길이 20 mm의 Brewster 각도로 연마된 것을 사용하였으며, 출력거울도 마찬가지로 반사율 80%인 것을 사용하였다. Grating으로는 두가지를 사용하였다. 하나는 Jovin-Iyvon 사의 가로 110 mm, 세로 30 mm, 1800 lines/mm grating이고, 다른 하나는 Optometrics 사의 가로 80 mm, 세로 10 mm, 1800 lines/mm grating이었다. Jovin-Iyvon 사의 grating이 가로 길이가 길고, 전반적으로 회절효율이 좋은 장점이 있으나, 고가이면서 grazing incidence 각도가 커지면 Optometrics 사 제품과 회절효율이 비슷해서 Optometrics 사의 제품을 주로 사용하였다. Grating은 그림 35와 같이 각도

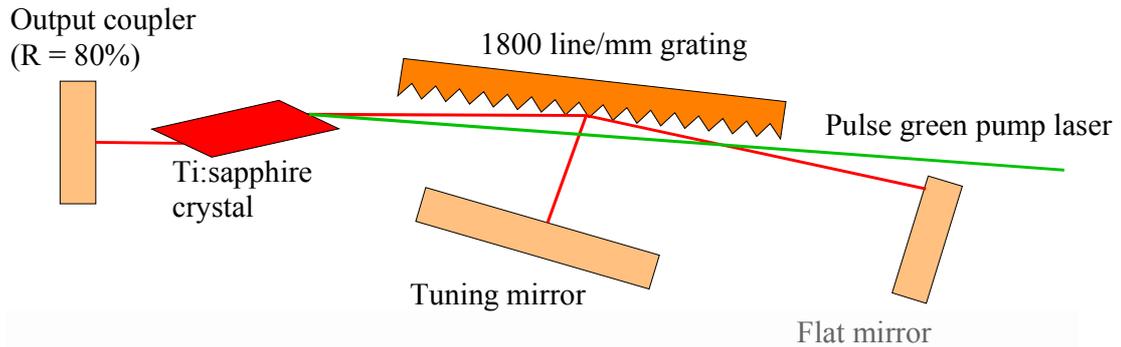


그림 34. 자기 파종형 Ti:sapphire 레이저의 구성도.

조정이 용이한 mount에 설치하였다. Grating에서 회절된 레이저빔을 되반사시키고 파장을 조정하기 위해서 그림과 같이 전반사 거울(Newfocus, 5122)을 사용하였다. 펌핑 레이저로는 앞에서 설명한 바와 같이 자체 제작한 DPSSL 청색 Nd:YAG 레이저를 사용하였으며, 초점거리 30 cm의 plano-convex 렌즈로 펌핑 레이저 빔을 Ti:sapphire 결정에 집속하였다. 집속된 레이저 빔 크기는 약 0.7 mm였다. Ti:sapphre 결정에 입사되는 레이저 빔 출력이 6.8 W였을 때, 투과되는 펌핑 레이저 출력은 약 0.4 W로서 95% 정도의 흡수율을 나타내었다. 자기파종형 레이저 정렬을 위해 앞에서와 마찬가지로 독립적인 He-Ne 레이저를 사용하였다.

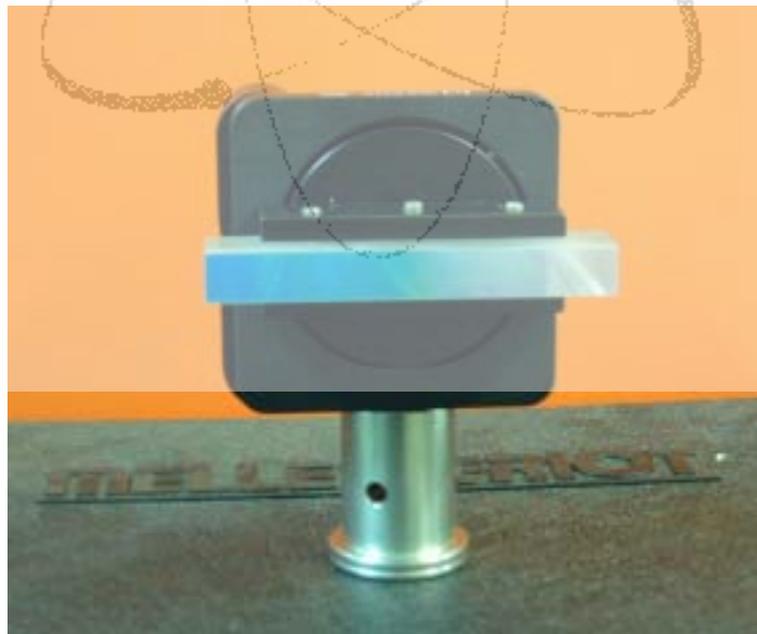


그림 35. 자기파종형 레이저에 사용한 grating.

자기과중형 공진기는 그림과 같이 출력거울, grating, 파장가변 거울로 구성되는 grazing incidence mirror (GIM) 공진기 형태의 주공진기와 출력거울, grating, 후면거울(혹은 feedback 거울)로 이루어지는 standing wave 형태의 종공진기로 나누어진다. 기본적으로 주 공진기에서 seeding을 위한 좁은 선폭의 레이저 발진이 먼저 이루지고, 이 seeding으로 부터 종 공진기에서 레이저 발진이 효율적으로 이루어져야 한다. 보통 펌핑 레이저인 Nd:YAG 레이저는 Q-switching되어 ns 영역의 짧은 펄스폭을 갖기 때문에 Ti:sapphire 레이저는 gain switching의 특성을 갖게 된다. 주 공진기와 종 공진기가 서로 독립적이라고 가정하고, 공진기의 광자수에 대한 rate equation을 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{l_g}{l_c} N^* \sigma c \phi - \frac{\phi}{\tau_c} \equiv G\phi \quad (28)$$

여기서, ϕ 는 광자 개수, l_g 는 이득 매질의 길이, l_c 는 공진기의 길이, τ_c 는 공진기의 광자 lifetime, σ 는 emission cross section, c 는 광속, N^* 는 이득 매질의 밀도반전, G 는 전체적인 모드의 이득이다. 모드의 이득 G 는 밀도반전 N^* 에 대한 함수이므로, 그림 35와같이 밀도반전과 모드 이득과의 관계를 주 공진기와 종공진기에 대해 나타낼 수 있다. 펌핑 레이저가 입사된 직후에는 밀도 반전이 충

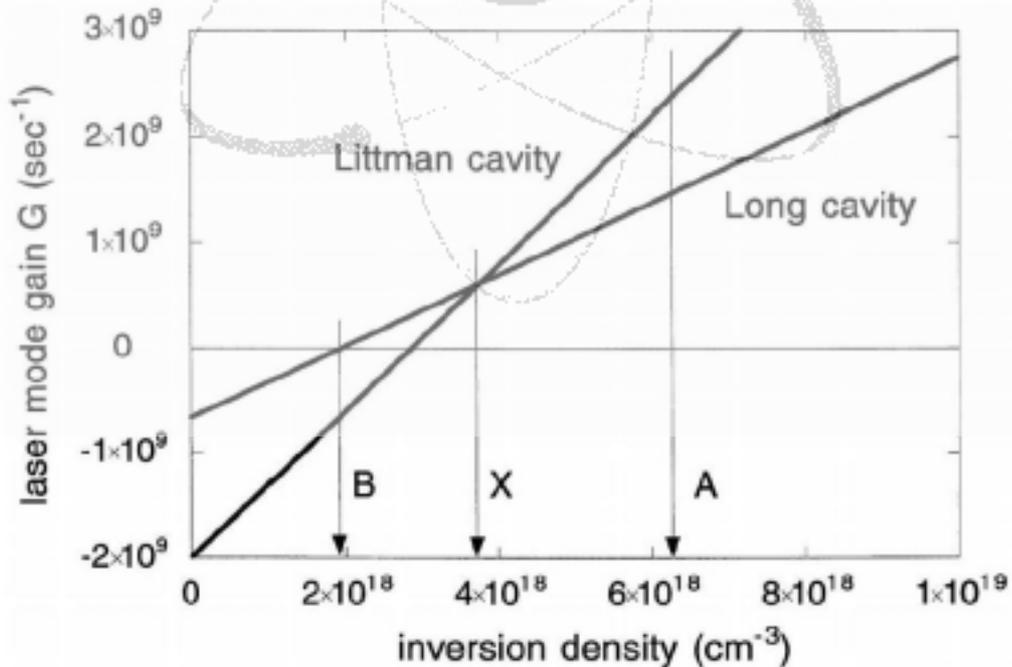


그림 36. 주 공진기와 종 공진기의 밀도반전에 따른 이득.

분히 크고, 주 공진기가 종 공진기에 비해 공진기 길이가 짧기 때문에 그림 36과 같이 주 공진기의 이득이 종 공진기보다 크게된다 (A 지점). 따라서, 주 공진기에서 seeding을 위한 레이저 발진이 먼저 이루어진다. 그러나, grating의 회절효율이 낮기 때문에 주 공진기의 광자 lifetime이 종 공진기보다 짧고, 따라서 밀도반전이 감소함에 따라 주 공진기의 이득이 더욱 급격하게 감소한다. 즉, 레이저 발진이 진행되고 밀도반전이 감소하게 되면, 종 공진기의 이득이 주 공진기보다 커진다(B 지점). 이 때에는 주 공진기에서 생성된 seeding 레이저가 종 공진기에서 효율적으로 증폭된다. 이러한 주 공진기와 종 공진기 사이의 이득 변화가 원활이 이루어져야만 효율적인 자기파종형 레이저 발진이 가능하다.

위에서 설명한 바와 같이 주 공진기와 종 공진기 사이의 이득 변화를 결정하는 중요한 요인은 grating의 회절효율과 공진기의 길이이다. 먼저 grating의 회절효율을 측정하기 위해 주 공진기에서 파장 조정을 위한 거울을 제거하고 (즉, 주 공진기는 구성하지 않고) 레이저 발진을 시도하였다. 이 때, 발진된 레이저는 총 3곳으로 출력된다. 첫번째는 출력거울을 통해서 (출력 A), 두번째는 레이저 빔이 이득매질에서 후면거울로 진행하면서 grating에 의해 회절될 때 (출력 B), 세번째는 레이저 빔이 후면거울에서 이득매질로 진행하면서 grating에 의해 회절될 때(출력 C)이다. 출력거울의 투과율은 20% 정도이므로 출력거울을 통한 레이저 출력과 회절되어 나오는 레이저 출력을 비교하면 특정 입사각에 대해 grating의 회절효율을 추정할 수 있다. 펄핑 레이저의 출력을 6.5 W (반복률 1 kHz)로 하였을 때, 출력 A, B, C는 각각 520 mW, 360 mW, 280 mW였다. 이때 grazing incidence 각도는 약 85°였다. 이로부터, grating의 회절효율은 진행방향에 따라 각각, 약 14 %, 11 %임을 알 수 있다. 진행방향에 따라 회절효율이 다른 것은 grating의 blaze angle에 방향성이 있기 때문이다. 출력 B 쪽으로 파장

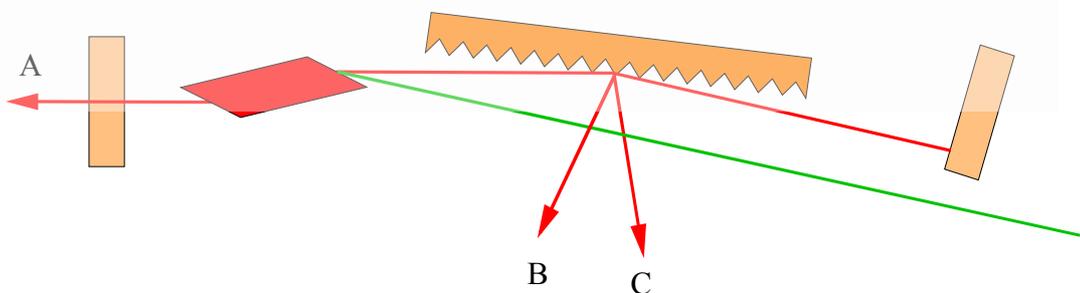


그림 37. Grating의 회절 효율 측정 위한 레이저 공진기 구조.

조정용 거울을 설치하여 주 공진기를 구성하고 자기파종형 레이저를 발진시키면 같은 펄핑 레이저 출력에서 출력 A가 750 mW로 증가하였다. 이로부터 주공진기에 의한 자기파종이 확실히 일어남을 알 수 있다. 출력 C쪽으로 자기파종을 하는 경우에는 후면거울, grating, 파장 조정 거울로 이루어지는 주 공진기 사이에 이득 매질이 없으므로, 자기파종이 이루어지지 않는다.

자기파종형 레이저에서 grazing incidence 각도를 90°에 가깝게 더욱 증가시키면 회절효율이 떨어져서 출력 B, C가 감소하고 반면에 출력 A가 증가한다. 한 예로 grazing incidence 각도를 88°도 정도로 증가시키면, 출력 B, C는 각각 200 mW 정도로 감소하였고, 출력 A는 650 mW 정도로 증가하였다. 즉, grating의 회절 효율이 6% 정도로 감소함을 알 수 있다. Grazing incidence 각도를 작게 하여 회절 효율을 증가시키면 주 공진기의 이득이 커져서 자기파종이 잘 되는 장점이 있으나, 식 27에서 알 수 있듯이 공진 모드들 사이의 이득 차이가 나지 않아, 레이저 선폭이 넓어지는 단점이 있다. 반대로 grazing incidence 각도를 크게 하면 공진 모드 사이의 이득 차이는 크게 할 수 있으나, 주 공진기의 손실이 커져서 자기파종이 잘 안되므로, 실험적으로 grazing 각도를 잘 선택해야 한다. 본 연구에서는 우선, grazing 각도를 85°로 하여 자기파종이 잘 일어나는 상태에서 발진 실험을 하였다.

4. 자기 파종형 Ti:sapphire 레이저의 출력 특성

그림 38은 주 공진기의 파장가변 거울을 조정하면서 측정한 출력 파장이다. 파장은 Acton Research 사의 spectrometer (SpectraPro-500, Oriel CCD 부착)를 사용하여 측정하였다. 그림에서 알 수 있듯이, 765 nm에서 815 nm 영역에서 광학부품교체 없이 파장가변 거울의 각도만을 조절함으로써 쉽게 파장가변이 이루어졌다. 보다 넓은 영역으로 파장 가변을 시도하였을 때는 주 공진기가 발진하기 전에 종 공진기에서 먼저 발진이 이루어져서 출력선폭에 넓은 스펙트럼 성분이 섞이는 문제점이 나타났다. 즉, 주 공진기에서 자기파종 발진이 이득 중심에서 멀어지면 상대적으로 주 공진기의 이득이 낮아지는 반면, 종 공진기에서는 파장가변에 상관없이 이득이 일정하므로, 주 공진기에서 레이저 발진이 이루어지기 전에 종 공진기에서 발진이 먼저 이루어지는 것이다. 이러한 문제 때문에 그림 22에서와 같이 프리즘을 사용한 경우에는 730 nm에서 850 nm 영역까지 넓은 영역에서 파장 가변이 가능함에도 불구하고, grating을 사용하여 자기파종형으로 파장 가변을 하는 경우에는 가변 영역이 훨씬 줄어들었다. 레이저 출력은 6.5 W 펄핑에서 600 - 650 mW로 큰 변화가 없었다.

