



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](#)

2020년 2월
석사학위 논문

레이저 점화기용 수동형 Q-스위칭된
Yb:YAG/Cr:YAG
레이저 출력 특성에 대한 연구

조선대학교 대학원

광기술평학과

김 지 수

레이저 점화기용 수동형 Q-스위칭된
Yb:YAG/Cr:YAG
레이저 출력 특성에 대한 연구

Study on the output characteristics of a passive
Q-switched Yb:YAG/Cr:YAG laser for a laser ignitor

2020년 2월 25일

조선대학교 대학원

광기술평학과

김 지 수

레이저 점화기용 수동형 Q-스위칭된

Yb:YAG/Cr:YAG

레이저 출력 특성에 대한 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함

2019년 10월

조선대학교 대학원

광 기술 공 학 과

김 지 수

김지수의 석사학위논문을 인준함

위원장 조선대학교 교 수 박 종 락 (인)

위 원 조선대학교 교 수 안 태 정 (인)

위 원 조선대학교 교 수 김 현 수 (인)

2019년 11월

조선대학교 대학원

목 차

ABSTRACT

제1장 서 론	1
제2장 이 론	4
제1절 Yb:YAG의 특성	4
1.1. Yb:YAG의 흡수 스펙트럼	4
1.2. Yb:YAG의 형광수명시간	6
1.3. Yb:YAG의 여러 특성	9
제2절 광선전달행렬과 레이저 공진기	10
2.1. 광선전달행렬 (ABCD 행렬)	10
2.2. q 파라미터와 ABCD행렬에 따른 빔의 크기 계산	12
2.3. ABCD행렬에 따른 레이저 공진기 내부의 빔 모드 계산	15
제3절 포화흡수체 Cr:YAG를 사용한 수동형 Q-스위칭된 레이저 특성	18
3.1. Q-스위칭된 레이저	18
3.2. 시간에 따른 Q-스위칭된 레이저 특성	20
3.3. 수동형 Q-스위칭에 사용되는 포화흡수체 Cr:YAG	22
3.4. Q-스위칭된 레이저 출력 특성 평가를 위한 방정식 도출	26

제3장 레이저 점화기용 Q-스위칭된 레이저 설계 및 출력 특성 분석	32
제1절 레이저 점화기용 Q-스위칭된 레이저 구조	32
제2절 Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션	34
2.1. Q-스위칭된 레이저의 수치적 시뮬레이션	34
2.2. Cr:YAG 초기 투과율과 출력 거울 반사율에 따른 출력 특성 시뮬레이션	37
2.3. 공진기 길이과 유효빔 단면적에 따른 출력 특성 시뮬레이션	40
2.4. 공진기 왕복손실에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성	42
제3절 Q-스위칭된 레이저 실험	44
3.1. 펌프 laser LD의 출력 특성	44
가. LD의 출력조사	44
나. ABCD행렬을 통한 레이저 매질에 집속되는 펌프빔 크기 조사	45
3.2. 여러 변수에 따른 Q-스위칭된 레이저 실험	47
가. Cr:YAG의 초기 투과율과 공진기 길이에 따른 출력 특성 조사	47
나. 공진기 길이 60 mm에서 펌프빔 크기와 반사율에 따른 출력 특성 조사	50
다. 공진기 길이 50 mm에서 펌프빔 크기와 반사율에 따른 출력 특성 조사	53
3.3. Q-스위칭된 Yb:YAG 레이저 점화기의 최적화된 출력 특성	55

가. Cr:YAG 초기투과율 80%, 펌프빔 직경 0.348 mm, 반사율 25% 일 때 공진기 길이에 따른 출력 특성	56
나. Q-스위칭된 레이저 펄스의 측정과 Air breakdown 관찰실험, 빔질 측정	57
다. 펌핑되는 시점으로부터 Q-스위칭 펄스가 발진되는 지연시간 측정	58
3.4. 최종 출력 값과 시뮬레이션 값 비교	59
가. 최종 출력 값과 시뮬레이션 비교를 위한 공진기 왕복손실 조사	59
나. 최종 출력 값과 시뮬레이션 비교를 위한 유효빔 단면적 조사	61
다. 최종 출력 값과 수치적 시뮬레이션 값 비교	62
제4장 결 론	63
[참고문헌]	64

그림 목 차

그림 1. (a) 점화 플러그를 이용한 점화시스템, (b) 레이저 점화기를 이용한 시스템.	1
그림 2. Yb:YAG와 Nd:YAG의 흡수스펙트럼.	5
그림 3. 펌프용 온도 변화에 따른 LD의 방출 파장 변화.	5
그림 4. 펌프용 LD의 온도 변화에 따른 Yb:YAG와 Nd:YAG의 흡수율.	6
그림 5. 수명시간에 따른 포화곡선.	7
그림 6. 지연시간 1 ms후에 발진되는 Q-스위칭된 펄스.	8
그림 7. 거리와 렌즈 광학계에 따른 레이저 빔 전파.	10

그림 8. 일반적인 광학계의 광선전달행렬식.	11
그림 9. q 파라미터와 ABCD광학계.	12
그림 10. 각각의 거리에 따른 빔의 크기.	13
그림 11. 빔질이 10일 때 각각의 거리에 따른 빔의 크기.	14
그림 12. 임의의 길이와 곡률, 열 렌즈 효과에 따른 공진기 구조도.	15
그림 13. 공진기 내부의 모드반경 크기.	16
그림 14. 공진기 길이에 따른 공진기 안정조건의 여부.	17
그림 15. 시간에 따른 Q-스위칭된 레이저 특성.	20
그림 16. 광자의 양에 따라 비선형적으로 변하는 Cr:YAG 투과율.	22
그림 17. Cr:YAG의 에너지 레벨.	23
그림 18. Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션과 실험을 위한 중 펄핑 구조인 포화흡수 체 Cr:YAG와 이득매질 Yb:YAG를 사용한 수동형 Q-스위칭된 레이저. (a) 모식도, (b) 구성도.	32
그림 19. Cr:YAG 초기 투과율과 반사율에 따른 시뮬레이션 값 (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 침투 출력.	37
그림 20. Cr:YAG의 초기 투과율에 따른 $n_i - n_f$	38
그림 21. Cr:YAG 초기 투과율과 반사율에 따른 $\ln(n_i/n_f)$	38
그림 22. 유효빔 단면적과 공진기 길이에 따른 시뮬레이션 값. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭 펄스, (c) 침투 출력.	40
그림 23. 유효빔 단면적과 공진기 길이에 따른 E-scale 값.	41
그림 24. 유효빔 단면적과 공진기 길이에 따른 공진기 왕복시간.	41
그림 25. 공진기 왕복손실에 따른 시뮬레이션 값. 펄스 에너지(a), 펄스 폭(b), 펄스 침투 출력(c)	42
그림 26. 전류에 따른 출력 특성. (a) 전류에 따른 전력, (b) 펄스폭 1 ms로 전류를 인가할 때에 따른 QCW 중 펄핑 에너지.	44
그림 27. 중 펄핑 실험 장치 사진.	45
그림 28. 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펄프 광학계 구성도.	45
그림 29. 첫 번째 렌즈 고정, 두 번째 렌즈 초점거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펄프빔 반경.	46
그림 30. R = 30%, 펄프빔 직경($2W_0$) 0.210 mm일 때 Cr:YAG의 초기 투과율과 공	

진기 길이에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성 실험. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 침두 출력, (d) 발진 문턱값. 47

그림 31. R = 30%, 유효빔 직경이 0.210 mm일 때 Cr:YAG의 초기 투과율과 공진기 길이에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성 시뮬레이션. (a) 펄스 에너지, 펄스 폭(b). 48

그림 32. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 공진기 길이 60 mm일 때 펌프빔 직경($2W_0$)과 반사율에 따른 Q-스위칭된 레이저의 단일펄스 출력 특성 실험. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 침두 출력, (d) 발진 문턱값. 50

그림 33. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 공진기 길이 60 mm일 때 유효빔 단면적의 직경과 반사율에 따른 Q-스위칭된 레이저의 단일펄스 출력 특성 시뮬레이션. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭. 51

그림 34. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 공진기 길이 50 mm일 때 펌프빔 직경($2W_0$)과 반사율에 따른 Q-스위칭된 레이저의 단일펄스 출력 특성 실험. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 침두 출력, (d) 발진 문턱값. 53

그림 35. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 펌프빔 직경 0.348 mm, 반사율 25%일 때 공진기 길이에 대한 출력 실험. (a) 펄스 에너지와 펄스 폭, (b) 발진 문턱값. .. 56