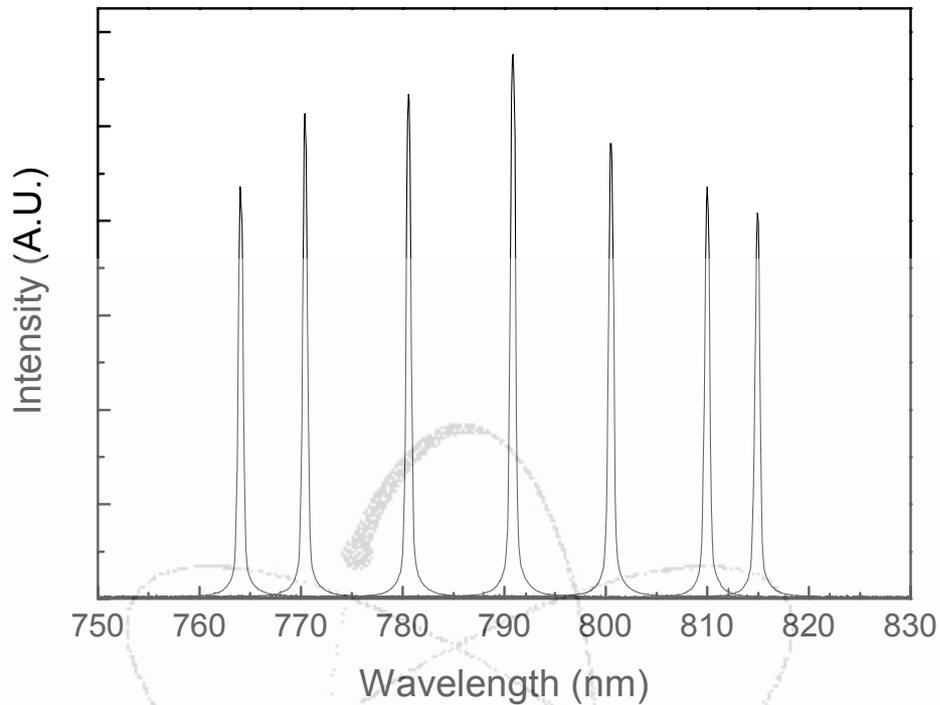


그림 38. 자기과충형 Ti:sapphire 레이저의 파장 가변.

본 연구에서 펌프 레이저로 사용하고 있는 자체 제작한 Q-switching된 Nd:YAG 레이저는 반복률이 kHz 영역으로 높고, 펄스당 에너지가 작아서 10 Hz의 레이저에 비해 펄스폭이 길다. 그림 39는 이러한 펌핑 레이저로 자기과충형 레이저를 펌핑했을 때, 출력되는 레이저 펄스와 펌핑 레이저 펄스의 시간적인 특성을 나타낸다. 레이저 펄스 측정을 위한 광다이오드로는 Newport 사의 Silicon PIN 다이오드(818-BB-20)를 사용하였으며, 1 GHz의 Tetrax oscilloscope를 이용하여 측정하였다. 이때 펌핑 출력은 약 5 W였다. 펌핑 레이저의 펄스폭은 약 130 ns였으며, 그림과 같이 250 ns 이후에도 펌핑 레이저가 지속되었다. 자기과충형 레이저의 출력 레이저 펄스는 약 15 ns의 레이저 펄스폭을 가졌으며, 펌핑 레이저 펄스폭이 길기 때문에 펌핑이 완전히 끝나기 전에 레이저가 출력됨을 알 수 있다. 출력된 레이저 펄스는 펌핑 시작후 약 150 ns 후에 생성되었다.

펌핑 레이저 펄스폭이 길기 때문에 생기는 문제점으로는 펌핑 레이저 출력이 증가할 때, 출력 레이저가 이중 펄스 형태로 나타나는 것이다. 그림 40은 이러한 현상을 보여준다. 즉, 펌핑 레이저 출력을 6.5 W로 증가하였을 때, 펌핑 시

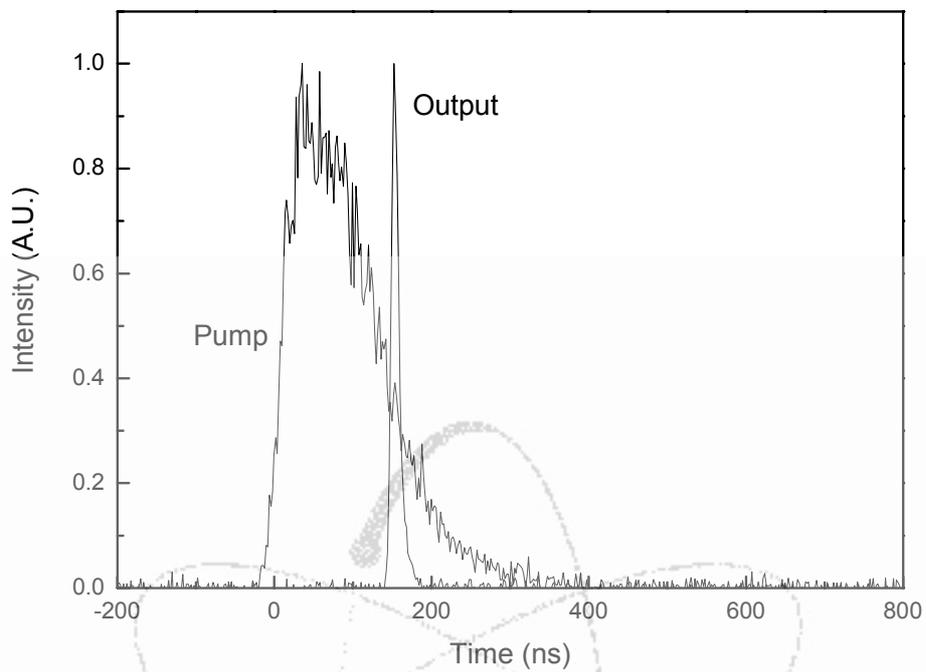


그림 39. 펌핑 레이저 펄스와 자기파종형 레이저의 출력 펄스.

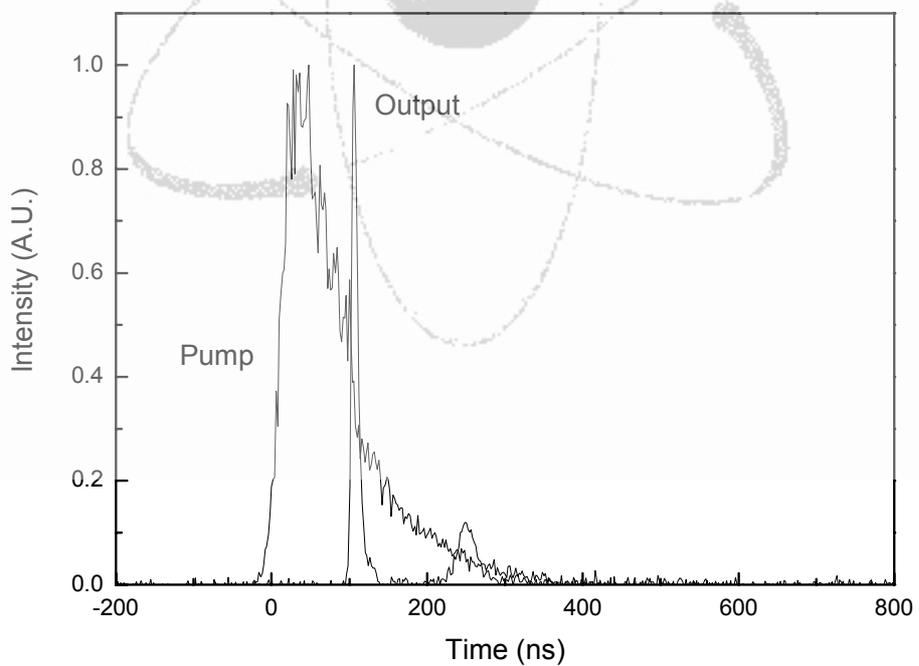


그림 40. 자기파종형 레이저의 이중 펄스 출력.

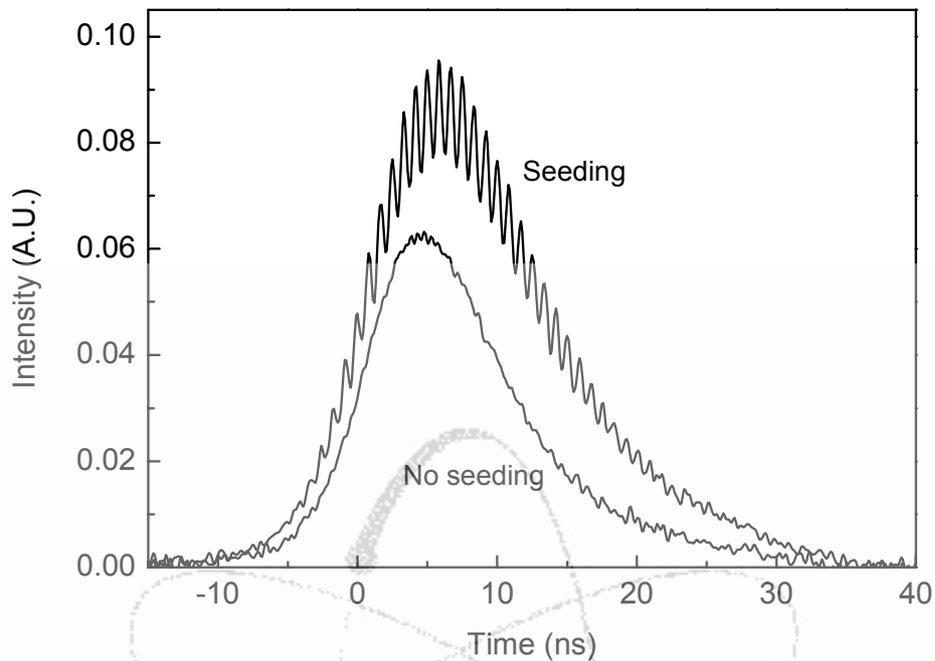


그림 41. 자기파종된 레이저 펄스와 자기파종 하지않은 레이저 펄스.

작 후 약 100 ns 후에 첫번째 레이저 펄스가 발진되고, 펌핑 레이저가 완전히 없어지지 않아 250 ns정도 후에 두번째 레이저 펄스가 발진되었다. 두번째 레이저 펄스는 출력이 작고, 펄스폭이 30 ns로 첫번째 레이저 펄스에 비해 펄스폭이 두 배 정도 길었다. 펌핑 레이저 출력을 더욱 증가시킬 경우에는 3개의 레이저 펄스가 생성되기도 하였다. 이러한 다중 펄스 생성 문제를 해결하기 위해서는 출력거울의 투과율을 높게하여 레이저 발진 생성시간을 펌핑 레이저 펄스폭보다 길게 하거나, 펌핑 레이저 펄스폭을 짧게해야 한다. 실질적으로 펌핑 레이저 펄스폭은 조절하기 어려우므로 출력거울의 투과율을 조정해야 할 것이다.

그림 41은 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 출력 레이저 펄스를 시간적으로 확대하여 자세히 관측한 것이다. 자기파종을 한 경우와 파장 가변 거울을 제거하여 자기파종을 하지 않은 경우에 대해 레이저 출력을 관측하였다. 예상할 수 있듯이 자기파종을 하였을 경우에 레이저 출력이 크게 나왔으며, 펄스폭도 약간 증가하였다. 그림에서 자기파종을 하지 않은 경우에는 레이저 펄스 모양이 비교적 깨끗하였으나, 자기파종을 한 경우에는 레이저 펄스 모양이 beating 신호가 섞여 나오는 것을 알 수 있다. 자기파종을 하지 않은 경우에는 앞에서 설명한 바와 같

이 (그림 30) 매우 넓은 스펙트럼이 생성되기 때문에 매우 많은 공진 모드가 생성되어 모드들 간의 beating이 평균화되어 비교적 깨끗한 레이저 펄스가 생성된다. 반면에 자기파종을 한 경우에는 출력 선폭이 급격히 좁아져서 생성되는 모드의 수가 적어지고, 모드들 사이의 beating 신호도 비교적 명확히 나타난다. 그림에서 beating 신호의 주기로부터 계산한 beating 주기는 약 1.2 GHz로서 길이 12 cm의 주공진기 모드 간격과 잘 일치하였다. 그러나, 이처럼 몇개의 모드가 생성된다는 것은 이미 출력 레이저의 선폭이 수 GHz로 넓다는 것을 의미하므로 바람직하지 않은 결과이다. 주 공진기에서 생성되는 모드의 갯수를 줄이기 위해서는 grazing incidence 각도를 더 크게해야 한다. 그러나, grazing incidence 각도를 증가시킬 경우 grating에서 회절효율이 감소하여, 주 공진기의 이득은 감소하고 종 공진기의 이득은 증가하므로 종 공진기에서 넓은 선폭의 레이저가 주 공진기보다 먼저 발진하는 문제점이 발생하였다. 이 밖에도 초기의 자기파종형 레이저는 출력거울이 레이저 출력에 의해 손상되는 문제점이 있었다. 초기의 출력거울(PR2-800-80-0, 한국전광)은 Ti:sapphire 레이저 영역에서 100 nm 이상의 넓은 반사 대역을 가지는 대신, 손상 문턱값이 낮은 문제점이 발견되었다.

5. Ti:sapphire 레이저의 개선

이상의 결과를 바탕으로 초기에 제작한 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 문제점과 개선 방안을 정리하면 다음과 같다. 우선, 발진되는 레이저 선폭을 줄이기 위해서는 grazing incidence 각도를 더 크게 해야 한다. 초기에 약 85°로 하였을 경우에는 주 공진기에서 인접한 모드들 간의 경로차가 크지않아 여러개의 모드들이 동시에 발진하는 문제점이 발생하였다. Grazing incidence 각도가 85°일 때와 88°일 때, 레이저 빔이 주 공진기를 5번 왕복하였을 때 생기는 경로차를 식 27을 이용하여 계산하면 각각 0.16 mm, 0.4 mm로서 두 배 이상 차이가 나는 것을 알 수 있다. Ti:sapphire 결정에 집속되는 펌핑 레이저 빔의 크기는 약 0.7 mm 정도 이므로, 단일 종모드 발진을 위해서는 grazing incidence 각도가 88° 이상이 되어야 함을 알 수 있다. 그러나, grazing incidence 각도를 88°이상으로 조정하면 grating에서 회절 효율이 급격히 감소하므로 주 공진기보다 종 공진기에서 레이저 발진이 먼저 이루어지는 문제가 발생할 수 있다. 이를 해결하기 위해서는 종 공진기의 공진기 길이를 길게하거나 종 공진기에만 손실을 더 추가하여 종 공진기의 발진 시간을 줄이고, 동시에 주 공진기의 손실을 최소화하여 주 공진기의 발진 시간을 줄여야 한다. 종 공진기의 길이를 너무 길게하면 주 공진

기와 종 공진기 사이의 모드 매칭이 나빠져서 자기파종이 잘 안되는 문제가 생길 수 있으므로, 종 공진기에만 손실을 추가하는 방법이 더 유리하다. 이를 위해서는 우선 출력거울의 위치를 바꾸어야 한다. 그림 34의 초기 자기파종형 레이저에서는 출력거울을 Ti:sapphire 이득 매질 편에 설치하였으나, 이 경우 주 공진기와 종 공진기가 출력거울을 공유하므로 두 공진기 모두에게 손실이 생긴다. 따라서, 출력거울을 grating 편에 설치하고, 전반사 거울을 Ti:sapphire 결정 쪽에 설치하여, 주 공진기의 손실은 최소화하고 종 공진기에만 출력에 의한 손실을 주어야 한다. 또한, grating의 회절효율이 수% 정도로 낮기 때문에 종 공진기의 손실이 충분히 커야만 종 공진기가 주 공진기보다 먼저 발진하는 문제를 해결할 수 있다. 이를 위해서는 출력거울의 투과율을 충분히 크게 해야 한다. 초기에, 반사율 80%의 출력거울을 사용하였을 때는 그림 40과 같이 펄스폭이 긴 펄핑 레이저에 의한 다중 펄스가 생성되는 문제도 있었으므로, 출력거울의 반사율을 낮추는 것이 이러한 면에서도 유리하다. 또한, 출력거울이 손상되는 문제점을 해결하기 위해 손상 문턱값이 높은 출력거울을 사용해야 할 것이다.