그림 36. (a) 최종 출력에서 측정된 펄스 파형, (b) 렌즈에 의해 집속되어 발생한 Air breakdown 사진 57

그림 37. (a) 최종 출력에서의 빔 프로파일, (b) 최종 출력에서 빔질 측정. 57

그림 38. 펌프빔이 시작한 후부터 Q-스위칭 펄스 지연시간 측정. 58

그림 39. 공진기 왕복손실 (Round Trip Loss) 측정값. 59

그림 40. (a) 유효빔 단면적 측정을 위한 모식도, (b) 손실값. 61

그림 41. 최종 반전밀도 n_f 의 계산값. 62

표 목 차

표 1. 수치적 시뮬레이션을 위한 앞에서 도출했던 주요 식. 34

표 2. 수동형 Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션을 위한 물리 상수값. 36

표 3. 두 번째 렌즈의 초점거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펌프빔 직경($2W_0$). 45

표 4. 3.2절에서 도출한 실험 결과표. 55

ABSTRACT

Study on the output characteristics of a passive Q-switched Yb:YAG/Cr:YAG laser for a laser ignitor

Ji Soo Kim

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

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

We successfully constructed a passive Q-switched Yb:YAG laser ignitor pumped using a diode laser with low power and long pulse width. To the best of our knowledge, this is the first study to achieve a quasi-MW output power from an optimized Q-switch Yb:YAG laser ignitor by using a pumping diode laser module emitting at under a power of 23 W. The output pulse energy of our optimized laser is 0.98 mJ enclosed in a 1.06 ns pulse width, corresponding to a peak power of 0.92 MW. To achieve this, we experimentally investigated the dependence of the laser output on cavity length, initial transmittance of Cr:YAG, pump beam size, and output coupler reflectance. On the basis of the experimental analysis, we determined the design parameter values for our laser ignitor. We found that these results approximately agree with the theoretical results. If we can coat the optical component using an ion-beam sputtering method, we can obtain an more increased output pulse energy from our Q-switched laser.

제1장 서론

물질이 빛이나 불꽃을 내면서 빠르게 산소와 결합 반응을 하는 연소과정은 인간 생활의 영역에서 가장 많이 사용하는 에너지 전환 과정이고 이를 위해 연소 혼합물을 점화하는 점화 플러그를 오랫동안 사용해 왔다. 하지만 연료 연소효율 향상과 CO_2 및 오염물질 배출을 줄 일 필요가 있었다. 따라서 기존의 점화 플러그를 사용하는 점화시스템에서 새로운 점화시스템으로 대체하기 위한 연구가 진행되고 있다. 이를 위하여 레이저 점화기에 관한 연구가 대두되었다. 레이저 점화기는 지난 수십 년 동안 기존에 사용되어왔던 점화 플러그를 대체하기 위한 유망한 대체 점화원으로써 많은 연구가 수행되고 있다 [1].

기존의 점화 플러그는 +극과 -극의 고전압 방전에 의해 전기 불꽃을 발생시켜 연소실로 흡입된 연료 혼합물을 점화하게 한다. 점화 플러그의 점화 위치는 실린더의 기하학적 구조에 의해 결정되어 연소실 내부에서 점화되는 지점의 위치가 경직성을 가지게 된다. 따라서 연소실 내부에서 균일한 점화가 발생 되기 어렵고 연소효율이 다소 떨어지는 문제가 있다. 그림 1은 일반적인 점화 플러그를 이용한 점화시스템과 레이저 점화시스템의 구조를 보여주고 있다.

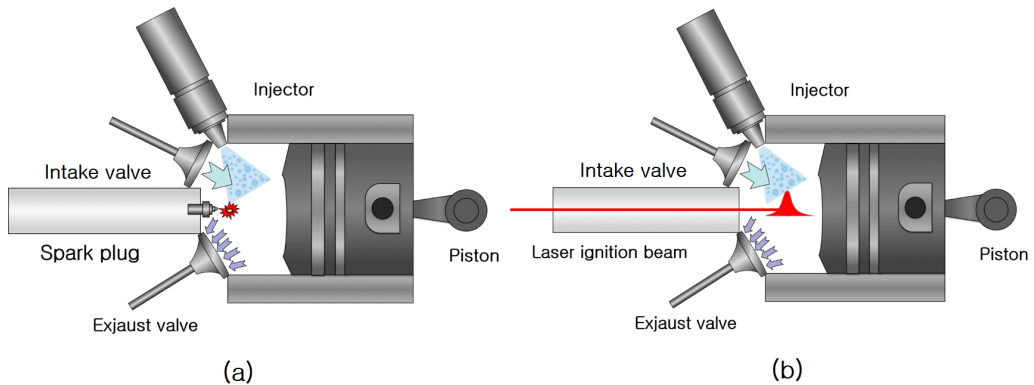


그림 1. (a) 점화 플러그를 이용한 점화시스템, (b) 레이저 점화기를 이용한 시스템.

기존의 점화 플러그는 실린더 안으로 돌출해 있어서 연소 시에 화염의 핵을 소멸시켜 연소를 방해하는 요소로써 작용한다 [2]. 이에 반하여 레이저 점화기는 강력

한 첨두 출력의 레이저 펄스가 렌즈에 의해 집속되어 광학적인 점화를 발생시킴으로써 연료 혼합물을 연소한다. 그림 1(b)에 도시된 레이저 점화기의 점화 위치는 물리적 제약없이 조절이 가능하기 때문에 연소실 내의 최적의 지점에서 점화시킨다. 이에 따라 균일한 점화를 가능하게 하고 또 연소 지속시간을 감소시킬 수 있어 연료의 연소효율을 높이고 오염물질 배기가스 배출을 감소시킬 수 있다 [3, 4]. 그리고 연소실 내부에 전극과 같은 부품이 없어서 연소하는 동안 화염을 소멸시키는 작용이 없고 점화 플러그보다 긴 수명을 가질 것으로 예상된다 [2]. 따라서 레이저 점화기 개발은 연소 과정을 개선하는 매력적인 방법으로 알려져 있다. 이러한 많은 장점으로 레이저 점화기는 차량용 엔진, 열병합 발전엔진, 지상 기반 터빈엔진, 항공 터빈엔진, 로켓엔진, 스크램 제트엔진 또는 고정식 가스엔진에서 활용할 수 있다 [1-4].

레이저가 점화기로 활용되기 위해서는 높은 첨두 출력을 가진 레이저 펄스를 연소실에 집속했을 때 100 GW/cm^2 급의 광 세기가 요구된다 [2]. 이를 위해 레이저 점화용의 강력한 레이저 광 세기를 가진 펄스를 발생하기 위한 방법으로 Q-스위칭 기술을 많이 사용한다. 그리고 기존의 엔진 형태의 구조 변형 없이 점화 플러그만 레이저 점화기로 대체되기 위해서는 기존 점화 플러그의 외형과 유사한 크기가 되도록 레이저 소형화 설계도 필요하다. 이런 조건들을 만족하기 위한 소형화된 Q-스위칭 레이저를 설계하기 위해 주로 종 펌핑된 레이저 공진기 구조를 이용한다 [5]. 따라서 본 연구에서도 소형화된 레이저 점화기를 설계하기 위해 종 펌핑된 Yb:YAG 레이저를 Q-스위칭하는 구조를 이용하였다. 레이저 점화용 레이저 매질 Yb:YAG는 $18\text{ nm} \sim 19\text{ nm}$ 의 넓은 흡수 스펙트럼(Nd:YAG의 약 5배)을 가지고 있기 때문에 외부 온도 변화에 의한 레이저 다이오드(LD) 펌핑법의 파장 변화에도 출력이 안정적으로 발전이 가능하다 [6]. 그리고 Yb:YAG 형광수명시간이 Nd:YAG레이저에 비하여 약 1 ms (Nd: YAG의 약 4배)로 길기 때문에 Nd:YAG에 비해 펌핑 펄스 폭을 오랜 시간 지속시켜 저 출력의 LD로도 많은 양의 에너지를 저장할 수 있어 강한 첨두 출력을 가진 Q-스위칭 펄스를 발전시킬 수 있는 장점이 있기 때문에 본 연구의 레이저 매질로 활용하였다 [5]. 따라서 본 연구에서는 종 펌핑된 Q-스위칭된 Yb:YAG 레이저를 레이저 점화기 성능을 가질 수 있도록 설계하였다. 공진기를 설계하기 위해 주요변수인 Cr:YAG의 초기 투과율, 공진기 길이, 출력 거울 반사율, 펌프빔 직경에 대한 출력 특성을 조사하였다. 본 연구에 사용된

레이저 공진기에서는 LD는 저출력인 23 W미만, Cr:YAG 초기 투과율 80%, 반사율 25%, 펌프빔 직경 0.348 mm, 공진기 길이 9 mm에서 가장 높은 첨두 출력(0.92 MW)이 발진되었다. 이때 펄스 폭은 1.064 ns, 펄스 에너지는 0.98 mJ이다. 점화 플러그 위치와 점화 위치 사이의 거리를 고려한 초점거리 25.4 mm 렌즈를 사용했을 때 Air Beakdown이 발생함을 관측했고 이때의 광 세기는 약 90 GW/cm^2 이다. 본 연구에서는 30 W급 저출력 LD 모듈을 사용해도 강한 첨두 출력을 가지는 Q-스위칭 펄스를 구현하였다. 이것은 더 실용적인 소형 레이저 점화기의 제작 가능성을 보여준다.

제2장 이론

제1절 Yb:YAG의 특성

1.1. Yb:YAG의 흡수 스펙트럼

레이저 점화기는 일반적인 레이저들과는 온도 변화가 심한 환경에서 사용된다. 따라서 외부의 온도 변화에도 무리 없이 레이저가 작동되기 위해서는 온도 변화에 영향을 받지 않는 이득매질 선정 및 공진기 설계가 필요하다. 일반적으로 레이저를 설계할 때 레이저 이득매질이 잘 흡수할 수 있는 파장이 필요하고, 그러한 요구조건을 만족하는 펌프용 레이저 다이오드(LD)를 알맞게 구입하여 레이저를 설계해야 한다. 레이저 점화기용 매질로는 주로 Yb:YAG와 Nd:YAG을 이용한다. Yb:YAG 같은 경우는 940 nm를 방출하는 LD를, Nd:YAG 같은 경우에는 808 nm를 방출하는 LD를 이용한다 [5]. 그러나 온도 변화에 따라 LD는 방출 파장이 바뀌는 특성을 가지고 있다. 이와 같은 LD의 특성으로 인해 주변온도가 변하면 레이저 이득매질이 원하는 흡수파장과 LD의 파장이 일치하지 않게 되어 레이저 출력이 불안정하게 된다. 즉, 레이저 점화기 성능의 신뢰성을 보장할 수 없게 된다. 하지만 Yb:YAG는 보편적으로 많이 사용되는 이득매질인 Nd:YAG에 비하여 LD의 온도 변화에 따른 파장 변화에도 크게 영향을 받지 않는 장점이 있다. 이것은 Yb:YAG의 넓은 흡수 스펙트럼 폭 때문이다. 그림 2는 입사하는 펌프용 광원의 파장에 따른 Yb:YAG와 Nd:YAG의 흡수계수를 나타낸다. 그림 3은 온도 변화에 대한 펌프용 LD의 방출 파장 변화를 보여주고 있다.

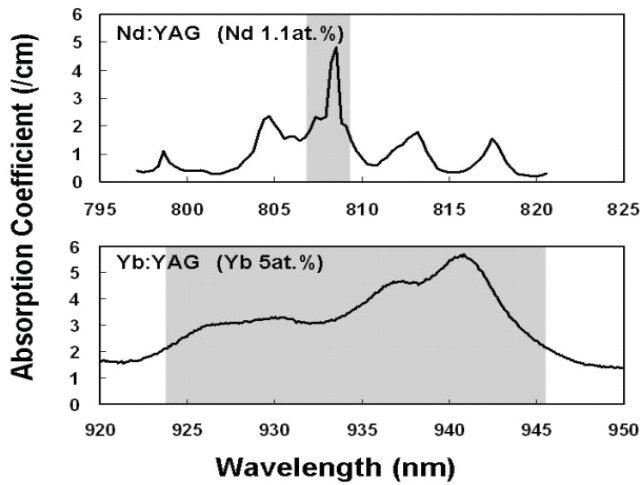


그림 2. Yb:YAG와 Nd:YAG의 흡수스펙트럼 [10].

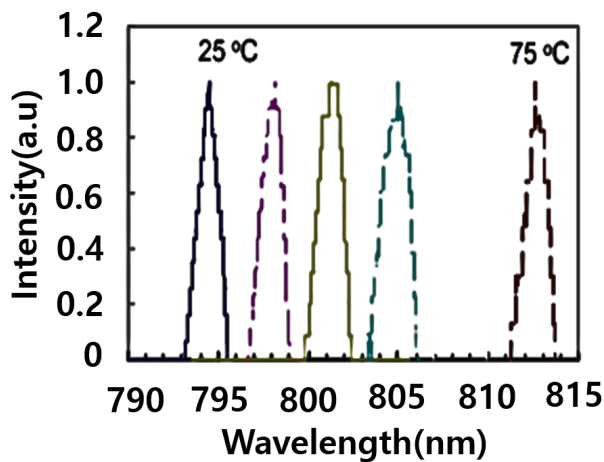


그림 3. 온도 변화에 따른 LD의 방출 파장 변화 [17].

그림 2를 보면 Nd:YAG에 비하여 Yb:YAG는 약 5배의 19 nm의 넓은 파장흡수 스펙트럼 폭을 가지고 있다. 일반적으로 레이저 매질에서 펌프광의 흡수가 최적화 되기 위해서는 펌프광원은 일정한 온도를 유지시켜주어야 하지만, 극한적인 온도 변화환경에서는 일반적으로 펌프광원의 온도를 정상상태로 일정하게 유지하기 어려운 점이 있다. 따라서 그림 3과 같이 온도 변화에 따라 LD에서 방출하는 파장 변화가 발생하게 되어 레이저 출력이 불안정하게 할 수 있다 [17]. 일반적으로 사용하는 Nd:YAG는 흡수 스펙트럼 폭이 좁기 때문에 온도 변화가 심한 환경에서 사

용하기에는 적절하지가 않다. 그에 비하여 Yb:YAG는 넓은 흡수 스펙트럼 폭을 가지고 있기 때문에 어느 정도의 온도 변화가 있는 환경에서도 레이저 매질의 광 흡수율이 민감하게 반응하지 않는 장점을 가지고 있다. 그림 4를 보면 온도를 15 °C에서 45 °C까지 올렸을 때에 대한 Nd:YAG와 Yb:YAG의 흡수율에 대해서 나타나고 있다. Nd:YAG는 온도에 따라 흡수율이 많이 변화하는 반면에 Yb:YAG는 외부의 온도 변화에서도 80% 이상의 흡수율을 가지는 것을 보여준다. 이것으로부터 Yb:YAG 매질이 안정적인 흡수와 레이저 발진이 가능하다는 것을 알 수 있다.

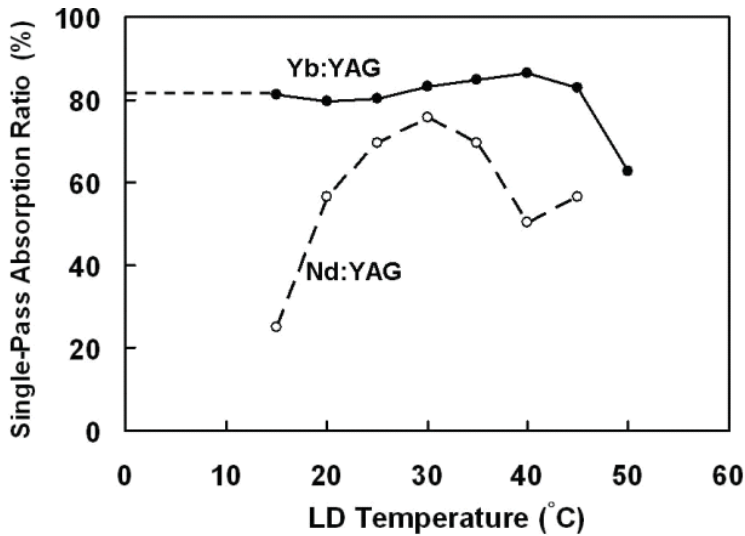


그림 4. 펌프용 LD의 온도 변화에 따른 Yb:YAG와 Nd:YAG의 흡수율 [10].

1.2. Yb:YAG의 형광수명시간

Yb:YAG는 형광수명시간이 약 1 ms로 잘 알려져 있다 [5]. 이는 형광수명시간 동안 많은 에너지를 저장할 수 있음을 뜻한다. 기존의 대부분의 레이저 점화용으로 설계된 Q-스위칭된 고출력 레이저들은 100 W이상의 고출력을 가진 LD를 사용하였다 [6-8]. 강한 첨두 출력의 레이저 펄스를 얻기 위해서 이득매질의 상위준위에 최대한 많은 에너지를 저장해야 한다. 다시 말해서 Q-스위칭 펄스가 발생하기 전에 펌프광에 의하여 최대한 많은 여기된 전자들이 상위준위에 머무르게 해야 한다는 것이다. 보편적으로 많이 사용하는 매질인 Nd:YAG의 경우 상위준위의 수명시간이 Yb:YAG에 비하여 약 4배 짧은 230 μ s이기 때문에 이러한 짧은 수명시간 안

에만 에너지를 저장할 수밖에 없다. (수명시간 이후에는 Q-스위칭된 펄스의 시작하기 전 형광손실 및 자발방출손실이 크게 나타난다.) 따라서 단시간에 한꺼번에 많은 에너지를 공급해야 하므로 100 W이상의 고출력 LD를 사용하는 것이다. 아래의 식 (1)은 펌핑펄스를 사각파라고 가정하고 펌핑펄스의 끝에 상위준위에 있는 전자밀도를 나타낸다.

$$n_2(t_p) = n_g W_p \tau_f [1 - \exp(-t_p/\tau_f)] \quad (1)$$

여기서 n_2 는 상위준위의 밀도, n_g 는 바닥준위의 밀도, W_p 는 펌핑율, τ_f 는 형광수명시간, t_p 는 펌핑 펄스 폭이다. $n_g W_p t_p$ 는 상위준위로 올라간 모든 이온의 양이다 [5]. 아래의 그림 5는 위의 식 (1)에 대하여 펌프 펄스 폭에 따른 상위준위로 올라간 이온을 나타낸 것이다. 이득매질의 모든 특성이 같고 형광수명시간(τ_f)만 각각 1 ms와 230 μs 로 다르다고 가정했을 때 시간에 따른 상위준위의 상승과 포화곡선은 다음과 같다.