출력거울의 위치를 바꾸어 주 공진기의 손실을 최소화하더라도 grating의 낮은 회절효율 때문에 여전히 주 공진기의 손실이 큰 편이다. 따라서, 주 공진기의 손실을 보상하기 위해 이득을 높이는 것이 유리하다. 펄핑 레이저의 출력은 고정되어 있기 때문에, 실질적으로 이득을 높이기 위해서는 펄핑 레이저 집속 렌즈의 초점거리와 위치등을 조정해야 한다. 이를 위해 그림 27과 같이 Ti:sapphire 이득 매질, 후면거울, 출력거울로만 이루어진 기본형 레이저 공진기를 구성하고, 펄핑 레이저 집속용 렌즈의 초점거리와 렌즈의 위치에 따라 출력을 조사하였다 (그림 42). 집속 렌즈의 초점거리를 짧게할수록 펄핑 레이저 빔을 더욱 작게할 수 있지만, 출력거울 등의 다른 광학부품때문에 집속 렌즈의 위치가 제한되기 때문에, 본 연구에서는 초점거리 20 cm, 30 cm의 두 렌즈에 대해 출력을 조사하였다. 집속 렌즈와 Ti:sapphire 사이의 거리 L 은 집속된 펄핑 레이저빔의 크기가 Ti:sapphire 결정에서 거의 최소가 되는 부근에서 조절하였다. 그림에서 알 수 있듯이 초점거리에 따라 레이저 출력이 큰 차이가 나지 않음을 알 수 있다. 이는 집속된 펄핑 레이저 강도가 충분히 높아서 발진 문턱값보다 훨씬 큰 영역에서 레이저가 동작한다는 것을 의미한다. 또한, 렌즈의 위치가 1 - 2 cm 정도 변하는 것에 대해서도 레이저 출력이 큰 변화를 보이지 않았는데, 이것은 집속된 레이저 빔의 빔 허리 부분이 충분히 길다는 것을 의미한다. 이처럼 집속 렌즈의 초점거리와 위치에 따라 레이저 출력이 그리 민감하지는 않았지만, 그림에서 초점

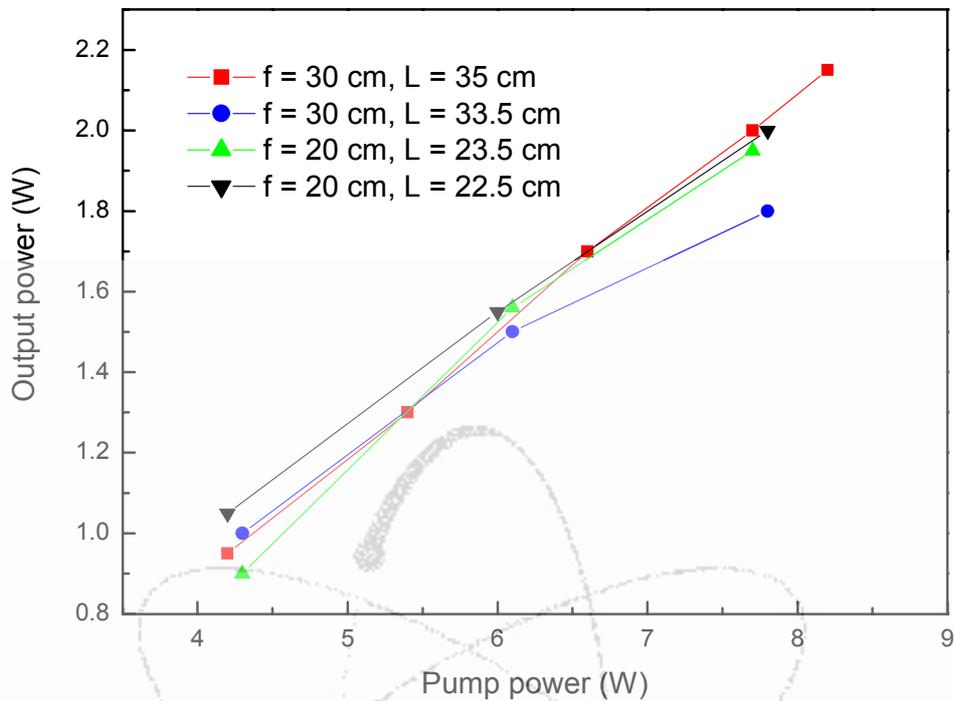


그림 42. 집속 렌즈의 초점거리와 위치에 따른 레이저 출력.

거리 30 cm의 렌즈를 Ti:sapphire 결정으로부터 35 cm 지점에 놓았을 때가, 펌핑 출력이 높아지면서 출력이 최적화 됨을 알 수 있다. 따라서, 개선된 자기과중형 레이저에는 이와 같은 집속 조건을 사용하였다.

앞에서 설명한 바와 같이 중 공진기에 충분한 손실을 주어 주 공진기보다 중 공진기에서 레이저 발진이 먼저 이루어지는 것을 막기 위해서는 출력거울의 반사율을 낮추어야 한다. 반면, 출력거울의 반사율이 너무 낮으면, 레이저 효율이 떨어지므로 적절한 반사율을 선택해야한다. 이를 위해 그림 43과 같이 기본 공진기에서 출력거울의 반사율에 따른 출력 변화를 조사하였다. 출력거울은 손상 문턱값이 보다 높은 것(> 10 J/cm², PR1-800, 한국전광)을 사용하였으며 반사율을 80%, 60%, 50%, 40%, 30%로 변화시키면서 출력을 측정하였다. 그림에서 알 수 있듯이, 반사율이 60% 였을 때 전반적으로 출력이 높았으며, 8.8 W 펌핑에서 2.55 W의 출력을 얻을 수 있었다. 반사율이 더 낮아지면 출력이 전체적으로 감소하였으나, 30-40% 영역에서는 큰 변화가 없었다. 출력이 크게 낮아지지 않는 범위에서는 되도록 반사율이 낮은 것이 주 공진기와 중 공진기의 손실 차이를

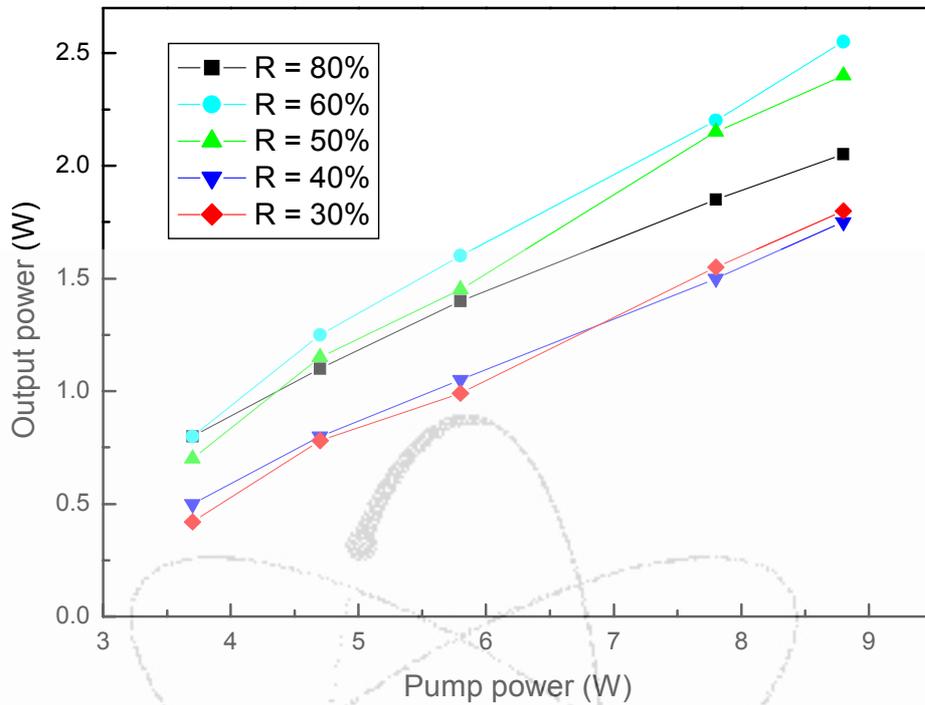


그림 43. 출력거울의 반사율에 따른 기본형 공진기의 레이저 출력.

줄이는 데 유리하므로 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저에는 반사율 30%의 출력거울(PR1-800-30-1037-UV, 한국전광)을 사용하였다. 이 때, 펌핑 출력 8.8 W에서 기본형 공진기의 레이저 출력은 1.8 W였다.

그림 44는 이상의 결과를 바탕으로 하여 개선한 자기파종형 레이저이다. 앞에서 설명한 바와 같이 반사율 30%의 출력거울을 grating 편에 설치하여, 종 공진기의 손실은 증가시키고, 주 공진기의 손실은 최소화하였으며, grazing incidence 각도를 약 88° 로 증가시켰다. Grazing incidence 각도가 증가하면 grating의 위치에 따라 레이저 빔이 grating에 반사되는 영역이 민감하게 변하므로, 그림과 같이 grating을 linear stage에 설치하여 위치를 미세하게 조절할 수 있도록 하였다. 펌핑 레이저를 집속하기 위해 앞에서 설명한 바와 같이 초점거리 30 cm의 렌즈를 Ti:sapphire 결정으로부터 35 cm 위치에 설치하였다. 펌핑 레이저는 같은 것을 사용하였으며, 집속된 레이저 빔의 크기는 직경 약 0.7 mm로서, 최대 펌핑 fluence는 약 2.3 J/cm^2 이었다. 이러한 펌핑 fluence는 기존의 반복율 10 Hz 자기파종형 레이저의 펌핑 fluence가 $5\text{--}6 \text{ J/cm}^2$ 인 것에 비해 상당히

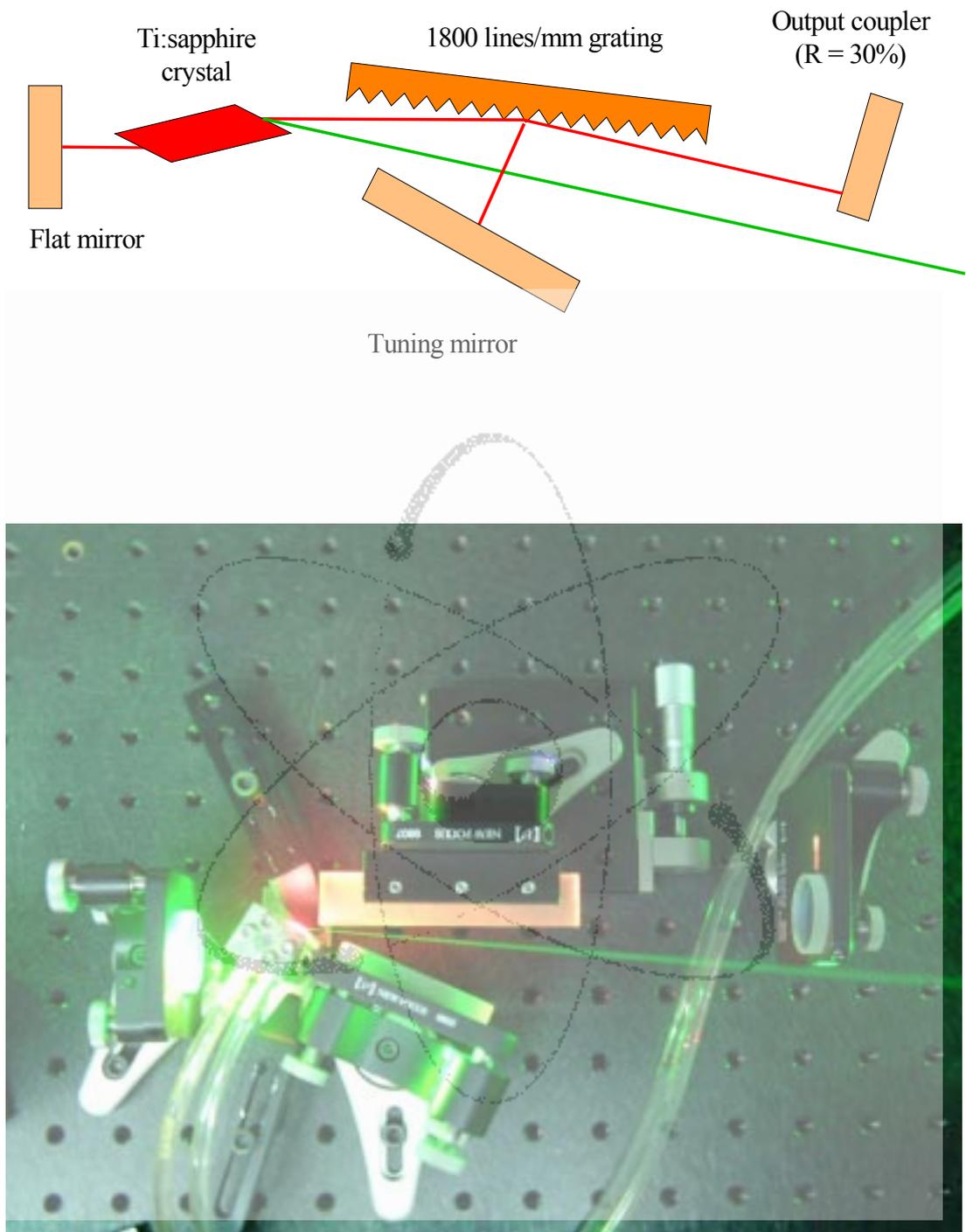


그림 44. 개선된 자기과종형 Ti:sapphire 레이저.

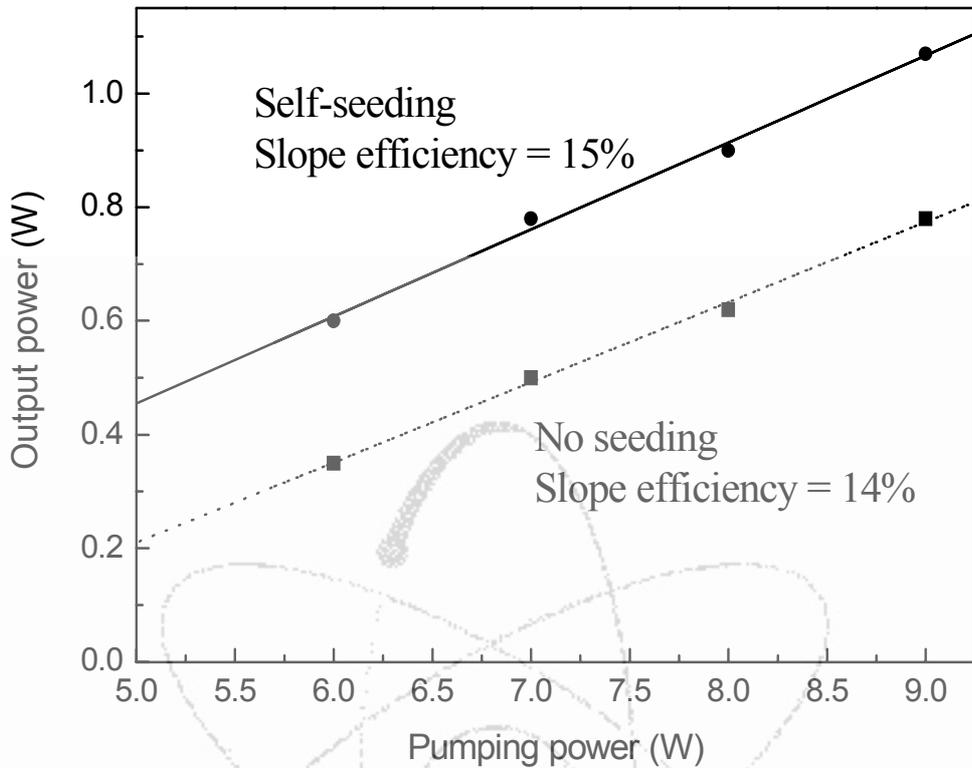


그림 45. 개선된 자기파종형 레이저의 출력 특성.

낮은 값이다. 주 공진기와 종 공진기의 길이는 각각 약 12 cm, 25 cm로 하여, 종 공진기의 길이를 주 공진기보다 2배 정도 길게 하였다. 레이저 정렬은 앞에서 설명한 바와 같이, 별도의 He-Ne 레이저 빔을 기준으로 하였다.