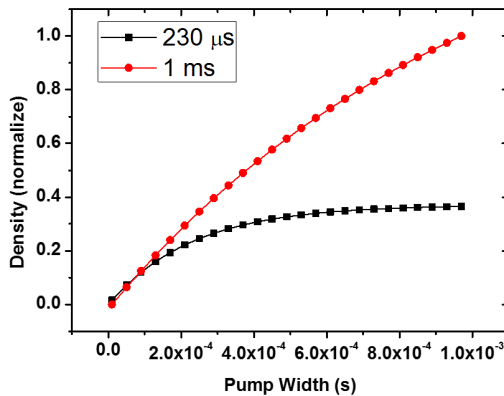


그림 5. 수명시간에 따른 포화곡선.

그림 5를 보면 상위준위의 전자밀도가 형광수명시간이 1 ms인 경우인 경우 펌핑 펄스가 1 ms까지도 계속 상승하는 것을 볼 수 있다. 이와 반대로 230 μs 인 경우 1 ms보다 훨씬 전인 시간인 230 μs 근방에서 포화 되어 전자밀도가 상승하지 않는 것을 알 수 있다. 이 이상의 시간 이후에는 아무리 펌핑을 주어도 형광의 자발방출로 인하여 상위준위에 전자의 밀도가 상승하지 않는다. 아래의 식(2)은 Q-스위칭된 펄스가 시작할 때, 흡수된 펌핑 광원 에너지에 대한 상위준위에 저장된 에너지

정도를 나타내는 비율이다.

$$\eta_{St} = \frac{[1 - \exp(-t_p/\tau_f)]}{t_p/\tau_f} \quad (2)$$

여기서, η_{St} 는 저장효율이다. 만약 여기서 펌핑펄스 폭을 형광수명시간과 같게 한다면, ($\tau_f=t_p$) η_{St} 는 0.63이다. 분명히 짧은 펌프 펄스는 Q-스위칭된 레이저의 전체적인 효율을 상승시킨다. 그러나 이것은 LD의 입장에서 본다면 큰 부담의 요소이다. 왜냐하면 LD의 펌프는 더 높은 침투 출력에서 작동해야 하기 때문이다 [5]. 하지만 앞에서 언급한 바와 같이 Yb:YAG는 Nd:YAG에 비하여 4배 더 긴 약 1 ms의 긴 수명시간 동안 에너지를 계속 저장할 수 있기 때문에 저장할 수 있는 여유시간이 많아서 비교적 저출력인 30 W의 LD로도 상위준위에 많은 에너지를 저장할 수 있다. 이러한 점은 Yb:YAG를 사용한 Q-스위칭된 레이저 구조에서 저출력의 펌핑 광원으로라도 충분히 강한 출력의 Q-스위칭된 펄스를 구현하는 것에 대한 가능성을 제공해준다. 아래의 그림 6과 같이 비교적 출력이 낮은 30 W 출력의 LD에서, 펌핑이 시작된 후 Q-스위칭된 레이저 펄스가 방출되는 지연시간을 형광수명시간인 1 ms에 가깝게 유도하여 설계한다면 충분히 저출력의 LD로도 고 출력의 레이저 펄스를 구현할 가능성을 기대할 수 있다.

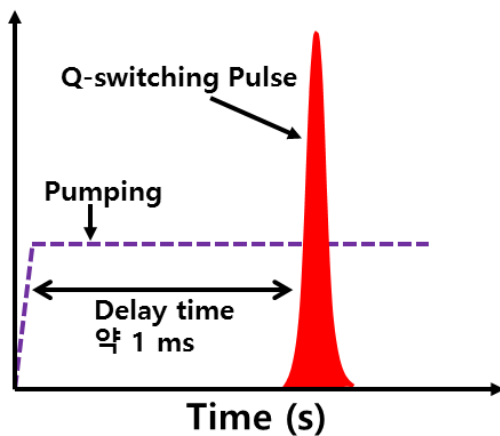


그림 6. 지연시간 1 ms후에 발진되는 Q-스위칭된 펄스.

이러한 Yb:YAG의 형광수명에 대한 장점에도 불구하고, 많은 선행 연구에서 Yb:YAG를 사용한 높은 출력의 Q-스위칭된 레이저에서도 또한 100 W이상의 레이저를 사용하였다. 우리가 지금까지 알고 있는 선행연구에서 Yb:YAG의 형광수명시간에 대한 짧은 언급만 되어있고 긴 형광수명시간의 이점을 최대한 활용하였다는 연구사례는 없다 [6-8]. 따라서 Yb:YAG의 형광수명시간을 최대한 활용하여 펄스가 나오는 지연시간을 최대한 길게 한다면, 저출력 펌프광원을 사용하더라도 고출력 레이저 펄스를 발진시킬 수 있는 가능성을 유추할 수 있다.

1.3 Yb:YAG의 여러 특성

앞에 언급한 것 이외에도 Yb:YAG 이득매질은 여러 특징이 있는데 대표적인 것들은 준 3준위(Quasi-three-Level)로 Yb:YAG에서 발생하는 열은 Nd:YAG에 비해 30% 정도밖에 되지 않아서 열에 의한 복굴절이나 파손 또는 열 렌즈 효과를 완화할 수 있다. 그리고 빔질 또한 우수하며 호스트 물질인 YAG에 단위 부피당 보다 많은 도핑물질인 Yb를 첨가할 수 있어 레이저 공진기 길이를 훨씬 더 소형화하여 설계할 수 있는 장점이 있다 [5]. 따라서 본 연구에서는 앞서 말한 여러 장점들을 가진 것을 고려하여 Yb:YAG를 레이저 점화기의 이득매질로 선정하였다.

제2절 광선전달행렬과 레이저 공진기

2.1. 광선전달행렬 (ABCD행렬)

레이저 빔이 공진기 구조의 광학계나 자유공간에서 다양한 렌즈나 거울 등의 광학계와의 상호작용을 분석하는 것은 레이저의 특성을 조사할 때 매우 중요하다. 다양한 광학 구조를 통한 근축광선의 전파로 이러한 상호작용을 분석할 수 있고 이때 이용되는 것이 광선전달행렬이다 [9]. 이 행렬은 가우시안 빔의 전파와 공진기를 설명하고 분석하는데 유용하다. 예를 들어 초점거리 L_1 을 가지는 렌즈로 진행하는 레이저 빔을 가정한다면 그림 7과 같이 나타낼 수 있다.

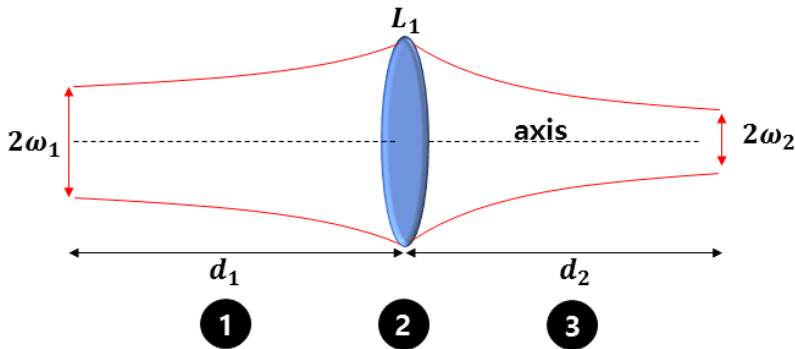


그림 7. 거리와 렌즈 광학계에 따른 레이저 빔 전파.

여기서 $2w_1$ 는 처음의 가우시안 빔 직경이고 $2w_2$ 는 렌즈에 의해 새로 생긴 허리에서의 빔 직경이다. 일반적으로 빔 허리(waist)은 빔의 반경(w_1)이다. d_1, d_2 는 각각 $2w_1$ 에서부터 렌즈까지의 거리, 렌즈에서 새로 형성된 빔 허리(w_2)까지의 거리이며 L 은 렌즈의 초점거리이다. $2w_2$ 를 구하기 위해서는 광선전달행렬과 q 파라미터 이용하면 매우 쉽게 구할 수 있다. 먼저 각각의 순서에 대한 광선전달행렬은 다음과 같다.

$$\begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/L_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

광선전달행렬은 순서가 뒤에서부터 시작한다. d_1 이 들어간 제일 오른쪽 행렬은 ❶의 과정에서의 행렬이고 레이저 빔이 d_1 만큼의 거리를 진행했을 때의 변화를 나

타내며 L 이 들어간 ②의 과정의 행렬은 레이저 빔이 렌즈를 통과할 때의 겪는 변화를 나타낸 것이고 ③과정은 렌즈를 통과한 후 거리를 진행했을 때의 행렬이다. 이 행렬을 다 합치면 아래와 같이 하나의 행렬로 나타낼 수 있다.