개선된 자기파종형 레이저의 출력을 그림 45에 나타내었다. 자기파종을 한 경우와 파장 조정용 거울을 제거하여 자기파종을 하지 않은 경우의 출력을 비교하였다. 펌핑 fluence가 상대적으로 낮고, 출력거울의 반사율도 30%로 낮음에도 불구하고 레이저가 발진되는 문턱 펌핑 출력은 5 W 이하였다. 이처럼 낮은 펌핑 fluence에도 불구하고 레이저 발진이 이루어지는 것은 펌핑 레이저의 평균 출력이 높아 열 렌즈 효과가 나타나기 때문이다. 즉, 펌핑 레이저의 펄스당 에너지는 수 mJ로 10 Hz 레이저에 비해 낮지만, 펌핑 레이저가 1 kHz의 고반복율로 동작하기 때문에 평균 출력은 수 W로 10 Hz 레이저에 비해 오히려 높다. 수 W의

높은 평균 출력을 가지는 펄핑 레이저는 Ti:sapphire 결정에 열 렌즈 효과를 발생시켜, 자기파종형 레이저가 보다 높은 Q값을 가지는 안정형 공진기가 되도록 유도한다. 따라서, 10 Hz 레이저에 비해 낮은 펄핑 fluence에서도 레이저 발진이 가능한 것이다. 그림과 같이 자기파종을 한 경우가 자기파종을 하지 않은 경우보다 출력이 높았으며, 각각의 slope efficiency는 15%, 14%였다. 펄핑 레이저 출력 9 W에서 자기파종된 레이저 출력은 1 W 이상이였다. 여기서 주목할 점은 그림과 같이 자기파종없이 종 공진기는 독립적으로 레이저 발진이 되나, 출력거울을 제거한 상태에서 주 공진기만은 독립적으로 레이저 발진이 안된다는 것이다. 보통 10 Hz의 자기파종 레이저의 경우에는 펄핑 fluence가 높아서 주 공진기가 독립적으로 레이저 발진되지만, 본 연구에서는 펄핑 fluence가 낮아 주 공진기가 독립적으로 발진되지 않았다. 그러나, 이것이 자기파종이 이루어지지 않는다는 것을 뜻하지는 않는다. 실제로 자기파종을 하면 출력 레이저의 선폭이 좁아지고, 발진된 레이저 빔에서 스펙클이 관측되는 등 자기파종의 효과를 관측할 수 있었다. 따라서, 주 공진기가 독립적으로 발진이 안된다 하더라도, 자기파종이 됨을 알 수 있다. 이는 자기파종형 레이저의 주 공진기에 출력거울에서 되반사되는 레이저 빔이 일부 되먹임되어 완전히 독립된 GIM 형태의 공진기보다 손실이 적어지기 때문에, 실제로는 주 공진기에서도 발진이 일어나기 때문이다. 자기파종 레이저의 평균 출력을 높이기 위해 펄핑 레이저의 반복율을 2 kHz, 5 kHz로 늘릴 경우에는, 펄핑 레이저의 평균 출력이 너무 높아져 Ti:sapphire 결정에서 열 문제가 심하게 나타나 출력이 저하되고, 레이저 빔의 출력 특성이 나빠지는 문제점이 있었다. 따라서, 반복율을 증가시켜 평균 레이저 출력을 높이려면 효과적으로 Ti:sapphire 결정을 냉각시키는 것이 필수적이다.

그림 46은 자기파종형 Ti:sapphire 레이저에서 파장 조절 거울을 회전시키면서 레이저 파장과 출력을 측정한 결과이다. 레이저 파장 측정을 위해서 Ocean Optics 사의 fiber-coupled spectrometer (USB2000)를 사용하였다. Spectromenter의 분해능은 약 1 nm 였으며, 650-1200 nm의 파장을 측정할 수 있다. 그림과 같이 760 nm에서 820 nm까지 약 80 nm의 구간에서 파장 조절이 가능했으며, 이 구간에서 레이저 출력은 950-1100 mW로 큰 변화가 없었다. 초기의 자기파종형 Ti:sapphire 레이저에 비해 파장 가변영역이 약간 더 늘어났으나 여전히 종 공진기에서 넓은 선폭의 레이저 발진이 먼저 이루어지는 문제점이 있었다. 즉, 더 넓은 영역으로 파장을 조정할 경우에는 앞에서와 마찬가지로 종 공진기에서 레이저가 먼저 발진하여, 출력 레이저에 넓은 선폭의 스펙트럼 성분

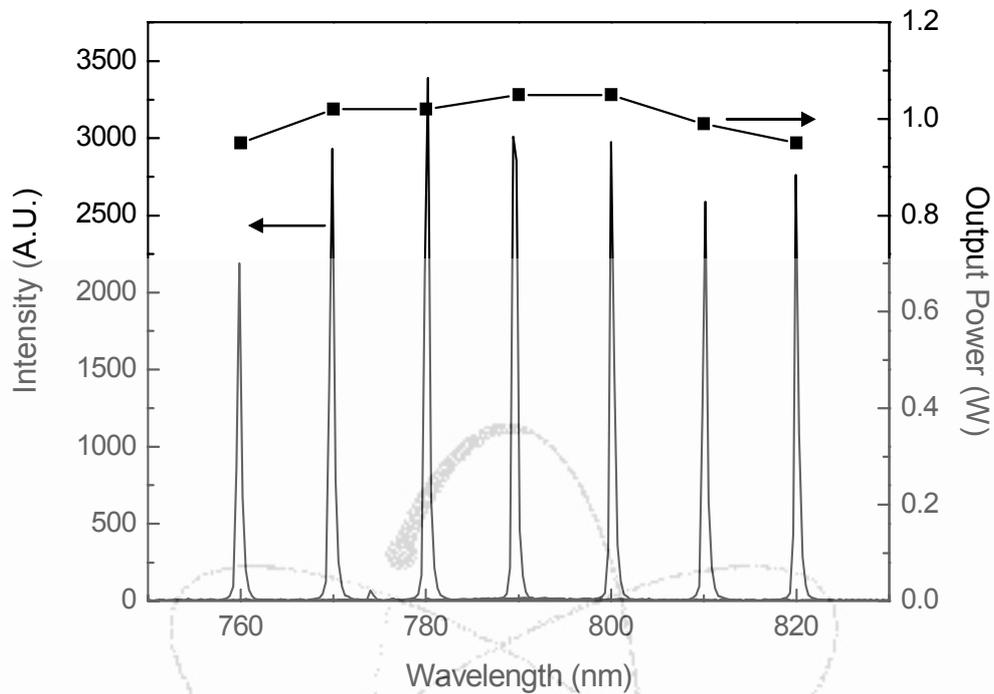


그림 46. 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 파장 가변.

이 섞여 나왔다. 이미 출력거울의 반사율을 충분히 낮추었기 때문에 더이상 출력 거울로는 종 공진기의 손실을 증가시킬 수 없기 때문에, 보다 넓은 영역으로 파장가변을 하려면 다른 방법을 써야 한다. 기본적으로 주 공진기의 발진 파장이 이득 중심 파장에서 멀어지면 주 공진기의 이득은 줄어들지만, 종 공진기에는 파장을 선택하는 광학계가 없기 때문에 주 공진기의 발진 파장에 상관없이 이득이 일정하다. 따라서, 파장 가변을 많이 할 수록 주 공진기가 발진되는 시간이 길어 지기 때문에 상대적으로 자기파종이 이루어지기 전에 종 공진기의 넓은 파장 성분이 발진되는 것이다. 그러므로, 그림 46의 파장 가변 영역 밖으로 파장을 조정 하려면 종 공진기에도 파장을 선택하는 광학계를 설치하여 종 공진기의 이득도 같이 낮추어야 할 것이다.

펄핑 레이저 펄스와 개선된 자기파종형 레이저에서 생성된 레이저 펄스의 시간적인 특성을 그림 47에 나타내었다. 앞에서 설명한 바와 같이 고반복율로 Q-switching된 Nd:YAG 레이저가 100 ns이상의 긴 펄스폭을 가지기 때문에 펄

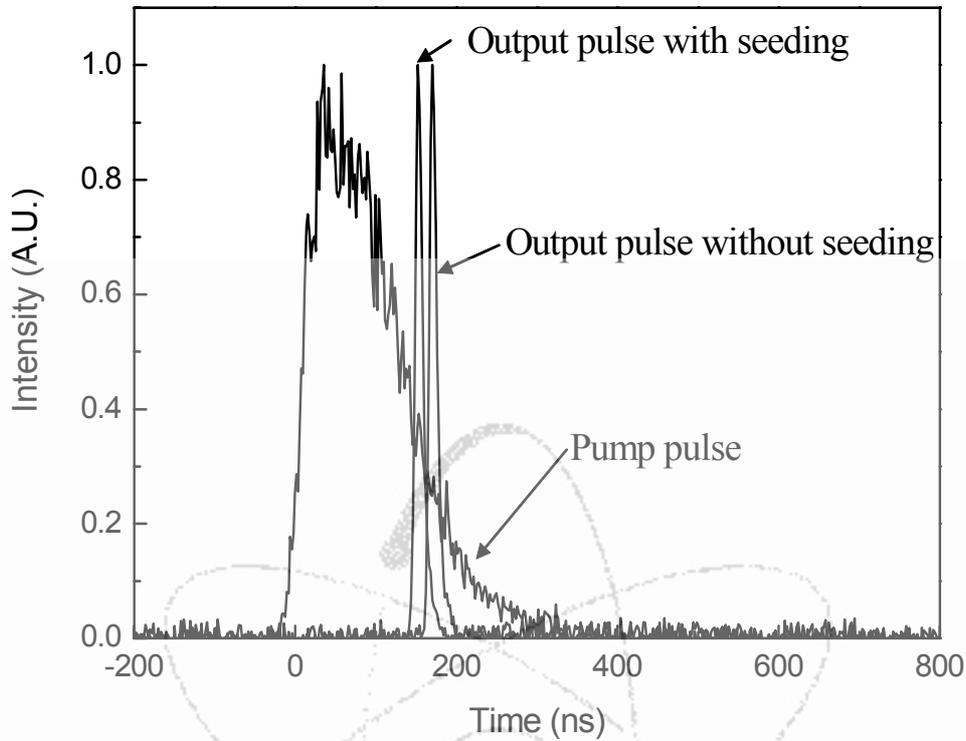


그림 47. 개선된 자기파종형 레이저의 출력 레이저 펄스 특성.

핑이 완전히 끝나기전에 레이저 펄스가 발진되었다. 그러나, 출력거울의 반사율을 30%로 낮추었기 때문에 다중 펄스가 생성되지는 않았다. 그림에서 자기파종을 한 경우와 파장 조정 거울을 제거하여 자기파종을 하지 않은 경우에 레이저 펄스가 생성되는 시간이 약간 차이가 나는 것을 알 수 있다 (~20 ns). 이는 자기파종을 하지 않으면 주 공진기가 주 공진기의 seeding없이 자체적으로 발진해야 하기 때문에 발진 시간이 늦어지기 때문이다. 10 Hz의 자기파종 레이저와 같이 높은 펌핑 fluence를 갖는 경우에는 주 공진기에서 독립적인 레이저 발진이 가능할 만큼 강한 자기파종이 이루어지기 때문에 자기파종을 한 경우와 안한 경우에 발진 시간 차이가 상대적으로 많이 나타나지만, 본 연구와 같이 고반복으로 동작하는 자기파종 레이저의 경우에는 펌핑 fluence가 상대적으로 낮아 주 공진기가 독립적인 발진을 할 수 없으므로 자기파종효과가 작고, 자기파종했을 때 발진 시간이 짧아지는 정도도 상대적으로 작다. 그러나, 자기파종했을 때 그림과

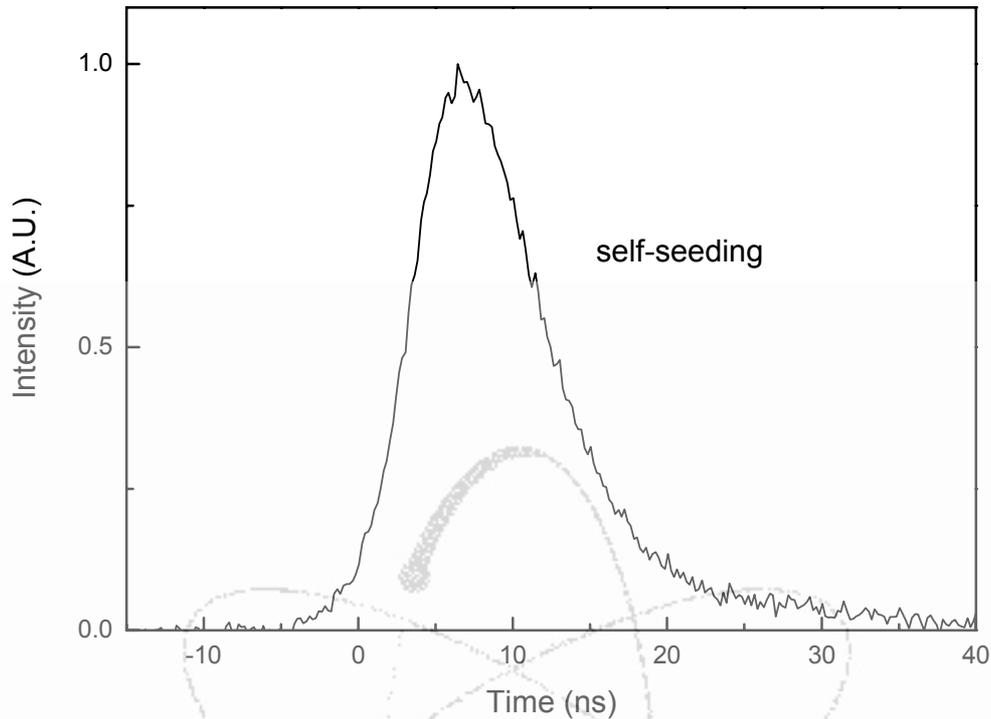


그림 48. 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 펄스 특성.

같이 발진 시간이 짧아진다는 것은 그 효과가 작지만 자기파종이 이루어진다는 것을 의미한다.

그림 48은 자기파종된 레이저 펄스를 시간적으로 확대하여 자세히 관측한 것이다. 초기의 자기파종형 Ti:sapphire 레이저에서는 grazing incidence 각도가 85° 정도로 커서, 인접한 모드들 간의 경로차이가 작아 여러개의 모드가 발생하였고, 그림 41과 같이 발진한 모드들 간의 beating 때문에 출력된 레이저 펄스에 주기적인 beating 신호가 섞여 나왔다. 그러나 grazing incidence 각도를 88° 이상으로 크게한 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저에서는 이러한 beating 신호를 관측할 수 없었다. 이로부터 개선된 레이저에서는 거의 단일 모드만이 발진됨을 간접적으로 알 수 있다. 발진된 레이저의 펄스폭은 펌핑 레이저 출력 9 W에서 약 10 ns였으며, 더 낮은 펌핑 출력에서는 펄스폭이 약간 길어졌다.

분광용 레이저의 가장 중요한 특성 중의 하나가 레이저의 발진 선폭이다. 개선된 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 출력 펄스에서 beating 신호가 나타나지 않는 것으로부터 레이저가 단일 종모드 영역에서 동작함을 간접적으로 알 수 있

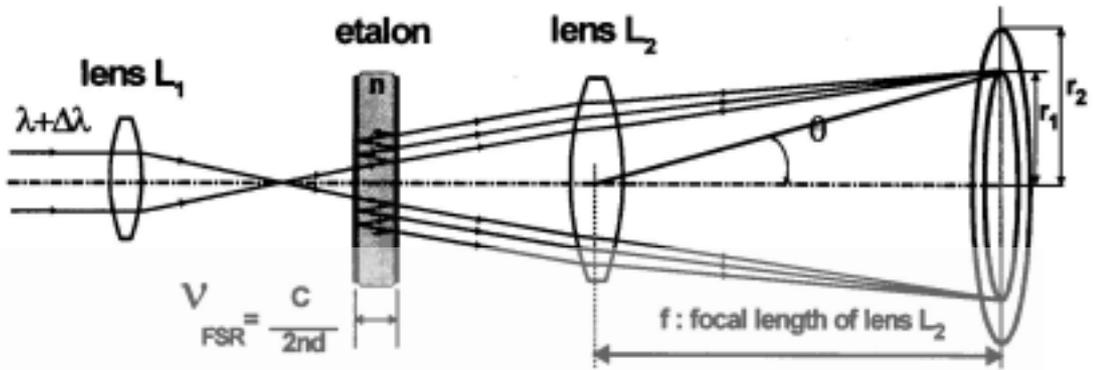


그림 49. 에탈론을 이용한 레이저 선폭 측정.

으며, 이는 레이저 선폭이 1 GHz 이하라는 것을 의미한다. 그러나, 보다 정확한 선폭을 측정하기 위해서는 에탈론 등을 사용해야 한다. Fabry-Perot 에탈론을 이용해서 레이저 출력의 선폭을 측정하는 것은 그림 49와 같이 다중빔의 간섭을 이용하는 것이다. 두께 d 이고 굴절율 n 인 매질의 양면이 광학적으로 평면이고, 특정한 파장영역에서 반사율이 높은 에탈론을 놓고 에탈론의 앞에서 렌즈 L_1 을 통해서 레이저 빔을 퍼지게하여 에탈론에 입사시키면, 에탈론 내부에서 입사각 때문에 다중반사하여 에탈론을 투과할 때 다중빔이 만들어지고, 이러한 다중빔을 결상렌즈 L_2 로 결상시키면 L_2 의 초점거리에서 다중빔에 의한 간섭무늬를 얻을 수 있다. 이러한 에탈론을 투과한 빔의 세기 I_T 는 다음의 식과 같이 주어진다.

$$I_T = I_0 \frac{T^2}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}} \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2} \quad (28)$$

여기서 R 은 에탈론 양면의 반사율 R_1, R_2 에 의해서 $R = \sqrt{R_1 R_2}$ 로 주어지고, 반사율에 의한 finesse 계수 F 는 다음과 같이 정의 된다.

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (29)$$

위상 δ 는 에탈론 내부의 양면에서 반사되는 인접한 두 광선간의 경로차이며, 투과된 빔의 세기가 최대가 되려면 위상차가 2π 의 정수배일 때이다. 이것은 경로차가 파장의 정수배인 것을 의미한다.

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos \theta \quad (30)$$

이 때의 굴절율 n , 두께 d , 에탈론의 입사각 θ 을 갖는 에탈론의 공진 파장 λ_N 은 다음과 같이 주어진다.

$$\lambda_N = \frac{2nd \cos \theta}{N} \quad (31)$$

위 식에서 N 은 공진파장의 정수배를 나타내는 정수이다. 또한, $\theta=0$ 일 때 투과율이 최대인 주파수간의 간격을 자유 스펙트럼 영역 (free spectral range) $\Delta\nu_{FSR}$ 이라 하며, 다음과 같이 주어진다.

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2nd} \quad (32)$$

파장 λ_0 에서 $\Delta\lambda$ 의 선폭을 가지고 있는 레이저 광원이 에탈론으로 입사될 때 에탈론의 간섭무늬로부터 레이저의 선폭을 측정하는 것에 가장 중요한 요인은 에탈론의 분해능(resolving power)이 얼마인가에 의하여 좌우된다. 식 28에서 에탈론에 의한 흡수가 없다고 가정하면, $T=1-R$ 이므로 투과된 빔의 세기는

$$I_T = \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}}$$

과 같이 표현되는데, 투과 빔의 세기가 $I_T = \frac{I_0}{2}$ 가 되는 파장에

서의 반치폭을 에탈론의 투과대역폭 $\delta\lambda_0$ (혹은 $\delta\nu_0$)이라고 한다. 반치폭의 조건에서 다음의 식이 성립한다.

$$F \sin^2 \frac{\delta}{2} = 1 \quad (33)$$

이 때, 파장 $\lambda = \lambda_0 + \frac{\delta\lambda_0}{2}$ 을 위상차 δ 에 대입하면 다음의 식과 같이 전개된다.

$$\frac{4\pi}{\lambda_0 + \frac{\delta\lambda_0}{2}} nd \cos \theta = N(2\pi) \quad (34)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0 + \frac{\delta\lambda_0}{2}} nd \cos \theta \simeq \frac{2\pi}{\lambda_0} nd \cos \theta + \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\delta\lambda_0}{2\lambda_0} nd \cos \theta = N\pi \left(1 - \frac{\delta\lambda_0}{2\lambda_0}\right)$$

여기서 위식을 식 33에 대입하면

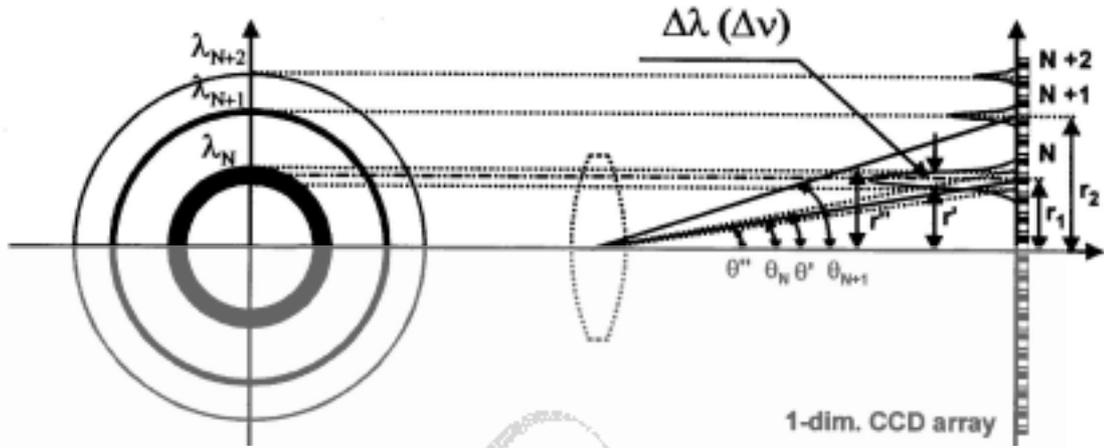


그림 50. 레이저 선폭측정을 위한 에탈론의 간섭무늬.

$$\begin{aligned} \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left[N\pi \left(1 - \frac{\delta\lambda_0}{2\lambda_0} \right) \right] &= 1 \\ \frac{4R}{(1-R)^2} \left[N\pi \frac{\delta\lambda_0}{2\lambda_0} \right]^2 &= 1 \\ \frac{\delta\lambda_0}{2\lambda_0} &= \sqrt{\frac{(1-R)^2}{4R}} \frac{2}{N\pi} \\ \frac{\delta\lambda_0}{\lambda_0} &= \frac{2}{N\pi} \frac{1}{\sqrt{F}} \\ \frac{\delta\lambda_0}{\lambda_0} &= \frac{1}{NF_r} \end{aligned} \quad (35)$$

이 된다. 여기서, 반사 finesse F_r 은 다음과 같이 정의된다.

$$F_r = \frac{\pi}{2} \sqrt{F} = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (36)$$

분해능 $\frac{\nu_0}{\delta\nu_0}$ 은 $\frac{\nu_0}{\delta\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda_0}$ 이므로 에탈론의 분해능은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\nu_0}{\delta\nu_0} &= \frac{\lambda_0}{\delta\lambda_0} = NF_r \\ &= \frac{2}{\lambda_0} ndF_r \\ &= \frac{2nd\nu_0}{c} F_r \end{aligned} \quad (37)$$

따라서, 다음의 관계식이 성립된다.

$$\frac{1}{\nu_0} = \frac{2nd}{c} F_r = \frac{F_r}{\Delta\nu_{FSR}} \quad (38)$$

$$\delta\nu_0 = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{F_r}$$

에탈론으로 레이저 광원의 선폭을 측정할 경우, 레이저의 선폭보다 에탈론의 투과 대역폭이 더 작아야 한다.

그림 50과 같이 에탈론에 의해 레이저 빔의 간섭무늬를 얻었을 때, 이 간섭무늬로부터 레이저 선폭을 유도하는 방법은 다음과 같다. Fabry-Perot 에탈론에 의한 N 차 공진파장 λ_N 을 중심으로 반치폭위치의 파장 $\lambda_{n\pm} \pm \frac{\Delta\lambda}{2}$ 에 대해 다음의 식이 성립한다.

$$2d\cos\theta' = N\left(\lambda_N + \frac{\Delta\lambda}{2}\right), \quad 2d\cos\theta'' = N\left(\lambda_N - \frac{\Delta\lambda}{2}\right) \quad (39)$$

여기서, θ' , θ'' 은 각각 입사 레이저 빔의 파장 $\lambda_N + \frac{\Delta\lambda}{2}$, $\lambda_N - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 가 공진되는 에탈론 내부에서의 입사각이다. 위 식으로부터 다음의 식이 유도된다.

$$2d(\cos\theta' - \cos\theta'') = N\Delta\lambda \quad (40)$$

위의 두 식으로부터 $\Delta\lambda$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\Delta\lambda = \lambda_N \left(\frac{\cos\theta'}{\cos\theta''} - 1 \right) \quad (41)$$

일반적으로, θ' , $\theta'' \ll 1$ 이므로, $\cos\theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$ 으로 근사하면,

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2} \lambda_N (\theta''^2 - \theta'^2) = \frac{\lambda_N}{2n^2 f^2} (r''^2 - r'^2) \quad (42)$$

이 성립한다. 여기서 f 는 렌즈 L_2 의 초점거리이며, r' , r'' 은 각각 θ' , θ'' 에 해당하는 초점거리 평면상에서의 간섭무늬 반경, n 은 에탈론의 굴절율이다. 또한, 인접한 두 파장 λ_N , λ_{N+1} 에 대해서도 다음과 같은 조건식이 만족되며,

$$2nd\cos\theta_N = N\lambda_N, \quad 2d\cos\theta_{N+1} = N\lambda_{N+1} \quad (43)$$

λ_N 과 λ_{N+1} 의 파장 차이는 자유 스펙트럼 영역에 해당하므로 다음의 식이 성립한다.

$$\lambda_{FSR} = \lambda_N - \lambda_{N+1} = \frac{\lambda_N}{2n^2 f^2} (r_2^2 - r_1^2) \quad (44)$$

여기서, r_1 과 r_2 는 파장 λ_N 과 λ_{N+1} 이 공진되는 각에 해당하는 간섭무늬의 반경이다. 따라서 에탈론에 의해서 측정된 선폭 $\Delta\lambda$ 는 다음과 같다.

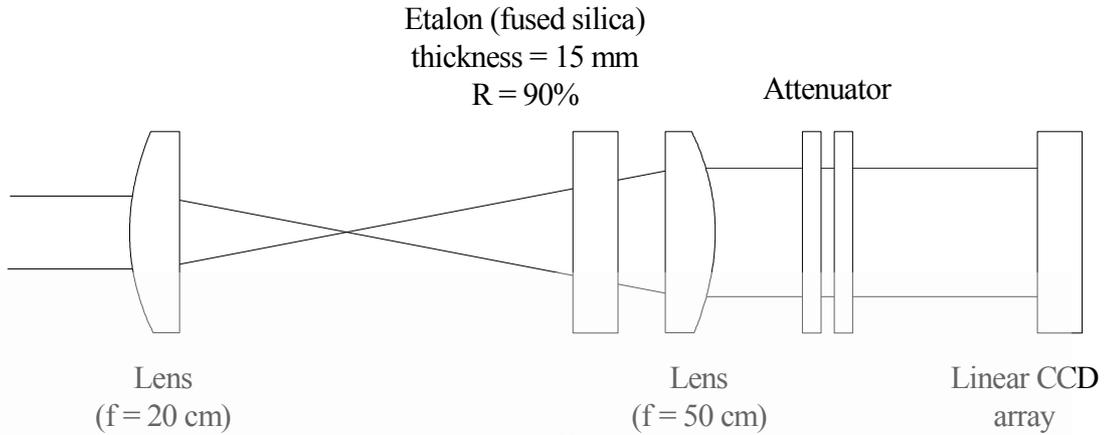


그림 51. 자기파종형 Ti:sapphire 레이저의 선폭측정을 위한 실험 장치.

$$\Delta\lambda = \lambda_{FSR} \left(\frac{r_2'^2 - r_1'^2}{r_2^2 - r_1^2} \right) = \lambda_{FSR} \frac{2\Delta r \cdot r_1}{r_2^2 - r_1^2} = \lambda_{FSR} \frac{2\Delta r / r_1}{(r_2 / r_1)^2 - 1} \quad (45)$$

따라서, 에탈론에 의한 레이저의 간섭무늬 중, 두 인접한 간섭무늬의 반경과 두께로부터 선폭을 계산할 수 있다.

이상의 방법을 바탕으로 본 연구에서 제작한 자기파종형 레이저의 선폭을 측정하기 위해서 그림 51과 같은 실험장치를 구성하였다. 먼저 자기파종형 레이저의 출력 빔을 초점거리 20 cm의 렌즈로 집속한후, 초점거리 50 cm의 렌즈를 사용하여 레이저 빔을 평행광으로 하면서, 동시에 빔의 크기를 확대하였다. 두 렌즈 사이에 레이저 빔이 발산하는 부분에는 앞에서 설명한 바와 같이 에탈론을 설치하여 간섭무늬가 나타나도록 하였다. 에탈론으로는 재질이 용융 실리카이고 두께가 15 mm인 것을 사용하였다. 이 때, 에탈론의 자유 스펙트럼 영역은 약 6.7 GHz이다. 에탈론 양면의 반사율은 90%였으며, 이 경우 식 36에 의해 에탈론의 반사 finesse는 약 30이 된다. 따라서, 식 38에 의해 에탈론의 투과 대역폭은 약 220 MHz이다. 에탈론에 의해 생긴 간섭무늬는 두번째 렌즈의 초점거리인 50 cm 지점에 생기며, 원형의 간섭무늬 중심이 레이저빔의 중심과 일치하도록 에탈론의 각도를 조정하였다. 간섭무늬는 그림과 같이 선형의 CCD array를 사용하여 측정하였다. CCD array는 오실로스코프에 연결하여 측정된 간섭무늬를 저장, 분석하였다. 대부분의 경우 레이저의 출력이 커서 CCD array의 saturation 한도를 넘어서므로, 적절한 attenuator를 사용하여 CCD에 입사되는 레이저의 세기를 조

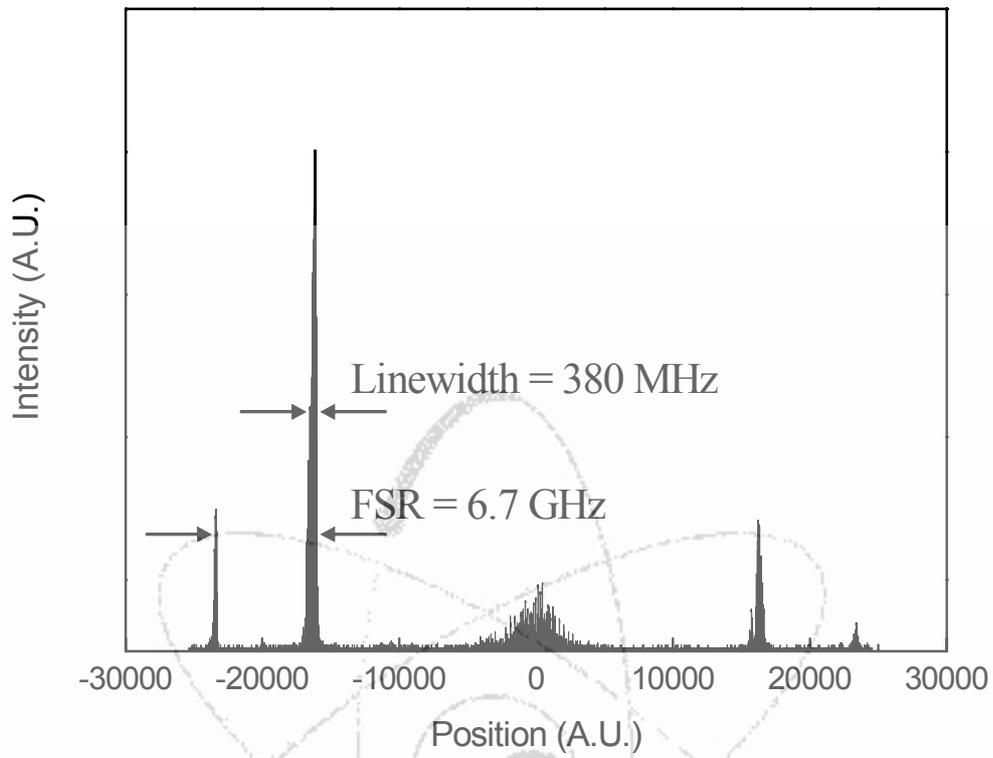


그림 52. 선형 CCD array로 측정된 자기과종형 Ti:sapphire 레이저의 선폭.