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{d_2}{L} d_1 - \frac{d_1 d_2}{L} + d_2 \\ -\frac{1}{L} & -\frac{d_1}{L} + 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

이러한 4가지 행렬요소를 가우시안 상수라고 한다. 이러한 하나의 2×2 행렬로 나타내어 복잡한 광학요소들을 하나의 행렬로 표현이 가능하다. 아래의 그림은 일반적인 광학계의 ABCD행렬을 나타낸다.

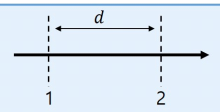
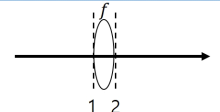
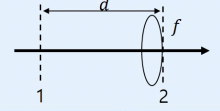
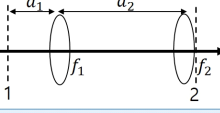
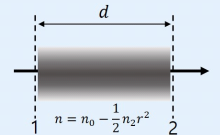
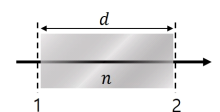
NO	광학계	광선 전달 행렬식
1		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$
2		$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{vmatrix}$
3		$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{vmatrix}$
4		$\begin{vmatrix} 1 - \frac{d_2}{f_1} & d_1 + d_2 \frac{d_1 d_2}{f_1} \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d_2}{f_1 f_2} & 1 - \frac{d_1}{f} - \frac{d_2}{f_1} - \frac{d_1}{f} + \frac{d_1 d_2}{f_1 f_2} \end{vmatrix}$
5		$\begin{vmatrix} \cos \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} d & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} \sin d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \\ -\sqrt{n_0 n_2} \sin d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} & \cos d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \end{vmatrix}$
6		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$

그림 8. 일반적인 광학계의 광선전달행렬식 [9].

2.2. q 파라미터와 ABCD행렬에 따른 빔의 크기 계산

광학계를 분석하기 위해서 q 파라미터는 매우 중요하다. q 파라미터를 알면 어떤 지점의 빔 크기를 계산할 수 있다. q 파라미터를 나타내는 그림은 다음과 같다 [9].

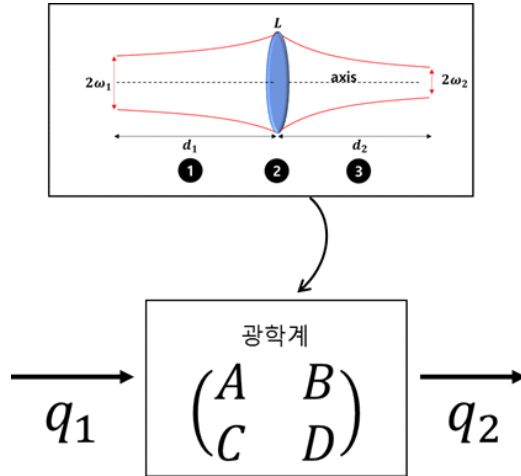


그림 9. q 파라미터와 ABCD광학계.

q_1 은 광학계에 입력되기 전의 항이고 q_2 는 광학계의 과정을 거친 후의 항이다. 두 항의 관련 식은 다음과 같다.

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_2 + D} \text{ or } \frac{1}{q_2} = \frac{C + D/q_1}{A + B/q_1} \quad (5)$$

q 항은 복소수로 이루어져 있으며 그 중 빔 허리에 복소수 항은 허수이고 이에 따라 q_1 과 q_2 의 허수 항은 다음과 같이 정의된다.

$$q_1 = j \frac{\lambda}{\pi \omega_1} \text{ 과 } q_2 = j \frac{\lambda}{\pi \omega_2} \quad (6)$$

식 (5)과 식(6)을 바탕으로 ω_2 에 대해 정리하면 식은 다음과 같다.

$$\omega_2 = \omega_1 \sqrt{A^2 + B^2 \left(\frac{\lambda}{\pi \omega_1^2} \right)^2} \quad (7)$$

위의 식을 바탕으로 예를 들어 파장이 1000 nm이고 d_1 의 길이가 200 mm, 초점거리가 50 mm, ω_1 이 0.325 mm, 빔질(M^2)이 1이라면 d_2 의 길이에 따른 빔의 크기와 각각의 항에 대한 빔의 크기는 그림 10과 같다.

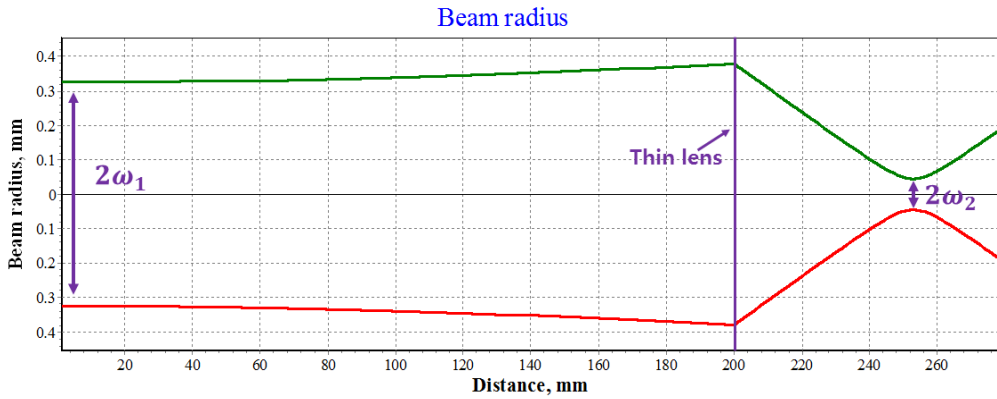


그림 10. 각각의 거리에 따른 빔의 크기.

만약 ω_1 의 빔질이 1이 아니고 10이라면 원래의 ω_1 에 $\sqrt{10}$ 을 나눈 후에 위의 식의 오른쪽 항에 $\sqrt{10}$ 을 다시 곱하여 빔질이 고려된 ω_2 를 구할 수 있다. 빔질이 1일 때와 10일 때 각각의 ω_2 의 값은 0.045 mm, 0.1 mm이며 이는 빔질이 높을수록 발산 각이 커져서 의해서 렌즈에 의해 모이는 ω_2 의 값이 큰 것을 알 수 있다. 아래의 그림은 빔질에 따른 변형된 각각의 거리에 따른 빔의 크기이다.

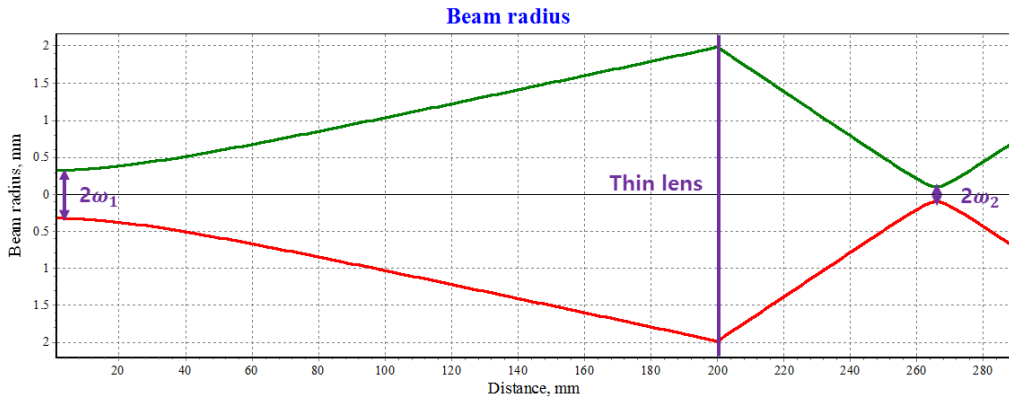


그림 11. 빔질이 10일 때 각각의 거리에 따른 빔의 크기.

2.3. ABCD행렬에 따른 레이저 공진기 내부의 빔 모드 계산

레이저 공진기 내부의 빔 모드 또한 ABCD행렬을 통하여 구할 수 있다 [9]. 예를 들어 레이저 빛에 해당하는 파장에 대해서 100% 반사코팅 되어있는 전반사 거울 (full-mirror) M1과 출력 거울 M2가 모두 오목거울로 되어있고 반지름을 각각 R_1 , R_2 로 가정하고, 공진기 중심에 이득매질이 펌핑광의 열 렌즈 효과로 초점길이 f 의 열 렌즈 효과를 가진다고 가정하고 공진기의 길이는 d_1+d_2 라고 가정하면 공진기 구조도는 아래의 그림과 같다.

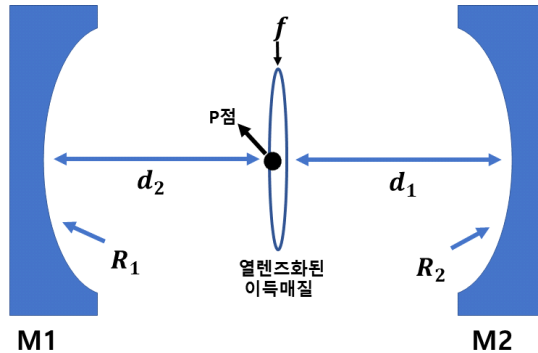


그림 12. 임의의 길이와 곡률, 열 렌즈 효과에 따른 공진기 구조도.

위의 공진기의 그림에서 이득매질부터 시작해 공진기를 왕복했을 때까지의 광선 전달행렬은 다음과 같다.

$$\begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

이러한 식의 각각의 행렬을 모두 곱한 최종행렬식에서 A와 D의 항은 공진기가 발진하기에 안정조건이 되기 위해 아래의 공진기 안정조건 식을 만족해야만 한다.

$$-1 \leq \frac{A+D}{2} \leq 1 \quad (9)$$

가우시안 빔이라고 가정하였을 때, 공진기 내부의 모드의 크기는 식 (10)과 같다.

$$\omega_L^2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{2|B|}{\sqrt{4 - (A+D)^2}} \quad (10)$$

만약 출력 거울(M2)에서의 모드의 크기를 구하고 싶다면 위의 행렬식 처음에 얇은 렌즈의 행렬과 d_1 만큼의 진행행렬을 곱하고 그 A와 D항을 식 (9)에 대입하면 간편하게 구할 수 있다. 만약 공진기 길이가 80 mm이고 열 렌즈에 의하여 이득매질이 180 mm의 초점거리를 가지게 되고 전반사 거울과 출력 거울이 각각 1000 mm의 곡률반경을 가지고 빔질이 1이라고 하였을 때 공진기 내부의 모드의 크기는 아래의 그림과 같이 나타낼 수 있다.

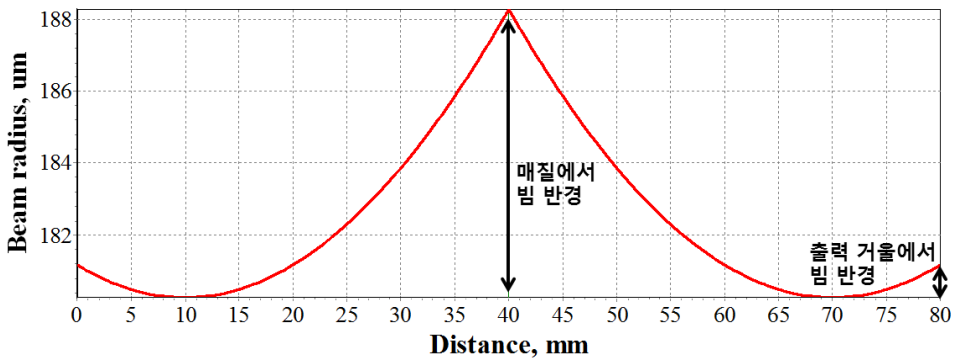


그림 13. 공진기 내부의 모드반경 크기.

그림 13의 구조는 공진기 안정조건 식에 따라 각각의 값은 -0.001 임으로 공진기 안정조건에 포함된다. 아래의 그림 14는 d_1 의 길이에 따라 공진기 안정조건 식에 포함되는 여부를 알 수 있다.

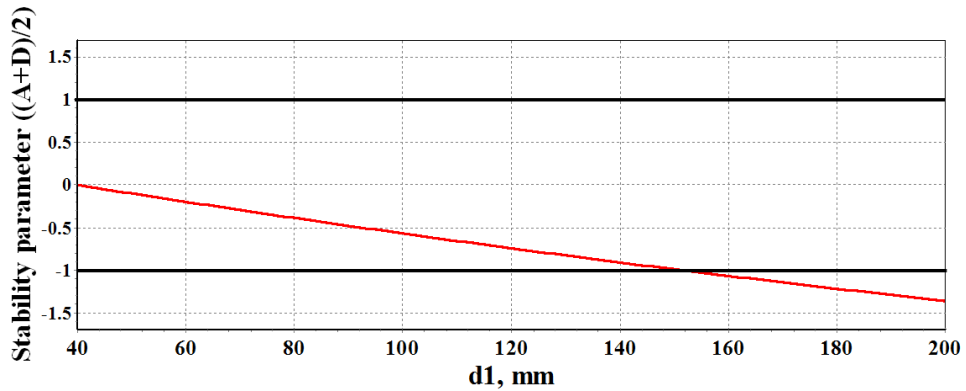


그림 14. 공진기 길이에 따른 공진기 안정조건의 여부.

d_1 의 길이가 0 mm에서 150 mm까지는 공진기 안정조건에 포함되지만 그 이후로는 공진기 안정조건에 포함되지 않는 것을 알 수 있다. 따라서 150 mm이상부터는 불안정한 공진기가 되거나 발진이 되지 않거나 불안정 공진기가 될 가능성이 크다. 따라서 레이저를 발진시키기 위해서는 d_1 의 길이를 150 mm이하로 줄이거나 거울의 곡률반경이나 공진기 내부의 렌즈 삽입 등을 통하여 공진기 안정조건에 충족할 수 있도록 레이저를 설계해야 한다.

제3절 포화흡수체 Cr:YAG를 사용한 수동형 Q-스위칭된 레이저 특성

3.1. Q-스위칭된 레이저

Q-스위칭된 레이저 펄스는 거대(Giant) 펄스라고도 불린다. 그만큼 거대하고 강력한 첨두 출력을 가진 레이저 펄스를 말한다. Q-스위칭된 레이저에 대한 이해를 위해서, Q-스위칭된 레이저 도입 전에 일반적인 레이저의 발진 원리에 대해서 알아볼 필요가 있다. 레이저가 발진되기 위해서는 레이저의 이득 값이 레이저 공진기에서 발생하는 손실을 초과해야만 한다. 이러한 손실을 결정하는 매개변수로는 출력 거울의 반사율, 전반사 거울의 손실, 이득매질의 재흡수 및 산란 손실 등이 있다. 이득 값이 이러한 손실을 초과하여 레이저의 발진 문턱값을 초과하면 공진기 내의 광자밀도는 이 시점으로부터 계속 커지게 된다. 이렇듯 레이저 발진을 위해서는 공진기내에 고유하게 존재하는 손실을 극복할 만큼 이득이 커져야 한다. 반면에 Q-스위칭 기술의 첫 번째 핵심은 인위적으로 공진기 내부에 매우 큰 손실을 주어 레이저가 발진하지 않도록 하는 것이다. 다시 말하면 공진기 내부에 추가적으로 손실을 유도하는 광학소자를 삽입하여 인위적인 공진기 손실을 발생시킨다. 이렇게 하여 레이저 발진 문턱 값을 인위적으로 상승시켜 레이저 매질에 에너지가 쌓이도록 유도한다. 인위적인 손실을 발생시키기 위해 공진기 내부에 능동형 Q-스위칭 광학소자나 수동형 Q-스위칭 광학 매질을 삽입한다. 공진기 내부에 손실장치를 삽입함으로써 레이저 매질 상위준위에 여기된 전자가 쉽게 유도방출이 되지 않게 된다. 따라서 상위준위로 여기된 전자들은 유도방출되기 어려워 여기된 전자의 밀도가 연속발진 레이저에 비하여 매우 많이 쌓이게 된다. 이 때를 'Q 값은 낮다'라고 말한다. Q값은 공진기 내부에 한 번 왕복시간 동안 레이저 매질에 저장된 에너지와 공진기 내부 손실에 의한 손실되는 에너지의 비율이다. Q-스위처에 의해 공진기 내부에 많은 광자(에너지)의 손실이 발생하는 반면에 레이저 매질에 저장된 에너지는 높아진다. 따라서 Q 값이 낮은 상태가 된다. Q-스위칭의 두 번째 핵심은 임의적으로 주었던 공진기 손실을 짧은 순간에 제거하고 고유의 레이저 공진기 손실 상태로 복원시켜서 Q 값을 높게 하는 것이다. Q 값이 높은 상태로 변환되는 과정에서 레이저 매질은 공진기 발진 문턱 보다 매우 높은 이득 값을 가지게 된다. 이로 인해 노이즈로부터 출발하는 레이저 신호는 높은 이득 값에 의해 큰 펄스 형태

로 자라면서 발전하게 된다. 이 펄스는 ns영역에서 ps영역의 아주 예리한 펄스 폭을 가지며 연속발전 레이저보다 몇 십배에서 몇 백배 더 강한 첨두 출력을 가진 에너지를 갖게 된다. 이러한 강력한 첨두 출력의 이점 따라 Q-스위칭된 레이저 기술은 원격감지, 거리 측정기, 오염감지, 라이더, 재료가공, 의료시스템, 레이저 점화기 등등 산업에 적용하는 데에 있어 매력적인 기술로 알려져 있다 [1, 5].