절하였다.

그림 52는 위의 실험장치를 이용하여 측정된 자기과종형 Ti:sapphire 레이저의 선폭이다. 선형 CCD array를 오실로스코프에 연결하여 측정된 신호에서 나타난 peak들은 에탈론에 의해 생긴 원형 간섭무늬에 해당한다. 선형 CCD array를 사용하였으므로 그림과 같이 원형 간섭무늬의 단면만이 나타났다. 가로축은 CCD array들의 위치를 나타내는 것으로서 상대적인 위치만으로도 식 45에 의해 선폭을 계산할 수 있으므로, 가로축을 절대적으로 calibration하지는 않았다. 간섭무늬 측정시 선형 CCD의 위치를 조절하여 CCD array가 원형 간섭무늬의 중앙을 통과하도록 하였다. 첫번째 peak와 두번째 peak는 그림과 같이 6.7 GHz의 에탈론 자유 스펙트럼 영역만큼의 차이에 해당하고, peak의 두께는 레이저 선폭에 해당하므로, 이들로부터 식 45에 의해 계산된 레이저 선폭은 380 MHz였다. 레이저

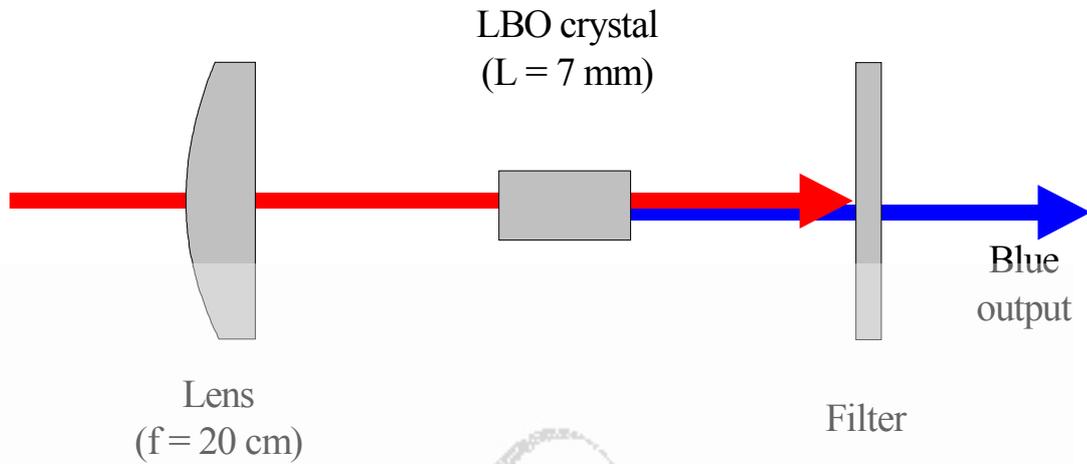


그림 53. 자기과종형 Ti:sapphire 레이저의 2차조화파 발생을 위한 실험 장치.

선풍에 사용한 에탈론의 투과 대역폭이 220 MHz 이므로 실제 레이저 선풍은 더 좁을 것으로 예상된다. 제작한 자기과종형 Ti:sapphire 레이저에서 주 공진기의 인접 모드 간격이 약 1.2 GHz이므로, 단일 종모드 영역에서 레이저가 동작하고 있음을 알 수 있다.

6. 자외선 레이저의 발진

제작한 자기과종형 Ti:sapphire 레이저는 그림 46과 같이 760 nm에서 820 nm 영역에서 발진하므로 자외선 영역의 레이저 빔을 생성하기 위해서는 2차 조화파 발생을 시켜야 한다. 2차 조화파 발생용 비선형 결정으로는 KDP, KTP, BBO, LBO 등 여러가지가 있다. 본 연구에서는 손상 문턱값이 높고, 습기에 강해 수명이 긴 LBO 결정을 2차 조화파 발생용 결정으로 사용하였다. 자기과종형 Ti:sapphire 레이저의 2차 조화파 발생을 위한 실험 장치를 그림 53에 나타내었다. 2차 조화파 발생의 비선형 효과는 레이저의 강도가 클수록 잘 일어나므로, 그림과 같이 렌즈를 사용하여 LBO 결정에 레이저 빔을 집속하였다. 집속 렌즈의 초점거리가 짧으면 집속되는 레이저 빔의 크기가 작아져서 레이저의 강도가 커지는 장점이 있으나, 집속된 레이저의 빔 허리가 짧아져서 실질적으로 2차 조

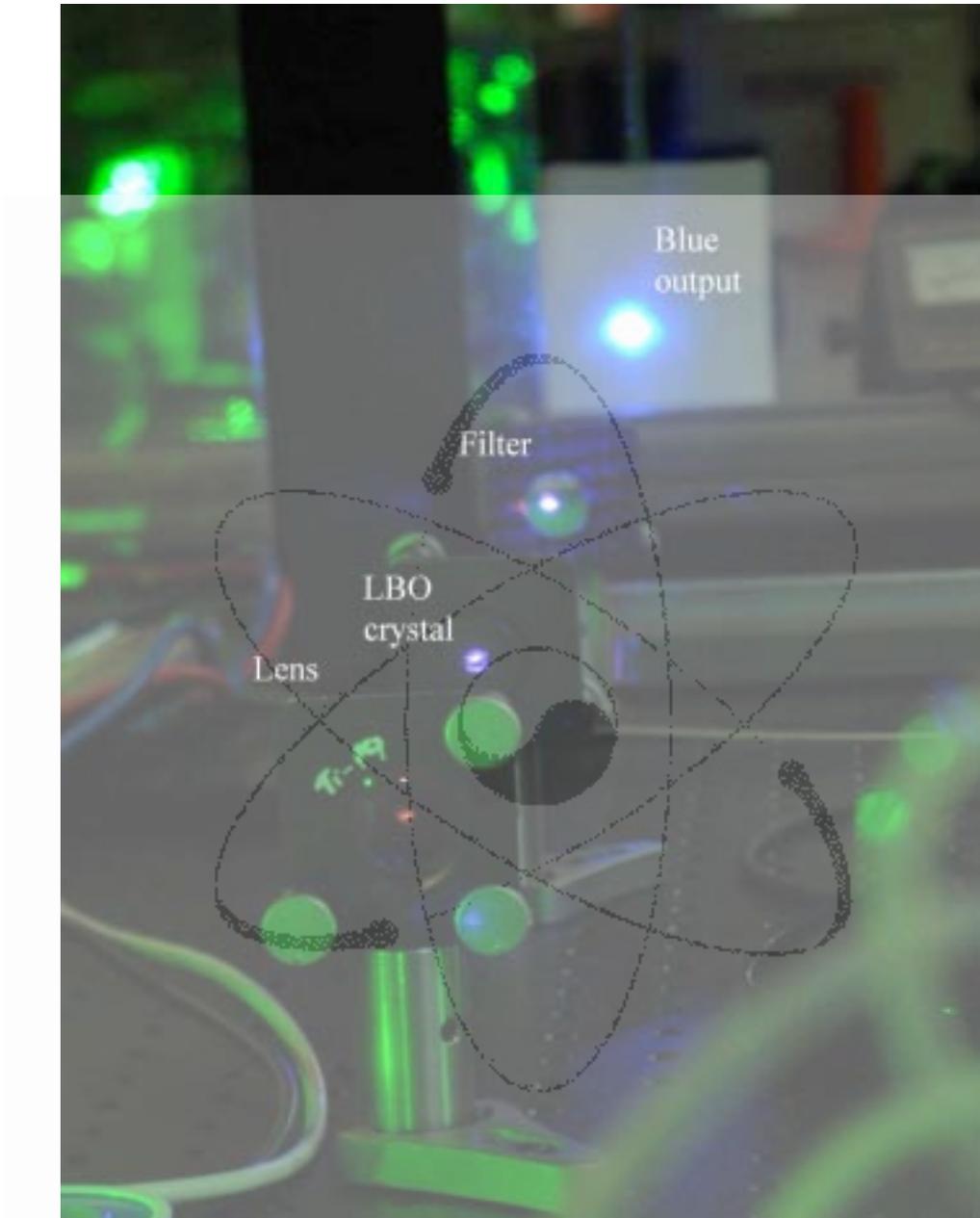


그림 54. 자기파종형 Ti:sapphire 레이저가
2차 조화파로 변환되는 모습.

화과가 발생하는 구간이 짧아져서 전체적인 변환 효율이 떨어질 수 있다. 반면에, 집속 렌즈의 초점거리가 길면, 빔 허리는 길어지나 집속 강도가 낮아지므로 집속 렌즈의 초점거리를 잘 선택해야 한다. 본 연구에서는 실험적으로 초점거리 20 cm의 집속렌즈를 선택하였다. LBO 결정의 크기는 가로, 세로 4 mm, 길이 7 mm였으며, type I의 2차 조화파 발생용으로 결정을 제작하였다. 2차 조화파 발생을 위해서는 위상 정합 각도를 미세하게 조정해야하므로 LBO 결정을 광학거울 지지대에 설치하였다. LBO 결정을 지난 레이저 빔은 2차 조화파로 변환된 레이저 빔과 원래 기본 파장의 레이저 빔이 공간적으로 겹친상태로 같이 진행하므로 2차 조화파로 변환된 레이저 빔만을 선택하기 위해서는 그림과 같이 필터를 사용해야한다. 본 연구에서 사용한 필터(SPF-450-1.00, CVD)는 450 nm 이하의 파장을 갖는 레이저 빔은 투과하고 450 nm 이상의 파장을 갖는 레이저 빔은 차단한다. 필터를 통과한 2차 조화파 레이저 빔의 출력은 그림 46의 파장 대역의 2차 조화파 영역인 380-410 nm 에서 약 120-150 mW였다. 레이저 빔이 필터를 투과할 때, 손실이 생기므로 필터에 의한 손실을 고려해야만 실제 2차 조화파의 출력을 알 수 있다. 필터의 투과율을 계산하기 위해서 같은 필터를 하나더 사용하여, 첫번째 필터를 통과한 2차 조화파 출력과 필터를 두개 통과한 출력의 비율로 부터 투과율을 계산하였다. 이렇게 계산된 투과율은 약 60%였다. 따라서, 실제로 약 200 - 250 mW의 2차 조화파가 생성되었음을 알 수 있다. 자기파종형 Ti:sapphire 레이저가 1 kHz의 반복율로 동작하므로, 펄스당 에너지는 0.2 - 0.25 mJ이다. 그림 54는 이러한 2차 조화파 레이저가 생성되는 모습을 나타낸다.

제 3 절 Yb 원자의 공명 이온화 연구

지금까지 공명이온화 분광학에 이용될 레이저의 설계 제작에 관련된 연구 내용을 알아 보았다. 완성된 자외선 레이저를 이용하여 원자를 공명이온화시키는 연구를 수행하기 위하여 본 연구에서는 대상 원소로 이테르븀 (Yb) 원자를 선택하였다. 이테르븀은 란타계열 원소로서 800°C의 비교적 낮은 온도에서도 충분한 원자밀도를 얻을 수 있으며, 에너지 준위도 다른 원소들에 비해 비교적 간단한 특징을 가지고 있다. 또한 Yb-168에 중성자를 조사하여 생성되는 Yb-169는 50-300keV의 감마선을 방출하기 때문에 의료용뿐만 아니라 5mm 이하의 재료에 대한 비파괴 검사에 이용될 수 있기 때문에 이에 대한 연구가 원자력연구소의 중장기 사업의 일환으로 수행되고 있다. 현재 중장기사업에서는 Yb에 대한 공명이온화 연구는 가시광선 영역에서 수행되고 있으며, 본 연구에서는 고반복률의 자외선 영역 레이저를 개발함으로써 이 영역에서의 공명이온화를 실증하고자 하였다.

1. Yb 원자의 에너지 준위

이테르븀은 란타계 원소들 중에서 4f 층이 완전히 채워진 보기 드문 원소이다. 최외각 전자는 2 개가 있으며 이 전자들은 6s 층에 존재하기 때문에 비교적 간단한 에너지 분포를 가지게 된다. 그림 55는 이테르븀 원자의 에너지 준위들 중에서 그 일부만을 간단히 나타낸 것이다. 가시광 영역의 레이저를 사용하는 경우는 바닥상태 ($4f^{14}6s^2 \ ^1S_0$)로부터 여기 가능한 준위가 유일하게 $6s6p \ ^3P_1$ (파장: 555.65nm)만 존재한다. 그래서 이 여기준위가 현재 Yb의 공명이온화 연구에서 이용되는 첫 번째 여기준위이다. 이 준위는 삼중항 상태 (triplet state)로서 일반적으로는 준안정 준위로 존재하기 때문에 singlet state인 바닥상태로부터 여기가 불가능하나 Yb과 같은 중금속 원소인 경우는 이러한 법칙이 엄격히 적용되지 않아 전이가 가능하다. 전이의 가능성을 수치로 표현한 진동자 세기도 1.6×10^{-2} 으로서 비교적 큰 값을 가지고 있기 때문에 가시광선 영역의 레이저만을 고려한다면 비교적 훌륭한 여기준위로 생각될 수 있다. 또한 일차 여기된 준위로부터 이온화되기까지 가시광 영역의 광자로는 두 단계를 더 거쳐야 하며 이를 적용할 수 있는 준위는 몇 개가 있지만 우리 연구실에서는 그 중에서 $4f^{13}6s^26p \ (7/2,3/2)_2$ 준위 (공명파장 : 581.07nm)를 거쳐 자동이온화 준위로 이온화되는 이온화 구도를 이용하고 있다.

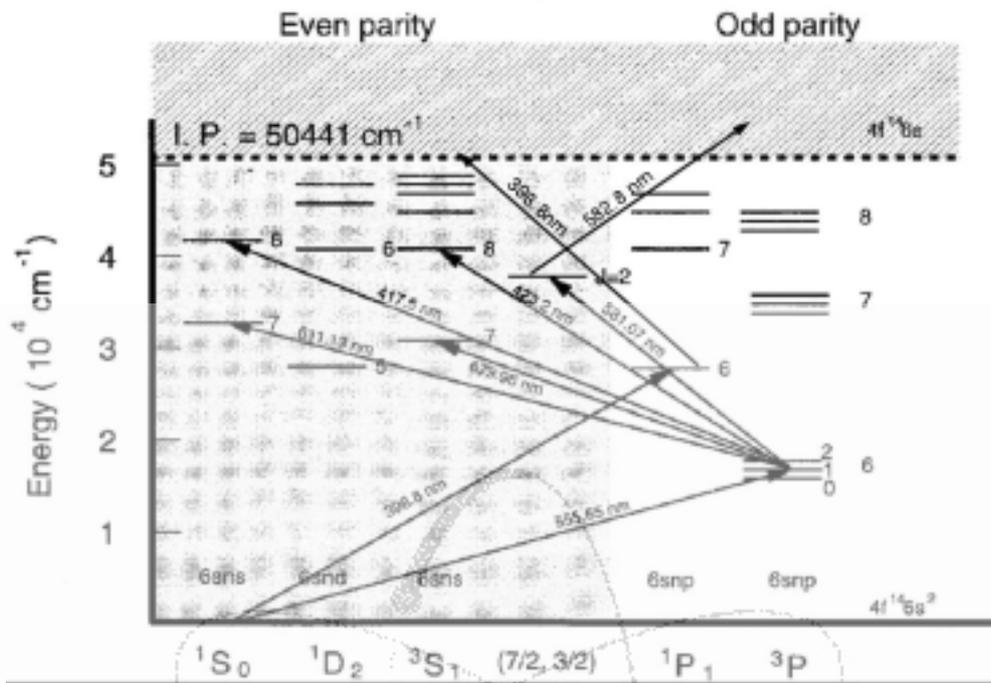


그림 55. 이테르븀 원자의 에너지 준위도

한편 여기파장을 자외선까지 확장하게 되면, 이온화 가능한 경로가 훨씬 여러 갈래로 나뉠 수가 있다. 그 중에서도 Ti:sapphire 레이저의 제 2 조화파를 이용하여 여기가 가능한 준위는 1P_1 단 하나만 존재한다. 이를 그림 55에 굵은 실선으로 표시하였다. 1차 여기된 후 이온화를 위하여 가시광선 및 자외선 등의 광자를 필요로 하는데, 본 연구에서는 여기 및 이온화를 모두 자외선 영역의 레이저를 이용하는 경우를 고려하였다. 여기 준위로부터 이온화 확률을 높이려면 자동이온화 준위를 거치는 것이 좋다. 그러나 지금까지 문헌으로부터 자료를 수집한 결과, 1P_1 준위로부터 이온화가 가능한 자동이온화준위로서 300-400nm 영역에 존재하는 준위는 아직 알려진 것이 존재하지 않았다. 자동이온화 준위가 존재하지 않는 경우는 이온화문턱에 가까운 에너지로 여기가 될 때 이온화의 확률이 가장 높은 것으로 알려져 있다. 1P_1 준위로부터 이온화 문턱까지는 약 395nm 정도가 되었으며 본 연구에서도 이러한 이온화구도를 이용하였다.