3.2. 시간에 따른 Q-스위칭된 레이저 특성

그림 15는 앞서 말했던 것을 시간에 따라 Q-스위칭된 레이저의 동작에 대해서 나타내고 있다 [5]. Q-스위칭 동작은 시간에 따라서 펌핑 소스와 공진기 내부의 손실, 공진기 내부의 반전밀도, 공진기 내의 광자의 양이 유기적으로 연결되어있다.

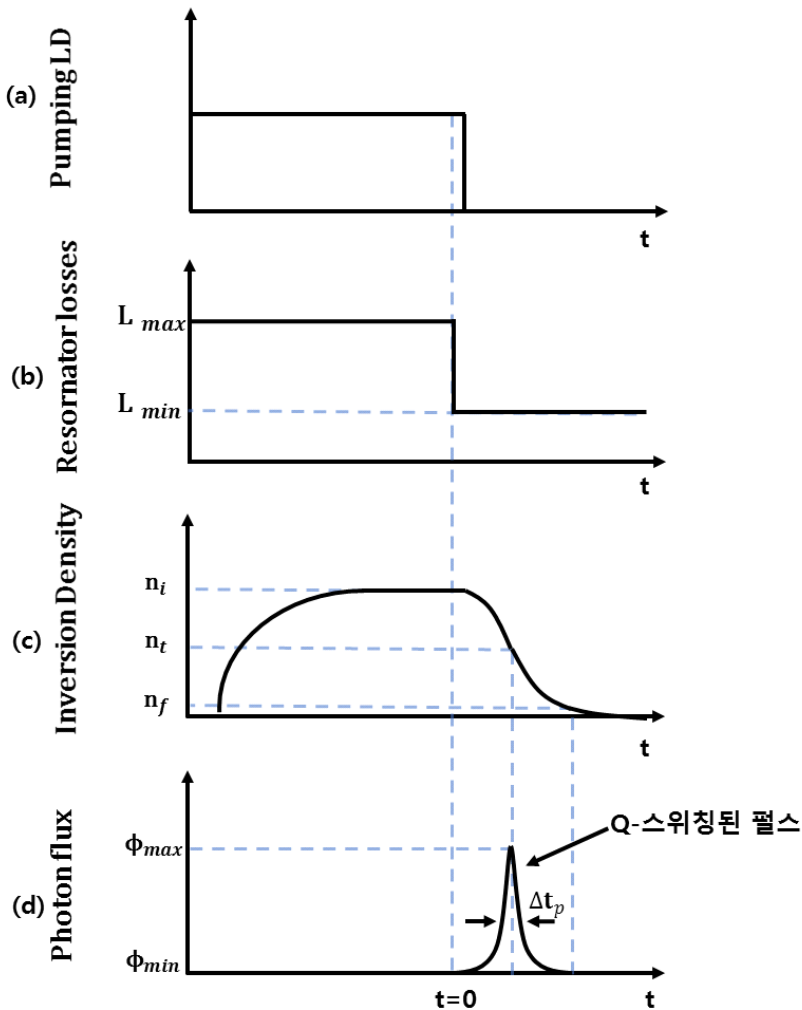


그림 15. 시간에 따른 Q-스위칭된 레이저 특성 [6].

처음에 펌핑을 계속 주어도 레이저 발진은 일어나지 않는다. 그 이유는 공진기 내부에 삽입되어 레이저 발진이 되지 않도록 공진기 내부에 있는 손실을 인위적으

로 L_{max} 만큼 높게 하였기 때문이다. 그림 15(a)에서 LD는 계속 펌핑을 하고 있고, 그림 15(b)는 인위적인 손실을 주고 있어서 그림 15(d)와 같이 공진기 내부에 광자가 쌓이지 않는다. 이때의 공진기 광자밀도는 ϕ_{min} 이다. 광자의 손실 때문에 그림 15(c)와 같이 전자들은 유도방출되지 않고 계속 상위준위에 머무르고 또 상위준위에 많은 여기된 전자가 쌓인다. 따라서 상위준위에 전자밀도가 n_f 에서 n_i 를 향해서 상승한다. 여기서 n_i 는 Q-스위칭 펄스가 시작되는 지점의 밀도인 초기 반전밀도라고 하고 n_f 는 Q-스위칭 펄스가 끝나는 지점이므로 최종반전밀도라고 한다.

그 후에 그림 15(c)에서 펌핑에 의하여 반전밀도가 최대값인 n_i 에 도달하게 되는 $t=0$ 지점이 될 때, 공진기는 높은 Q값으로 전환되어 그림 15(b)와 같이 손실은 최소인 L_{min} 가 된다. 이때 반전 밀도는 n_i 에서 n_t 를 거친 후 n_f 로 떨어지게 된다. n_t 는 정상적 레이저 동작 상태일 때의 반전 문턱값에 해당한다. n_t 값에서 광자의 밀도는 최대값인 ϕ_{max} 가 되고 이 시점 이후로 광자의 밀도는 감소되고 공진기 내에 남아있는 광자는 남아있는 여기상태에 있는 전자를 빠르게 유도방출하고 0에 가까운 ϕ_{min} 으로 가게 된다. 공진기 내부에 광자들이 비약적으로 증가하는 과정을 통해 Q-스위칭된 펄스가 방출된다.

공진기 손실이 최대일 때는 다음과 같이 식(11)와 같이 나타낸다.

$$L_{max} = -\ln R + \delta + \zeta(t) \tag{11}$$

여기서 R 은 출력 거울의 반사율이며, δ 는 산란, 회절, 흡수, 전반사 거울의 잡다한 손실들을 고려한 항이며, $\zeta(t)$ 는 Q-스위처에 의한 손실이다. L_{min} 일 때는 $\zeta(t) \approx 0$ 이 된다. Q-스위처 손실 ζ 을 만들기 위해서는 여러 방법이 있는데 크게 능동적 방법 그리고 수동적 방법으로 분류된다.

능동적 방법의 대표적인 것은 높은 전압이나 전기광학 드라이버 또는 RF 발생기를 이용하여 외부에서 Q 값을 변화시킨다. 이에 반하여 수동적 방법의 대표적인 것은 공진기 내부에 포화흡수체를 삽입하는 것이다. 수동형 Q-스위칭된 레이저는 Q-스위처의 투과율이 광자 량에 의존하여 포화되는 메커니즘에 의해 작동된다. 능동형에서 수동형 Q-스위칭 기술로 대체되면 레이저는 다른 부피가 큰 기계나 광학기기가 필요하지 않아서 훨씬 간편하고 조밀한 설계의 이점을 제공한다 [5].

3.3. 수동형 Q-스위칭에 사용되는 포화흡수체 Cr:YAG

수동형 Q-스위칭된 레이저에 사용되는 Q-스위처인 포화흡수체는 광자 량에 따라 투과율이 변화하는 특성을 가지고 있다. 이러한 특성에 의해 자체적으로 스위칭 되는 것이기 때문에 능동형 Q-스위처인 높은 전압이나 전기광학 드라이버 또는 RF 발생기가 필요하지 않다. 그러므로 능동형 기술에서 수동형 기술로 대체되면 레이저는 훨씬 간편하고 조밀한 설계의 이점을 제공한다. 그림 16은 광자 량에 따라 투과율이 비선형적으로 변하는 포화흡수체의 특성을 보여 주고 있다 [5].

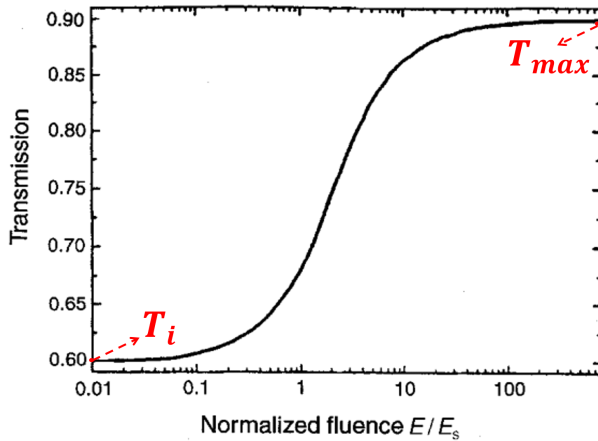


그림 16. 광자의 양에 따라 비선형적으로 변하는 Cr:YAG 투과율 [6].