2. 질량분석장치

공명 파장의 레이저를 흡수하여 생성된 이온을 검출하는 장치로 질량분석 장치를 사용하였다. 질량분석 장치는 그림 56에서 볼 수 있듯이 크게 세 부분으로 나눌 수 있다. 이테르븀과 같은 금속에 열을 가하여 금속을 증발시키는 원자 증발장치, 증발된 원자에 레이저를 집속시킴으로써 원자를 이온화시키고 생성된 이온을 전자증폭기(MCP : multichannel plate)로 보내 주는 이온 가속장치, 마지막으로 이송되어 온 이온을 검출하여 이온 신호로 변환하여 주는 이온 검출 장치 등의 세 부분이다. 특히 이온을 검출하는 전자증폭기는 10^{-6} 정도 이하의 고진공 상태에서 작동을 하므로 챔버 내부는 터보 펌프에 의하여 항상 진공상태를 유지하여야 한다.

원자 증발 장치는 여러 가지 형태가 있는데, 소량을 증발시키는 경우에는 필라멘트 오븐을 사용하는 것이 일반적이다. 필라멘트의 재질은 탄탈륨을 사용하였으며, 원자증기가 방출되는 구멍의 직경은 약 1mm 정도 되었다. 필라멘트는 구리봉으로 지지하며 이 구리봉을 통하여 전류를 흘림으로써 필라멘트를 가열할 수 있다.

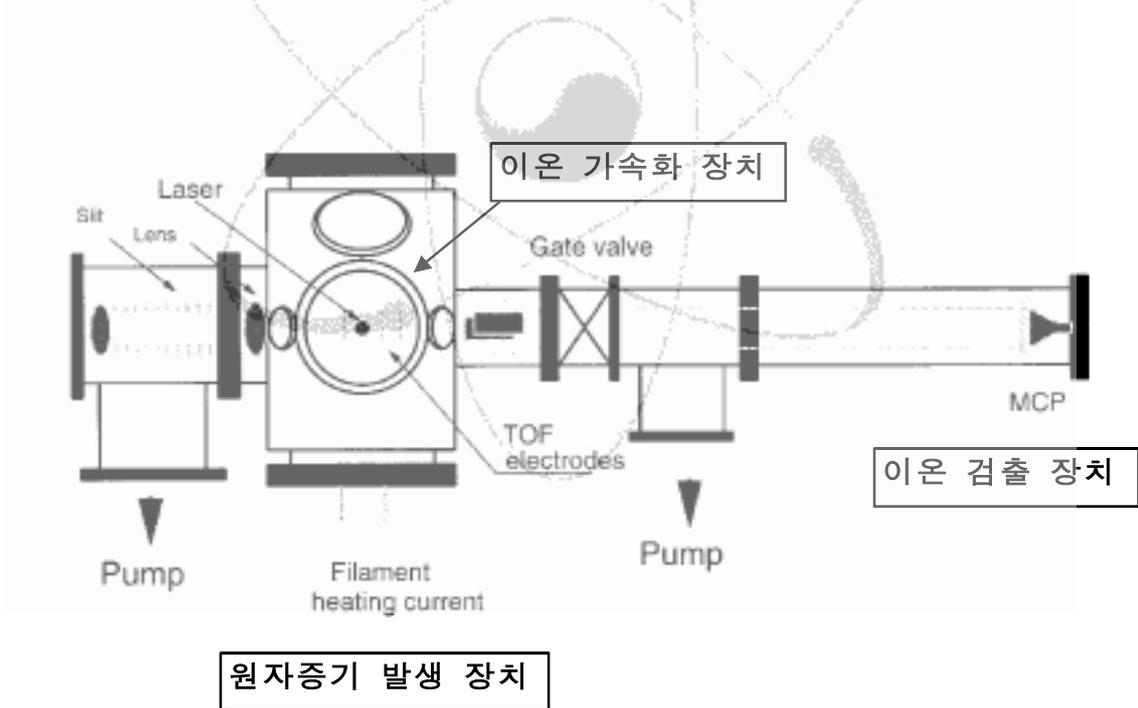


그림 56. 사용된 질량분석 장치의 개략도

원자증기 발생 장치로부터 작은 구멍을 통하여 방출된 원자들은 이온 가속화 장치 부위에 도달하게 되고, 이 때 외부로부터 입사된 레이저빔에 의하여 공명을 이루는 원자들이 선택적으로 이온화하게 된다. 이렇게 생성된 이온에 전기장을 걸어 줌으로써 한 방향으로 운동을 하도록 하게 하고, 일정한 거리에서 그 이온을 검출하게 되면 질량수에 따라서 비행시간이 달라지게 되기 때문에 레이저에 의하여 생성된 이온의 질량을 측정할 수 있게 된다.

TOF 질량분석장치에 대한 연구는 W. C. Wiley와 I. H. McLaren에 의하여 분해능이 크게 개선된 후 여러 가지 개선을 통하여 다양하게 발전되었다.[10,11] 레이저에 의하여 생성된 이온으로부터 이온의 질량을 측정하는 이론적 배경은 다음과 같이 간략히 나타낼 수 있다.

이온(q)이 생성된 위치 (s_0)에서 걸어준 전기장의 세기 E_s , 전기장에 의하여 가속되는 거리 d 와 전기장 E_d 에 의하여 이온의 에너지 U 는

$$U = U_0 + qs_0E_s + qdE_d$$

그러면 생성된 이온이 검출기까지 도달하는데 걸리는 시간은 전기장을 지나는데 걸리는 시간 $T_s + T_d$ 와 전기장을 지나 다음 전기장이 없는 D 의 거리까지 비행하는데 걸리는 시간 T_D 를 합한 시간이 된다. 이 때 걸리는 시간은 이온의 질량과 관계가 있으므로 검출기에 도달하는 시간이 질량에 따라 달라지게 되고, 그 시간을 측정하면 생성된 이온의 질량을 추정할 수 있다.

검출기에 도달한 이온은 MCP에 의하여 전기적인 신호로 변환이 되며 이 전기적인 신호를 오실로스코프를 통하여 질량 스펙트럼을 얻을 수 있다. 또한 레이저의 파장을 변환시키면서 검출기에 도달하는 이온의 양에 따른 이온신호를 Boxcar 등을 통하여 측정함으로써 공명 스펙트럼을 얻을 수 있다.

본 연구에서는 연구 수행에 배정된 연구비가 적은 관계로 인하여 펄핑 레이저인 DPSSL도 연구실에서 이미 개발된 것을 본 연구에 적합하도록 개선하여 이용하였다. 질량분석 장치도 레이저와 마찬가지로 연구실에서 이미 활용하고 있던 것을 본 연구에 적합하도록 일부를 개선하여 그대로 사용하였다.

그림 57은 본 연구에서 사용한 TOF형 질량분석기의 일부를 보여 주고 있다. Window 내부에 금속을 원자화하는 원자 증발 장치와 생성된 이온을 검출기로 보내주기 위한 전기장을 걸어주는 이온가속화장치 등을 볼 수 있다. 그림의 좌측으로 가속된 이온이 자유비행하는 arm이 있으며, 그 끝에 이온을 검출하는 MCP가 장치되어 있다.

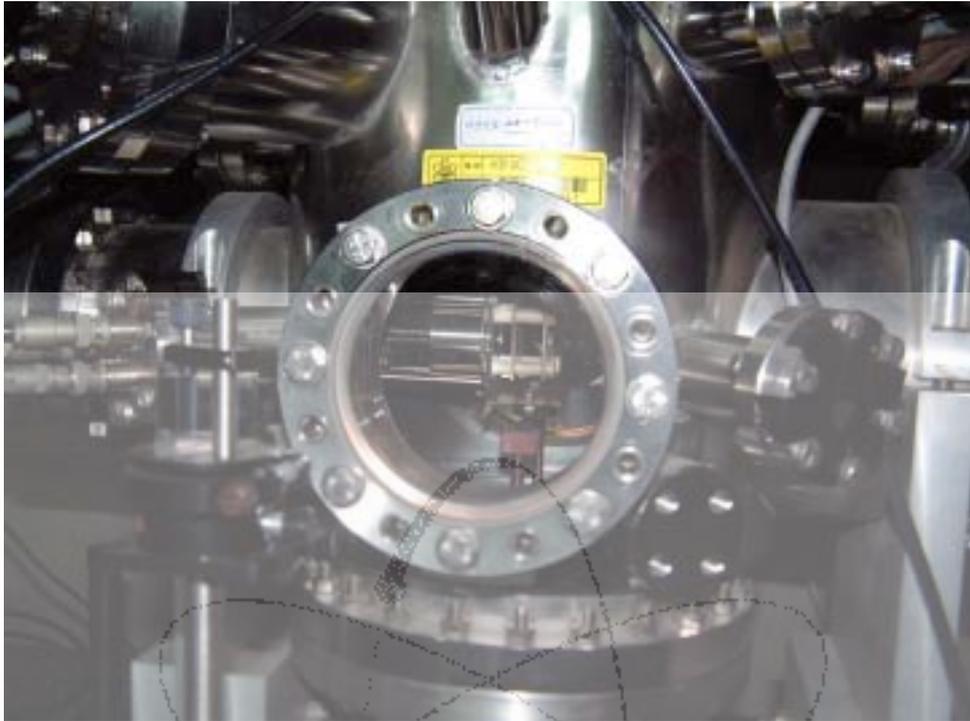


그림 57. 본 연구에서 사용한 TOF 형 질량분석 장치의 일부.

3. 자외선을 이용한 Yb 원자의 공명이온화

자외선 레이저를 이용하여 Yb 원자를 공명이온화하기 위한 레이저 및 질량분석장치 준비가 완료되었다. 그림 58은 Yb 금속을 원자증기화 한 후 레이저를 이용하여 공명이온화 및 이온을 검출하기 위한 실험장치도이다.

다이오드 펌핑 고체레이저 (DPSSL)을 개선하여 532nm의 녹색 레이저를 발진시키고 이 레이저빔을 beamsplitter를 이용하여 두 개의 빔으로 가른 다음 각각을 두 대의 Ti:sapphire 레이저를 펌핑하는데 사용하였다. Ti:sapphire의 파장 선택 소자를 이용하여 Yb의 공명 파장 근처에서 레이저의 파장을 변환할 수 있게 하였고, 여기서 발진된 적외선 영역의 레이저를 SHG 결정에 보내어 실험에 필요한 자외선 영역의 레이저를 발진시켰다. 두 개의 자외선 레이저빔을 챔버에 입사시키고, 챔버 내에서 원자증기 발생장치에서 원자화된 이테르븀의 원자에 집속시켜 공명파장에서 이테르븀원자가 이온화되게 하였다. 여기서 이온화된 이테르븀은 질량분석장치에서 신호로 관측할 수 있었다.

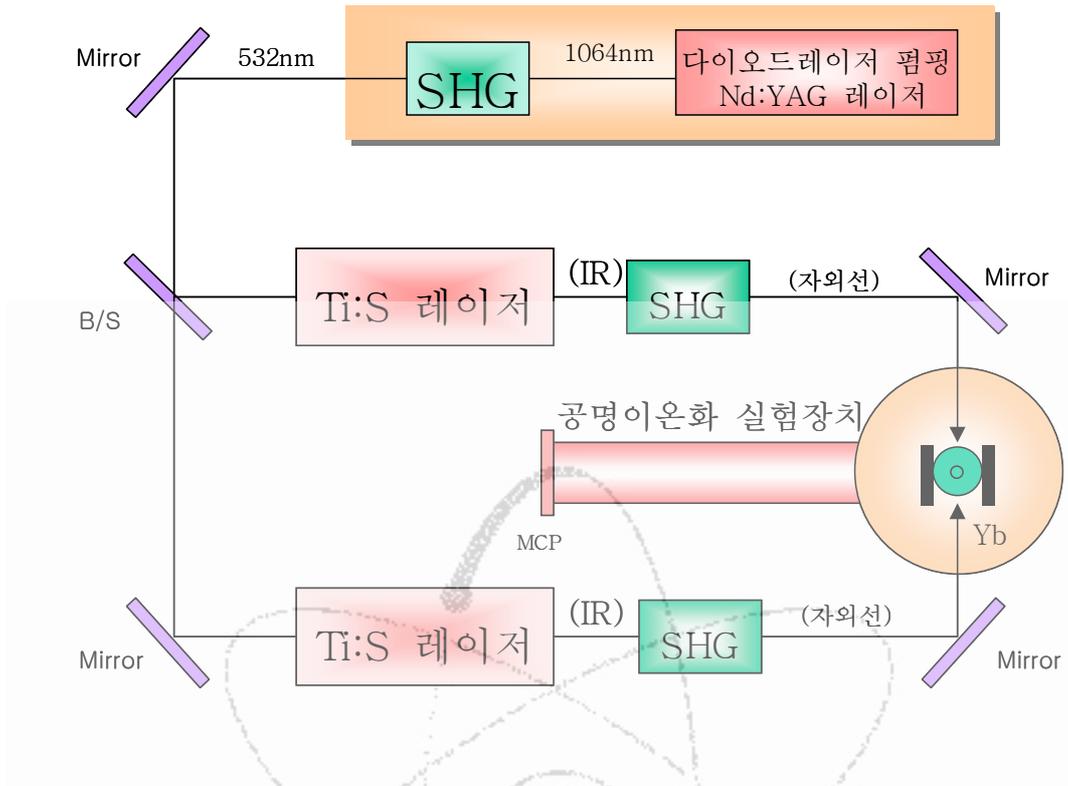


그림 58. 자외선영역의 레이저를 이용하여 공명이온화를 실증하기 위한 장치의 개략도.

그림 59는 레이저의 파장을 398.8nm 부근에서 변환시킬 때 얻은 이온 스펙트럼이다. 그림에서 보는 바와 같이 공명파장에서 이온 신호가 크게 증가하는 것을 볼 수 있고, 공명파장에서 멀어지면 이온 신호가 감소하면서 신호가 사라지는 것을 볼 수 있다. 이러한 신호는 레이저의 파장이 이테르븀의 공명 파장과 일치할 때 이테르븀이 이온화되는 것을 증명하여 준다.

그림 60은 레이저의 파장을 그림 59의 이온신호가 가장 큰 파장과 일치시켰을 때 얻어진 이테르븀의 질량스펙트럼이다. 이온의 질량의 크기에 따라 이온신호가 시간차를 가지고 검출되는 것을 볼 수 있다. 이테르븀은 자연상태에서 7 개의 동위원소를 가지고 있다. 그 동위원소 비는 표 2와 같다. 그러나 그림 60에서 이테르븀의 질량에 따른 신호의 크기가 표 2에서 보이는 자연상태의 동위원소 구성비와 크게 다른 것을 볼 수 있다. 398.8nm의 레이저 파장에서 이온화되는 이테르븀의 동위원소 비가 자연상태의 동위원소 비와 다른 것을 의미한다.

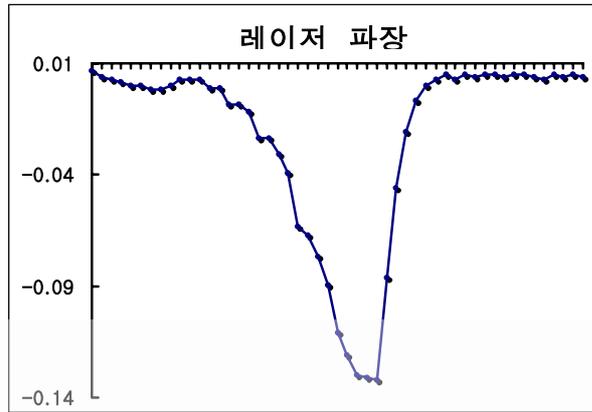


그림 59. 레이저 파장 변환에 따른 이테르븀의 신호
(공명파장 398.8nm에서 최고의 이온신호를 얻을 수 있다.)

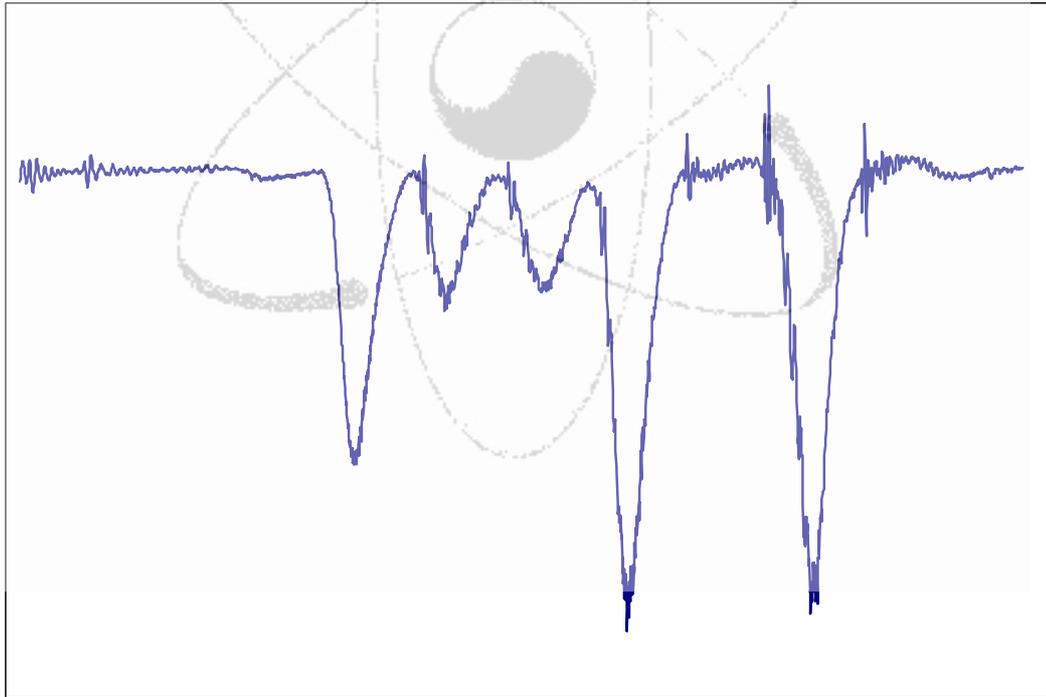


그림 60. 이테르븀과의 공명파장에서 얻은 질량스펙트럼

표 2. 이테르븀의 질량수에 따른 자연상태에서의 동위원소 구성비

동위원소 질량수	168	170	171	172	173	174	176
자연상태의 구성비 (%)	0.135	3.03	14.31	21.82	16.13	41.84	12.73

이테르븀의 안정동위원소는 그 질량수에 따라 공명하는 파장이 약간씩 다른데, 이것을 동위원소 이동이라고 부른다. 그러나 본 연구에서 이용한 1P1 여기준위에서도 이러한 동위원소 이동으로 인하여 레이저 파장과 각 동위원소의 공명파장과의 차이가 생기게 되고 이러한 차이가 각 질량에 따른 이온 신호의 크기를 서로 다르게 하여 준다.

이로써 자외선 영역의 고반복률 펄스형 레이저를 이용하여 이테르븀 원자의 공명 광이온화를 실증하고자 하였던 본 연구의 목표를 달성하였음. 본 연구는 실증의 단계이므로 곧바로 다른 과제에 반영되기는 어렵지만, 절대적인 비교는 어렵지만 획득한 이온 신호도 가시광 영역의 레이저에서 얻어지는 신호보다 작지 않은 것으로 판단되므로 앞으로 여기 및 이온화 파장, 레이저의 세기 등을 변화시키면서 실용성 있는 조건을 찾는 후속 연구가 계속된다면 원자력 산업에 크게 응용될 수 있을 것으로 판단됨. 현재 실증된 연구 내용을 토대로 하여 자외선 영역의 레이저 개발을 추가로 수행할 필요가 있으며, 더불어 레이저 및 공명 이온화 조건 등에 대한 연구도 추가로 이루어질 필요가 있다.

제 3 장 연구개발목표 달성도 및 대외 기여도

본 연구에서는 자외선 영역의 레이저를 개발하고, 개발된 레이저를 이용하여 Yb 원자의 공명 이온화를 실증하는 것이 최종 목표이다. 이를 위하여 지난 해에는 우리 팀에서 이미 개발되었던 연속 발진형 DPSSL (다이오드 레이저 펌핑 고체레이저)을 본 연구에 맞도록 고 반복률의 펄스형으로 개선하는 연구와 개선된 DPSSL로 펌핑되는 사파이어 레이저를 설계 제작하는 연구가 수행되었다. 그 결과 Nd:YAG 레이저 cavity 를 개조하고 빔 quality 를 개선하여 반복률이 5kHz일 때 약 30W의 출력을 얻을 수 있었다. 또한 이 레이저로 펌핑되는 적외선 영역의 Ti:sapphire 레이저를 설계 제작하였다.

지난 해에 이어 당해년도에는 Ti:S 레이저를 제작 발전시키고, 이 레이저빔으로부터 2nd harmonic crystal을 이용하여 자외선 영역의 레이저를 발전시켰다. 실험실에서 사용하던 것을 보완한 질량분석 챔버에 자외선 영역의 레이저빔을 입사시키고, 레이저의 파장을 변환함으로써 Yb 원자의 공명파장과 일치된 파장을 얻을 수 있었고, 이 때 레이저빔을 흡수한 Yb 원자들이 이온화되며, 질량분석기를 이용하여 Yb 원자의 이온신호를 검출하였다.

자체 보완한 DPSSL로 펌핑되는 Ti:S 레이저는 초점거리가 30cm 인 Plane-convex lens를 사용하여 Ti:Sapphire 결정에 DPSSL 레이저빔을 집속하였으며, 레이저빔이 발전되어 외부로 방출될 수 있도록 output coupler로서 80%의 반사율을 가지는 mirror를 사용하였다. 이 때 발전되는 레이저는 100nm 이상의 넓은 파장 영역을 가지고 있으므로 선폭을 축소시키기 위해 1800 gr/mm grating을 사용하였고, 또한 이온화시키려는 원자의 공명선과 같은 파장의 레이저를 발전시켜야 하므로 파장을 변환시킬 수 있도록 tuning mirror를 사용하였다. Ti:Sapphire에서 발전되는 파장 영역은 730nm - 850nm이었으며, self-seeding 형식을 취했을 때 DPSSL 9.0 W 펌핑하는 경우 약 1.1 W(펄스당 에너지 약 1.1 mJ)의 출력을 얻을 수 있었다.

Ti:sapphire 레이저를 SHG(Second Harmonic Generation) 크리스탈에 입사시켜 자외선 영역의 레이저를 발진시켰다. 발진된 자외선 영역의 레이저의 파장 : 380 - 420nm이었으며, Ti:sapphire 레이저 1.0W 펌핑했을 때 자외선 레이저의 출력은 약 150uJ, 출력 레이저 선향은 약 380 MHz이었다.

제작된 자외선 레이저를 이용하여 공명이온화된 Yb 이온을 검출하기 위하여 실험실에서 사용하던 질량분석 장치를 일부 보완하여 사용하였다. 질량분석기에 자외선 영역의 레이저를 입사시켰을 때, 레이저가 지나가는 영역에 존재하는 Yb 원자들의 공명파장과 레이저파장이 일치하면 레이저빔을 흡수한 Yb이 이온화된다. 이온화된 Yb 원자는 주변에 걸여준 전기장의 조건에 의하여 질량분석기의 이온검출기로 이동이 되어 이온신호를 주므로 레이저에 의하여 Yb이 공명이온화되었는 지를 검증할 수 있다. 실험 결과 파장이 398.8nm에서 공명 이온신호를 관측할 수 있었으며, 관측된 이온신호의 세기도 가시광 영역의 레이저에서 관측되는 이온신호보다 작지 않은 것으로 판단되었다. 레이저의 파장을 변화시키면서 얻어진 이온신호의 크기를 보면 Yb 원자의 공명파장에서 이온신호가 크게 증가하는 것을 볼 수 있었으며, 레이저 파장이 398.8nm 부근에서 peak를 가지는 것을 관측하였고 이것은 Yb의 공명 파장과 일치하는 것이다..

이로써 자외선 영역의 레이저를 이용하여 Yb 원자의 공명 광이온화를 실증하고자 하였던 본 연구의 목표를 달성하였다. 절대적인 비교는 어렵지만 획득한 이온 신호도 가시광 영역의 레이저에서 얻어지는 신호보다 작지 않은 것으로 판단되므로 앞으로 여기 및 이온화 파장, 레이저의 세기 등을 변화시키면서 실용성 있는 조건을 찾는 후속 연구가 계속된다면 원자력 산업에 크게 응용될 수 있을 것으로 판단된다.

제 4 장 참고문헌

- [1] W. Koechner, *Solid-state Laser Engineering* Fourth ed., Springer, Berlin, 1995.
- [2] J. Lee, H. J. Moon, J. Yi, and B. Cha, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 38, 315 (1999).
- [3] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conductin of Heat in Solids*, Oxford Univ. Press, London, 1948.
- [4] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley.
- [5] T. W. Hansch, *Appl. Opt.* Vol. 11, 895 (1972).
- [6] M. G. Littman and H. J. Metcalf, *Appl. Opt.* Vol 17, 2224 (1978).
- [7] K. W. Kangas, D. D. Lowenthal, and C. H. Muller III, *Opt. Lett.* Vol. 14, 21 (1989).
- [8] D. K. Ko, G. Lim, S. H. Kim, B. H. Cha, and J. Lee, *Opt. Lett.* Vol. 14, 710 (1995).
- [9] A. J. Merriam and G. Y. Yin, *Opt. Lett.* Vol. 14, 1034 (1998).
- [10] R. A. Herz and J. A. Syage, *J. Chem. Phys.* 100, 9265 (1994)
- [11] R. L. Miller, J. A. Browder, and G. Sanzone, *Rev. Sci. Instrm.* 57, 1523 (1986)

서 지 정 보 양 식

서 지 정 보 양 식							
수행기관보고서번호		위탁기관보고서번호		표준보고서번호		INIS 주제코드	
KAERI/RR-2298/2002							
제목 / 부제		자외선 영역의 레이저를 이용한 공명 광이온화 분광 연구					
연구책임자 및 부서명		한재민, 양자광학기술개발부					
연구자 및 부서명		차용호, 이용주, 박현민, 고도경, 이기태					
출판지	대전	발행기관	한국원자력연구소		발행년	2003. 2.	
페이지	89 p.	도표	있음(O), 없음()		크기	29.7 Cm.	
참고사항	2002년도 기관 고유 사업						
비밀여부	공개(O), 대외비(), __ 급비밀		보고서종류	연구보고서			
연구위탁기관				계약번호			
초록 (15-20줄내외)	<p>본 연구에서는 지난해에 이어 당해년도에는 자체 보완한 DPSSL로 펌핑되는 Ti:S 레이저의 제작을 완료하였다. 발진되는 레이저는 100nm 이상의 넓은 파장 영역을 가지고 있으므로 선폭을 축소시키기 위해 1800 gr/mm grating을 사용하였으며, 이온화시키려는 원자의 공명선과 같은 파장의 레이저를 발진시켜야 하므로 파장을 변환시킬 수 있도록 tuning mirror를 사용하였다. Ti:Sapphire 레이저에서 발진되는 파장 영역은 730nm - 850nm이었으며, self-seeding 형식을 취했을 때 DPSSL 9.0 W 펌핑하는 경우 약 1.1 W(펄스당 에너지 약 1.1 mJ)의 출력을 얻었다. Ti:sapphire 레이저를 SHG 크리스탈에 입사시켜 자외선 영역의 레이저를 발진시켰다. 발진된 자외선 영역의 레이저 파장은 380 - 420nm이었으며, Ti:sapphire 레이저 1.0W 펌핑했을 때 자외선 레이저의 출력은 약 150uJ이었다. 자외선 레이저에 의하여 이온화된 Yb 원자의 이온을 검출하기 위하여 실험실에서 사용하던 질량분석 장치를 일부 보완하여 사용하였다. 실험 결과 파장이 398.8nm에서 공명 이온신호를 관측할 수 있었으며, 관측된 이온신호의 세기도 가시광 영역의 레이저에서 관측되는 이온신호보다 작지 않은 것으로 판단된다.</p>						
주제명키워드 (10단어내외)	Nd:YAG 레이저, 사파이어 레이저, 자외선레이저, 열렌즈효과, 레이저공진기, 공명이온화, 질량스펙트럼,						

BIBLIOGRAPHIC INFORMATION SHEET					
Performing Org. Report No.		Sponsoring Org. Report No.		Standard Report No. INIS Subject Code	
KAERI/RR-2298/2002					
Title / Subtitle		Resonance Ionization Spectroscopy using UV (Ultraviolet) laser			
Project Manager and Department		Han, Jae Min (Laboratory for Quatum Optics)			
Researcher and Department		Y.H.Cha, Y.J.Rhee, H.M.Park, D.K.Ko, K. T. Lee (Lab. for Quatum Optics)			
Publication Place	Taejon	Publisher	KAERI	Publication Date	2003. 2.
Page	89 p.	Fig. & Tab.	Yes(O), No ()	Size	29.7 Cm.
Note	2002 Institute Basic Project				
Classified	Open(O), Restricted(), ___ Class Document		Report Type	Reserach Report	
Sponsoring Org.			Contract No.		
Abstract (15-20 Lines)					
<p>This research completed the manufacturing of the Ti:sapphire laser pumped by a DPSSL that was improved this year. A 1800 gr/mm grating was used to reduce the line width of the laser oscillator which has a wide wavelength over 100 nm, and a tuning mirror was used to tune the wavelength of the laser oscillator to the resonant wavelength of the atomic transition line that was to be ionized. The wavelength range of the Ti:sapphire laser was 730 nm - 850 nm, and output power of approximately 1.1 W (approx. 1.1mJ of energy per pulse) was obtained in the case when pumped by 9.0 W of DPSSL using the self-seeding type. UV oscillation was achieved by second harmonic generation of the Ti:sapphire laser. The wavelength range of UV laser was 380 nm - 420 nm, and the output energy per pulse was approximately 150 uJ when the Ti:sapphire laser was pumped by 1.0 W. In order to detect the Yb photo-ion that was ionized by the UV laser, a mass analyzer that used to be used in the laboratory was partially improved. As a result of the experiment, the resonant ion signal was observed in the 398.8nm wavelength, and it could be concluded that the observed ion signal strength was not smaller than that of the resonance ionization in the visible range.</p>					
Subject Keywords (About 10 words)		Nd:YAG Laser, Ti:saphire, Thermal Lens Effect, UV laser Laser Cavity, Resonance Ionizationr, Mass Spectrum			