여기서 T_i 는 포화흡수체의 초기 투과율이며 T_{max} 는 광자에 의해서 포화흡수체의 투과율이 최대가 되는 최대 투과율이다. 포화흡수체가 한 번에 많은 양의 광자를 흡수하지 않고 소량의 광자를 조금씩 흡수하는 경우에 포화흡수체의 투과율은 비선형적으로 달라진다. 그림 16을 예로 들면 초기에는 투과율이 $T_i = 60\%$ 였다가 흡수하는 광자가 증가할수록 투과율은 비선형적으로 상승하여 최대 투과율 $T_{max} = 90\%$ 가 되는 것을 알 수 있다. 처음에는 투과율이 높지 않은 초기 투과율(T_i)의 상태에서 포화흡수체 내에 많은 광자의 흡수가 일어남으로 많은 공진기 내부에 많은 광자가 손실이 되고 레이저가 발진되지 않는다. 이러한 초기 투과율은 최대 투과율에 비하여 낮기 때문에 비교적 많은 광자를 손실한다. 초기 투과율은 식 (11)에서 의도적인 광자 손실 항(ζ)과 관련된다. 이 초기 투과율 때문에 이득 값이 높아도

손실이 너무 커서 레이저 작동이 되지 않는다. 이후 포화흡수체가 많은 광자를 흡수하게 되면 포화흡수체의 윗 준위가 충분히 채워지고 바닥준위가 고갈되면서 흡수체의 투과율은 최대 투과율(T_{max})에 도달하게 되고 이때 흡수체는 포화되었다고 한다. 이렇게 포화된 흡수체는 레이저 매질에서 나오는 광자의 입장에서 보면 투명해 보일 것이고 대부분의 광자는 흡수로 손실되지 않고 그냥 투과한다. 이 상황에서 손실은 L_{min} 가 된다. 포화흡수체에 의하여 광자가 흡수되지 않으면 많은 광자가 공진기 내부에 살아남게 되고 공진기 내부의 광자 손실은 최소에 도달하며 공진기 이득의 증가가 L_{min} 을 초과하게 되면 공진기 내부의 광자의 수가 비약적으로 증가하게 되면서 Q-스위칭된 펄스가 성장하게 된다.

그림 17는 Cr:YAG 포화흡수체의 간단한 에너지 준위를 나타낸다.

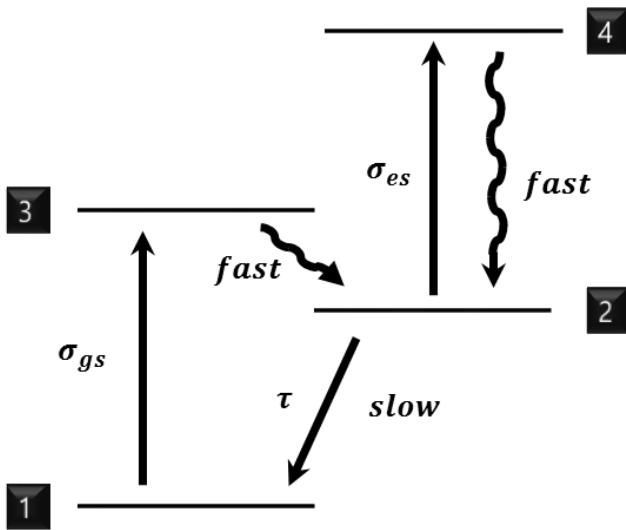


그림 17. Cr:YAG의 에너지 레벨 [10].

먼저 1-3레벨을 보면 이득매질에서 나오는 광자는 1준위에서 3준위로 Cr 전자를 여기시키기 위하여 흡수된다. σ_{gs} 는 포화흡수체의 바닥준위(level 1) 흡수단면적이다. 그 후 3준위에서 2준위로 매우 빠르게 전이된다. 포화흡수체의 바닥준위의 단면적과 전자의 수는 일반적인 레이저 작동을 할 수 없을 정도로 광자손실이 발생되도록 커야만 한다. 광자의 손실이 많아지지만 레이저 이득매질 준위에 여기된 전자들이 유도방출 되지 않고 축적되기 때문이다. 이와 동시에 상위준위(level 2)의 수명시간(τ)은 포화흡수체의 바닥준위의 전자를 고갈시킬 만큼 매우 길어야만 한

다. 포화흡수체에서 대부분의 여기된 전자들이 상위준위에 머물러야지만 흡수체에서 광자의 흡수가 최소에 도달하는 최대 투과율(T_{max})이 되는 시간이 길어야 레이징되는 문턱값이 지속되어 그 수명시간 안에 이득매질의 여기된 전자들을 고갈시켜서 Q-스위칭펄스가 성장하여 발진되기 때문이다. 포화흡수체의 중요한 특징은 초기 투과율과, 최대 투과율에서의 잔여흡수이다. 초기 투과율은 다음과 같이 정의된다.

$$T_i = \exp(-\alpha_0 l_s) \quad (12)$$

여기서 T_i 는 초기 투과율, α_0 흡수계수, l_s 는 포화흡수체의 길이이다. α_0 는 다음과 같이 정의된다.

$$\alpha_0 = n_{sg} \sigma_{sg} \quad (13)$$

여기서 n_{sg} , σ_{sg} 는 각각 포화흡수체의 바닥준위의 전자 밀도, 흡수단면적이다. 초기에는 거의 모든 전자들이 바닥상태에 있어서 식 (13)을 식 (12)에 대입한 것과 같이 표현할 수 있다. 사실 모든 포화흡수체에서 최대 투과율 T_{max} 는 절대로 100%에 도달하지 못하는데 그 이유는 그림 17에 상위준위 2준위와 4준위 사이에서도 약간의 흡수가 존재하기 때문이다. 여기상태의 단면적은 바닥상태 흡수가 포화되었을 때에 여기상태흡수(ESA)를 초래한다. 4준위로 여기된 전자는 수명시간이 짧기 때문에 곧바로 2준위로 떨어지기 때문에 2준위에서 4준위로 가는 전이는 포화되지 않는다. 때문에 공진기에서 빛이 왕복을 할 때 T_{max} 상태에서도 Cr:YAG에서 추가적인 잔여손실이 발생한다. 바닥상태에서 전자밀도가 다 고갈된 후 상위준위로 모든 전자가 이동했을 때 T_{max} 는 다음과 같이 정의된다.

$$T_{max} = \exp(-n_{se} \sigma_{se} l_s) \quad (14)$$

여기서 σ_{se} 는 여기상태흡수단면적이다. σ_{se} 때문에 그림 6과 같이 T_{max} 는 90 %의 투과율을 가지면서 또한 광자의 잔여 흡수를 가진다. n_{se} 는 상위준위 2준위에서의 전자밀도이다. 바닥상태에 전자밀도는 모두 2준위로 천이되었다고 가정했을 때 n_{se} 는 n_{sg} 라고 가정 할 수 있다. 이런 가정 하에 바닥준위에 있던 대부분의 전자들이 모두 상위준위에 있어서 여기준위에 있는 전자들은 n_{sg} 로 가정할 수 있고

$T_{\max} = \exp(-n_{sg}\sigma_{se}l_s)$ 로도 쓸 수 있다. 예를 들어 Nd:YAG 레이저 파장인 1.064 nm ($h\nu = 1.87 \times 10^{-19} J$)에서 포화흡수체 Cr:YAG의 경우 σ_{sg} 는 $7 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 이고 σ_{es} 는 $2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 을 가지고, n_{sg} 는 $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 그리고 l_s 가 2 mm라고 가정을 해본다면 초기 투과율 T_i 는 57 %이고 T_{\max} 는 0.85%로 계산되어진다.

3.4. Q-스위칭된 레이저 출력 특성 평가를 위한 방정식 도출

Q-스위칭된 레이저가 발진할 때 이득매질의 상위준위에 있는 반전밀도의 변화와 공진기의 내부광자밀도의 변화가 동시에 일어난다. 1989년 Degnan 박사는 공진기 내부의 광자밀도와 반전밀도의 변화의 윗방정식을 Q-스위칭에 아주 적절하면서도 우아하게 Q-스위칭 모델링식으로 도출해 내었다 [11]. 이러한 멋진 도출을 통하여 수치적 방법으로 해답을 이끌어냄으로써 펄스의 에너지, 첨두 출력, 펄스 폭에 대해 계산하여 경향성을 분석할 수 있고 이론값과 실험값을 비교 및 분석할 수 있다. Q-스위칭된 모델링을 위한 식은 시간 $t_m = mt_r$ 에서 먼저 공간적으로 평균화된 광자밀도($\phi(t_m)$)를 정의한다. t_r 은 공진기 왕복시간 $2l/c$ 이다. 여기서 l 은 광학적 경로, c 는 빛의 속도이다. 공진기 왕복시간 후에 $t_{m+1} = (m+1)t_r$ 이라는 시간에서 광자 밀도는 아래와 같은 식으로 쓸 수 있다.

$$\phi(t_{m+1}) = \phi(t_m) \times e^{2\sigma n(t_m)l} e^{-2\alpha} e^{-\delta} \times R \times e^{-2\sigma_{sg}n_{sg}(t_m)l_s} \times e^{-2\sigma_{sc}n_{sc}(t_m)l_s} \quad (15)$$

여기서 σ 는 이득매질에서의 방출단면적, $n(t_m)$ 은 t_m 에서일 때 즉각적인 반전밀도, l 은 이득매질 길이이다. α 는 레이저 이득매질에서 일어나는 재흡수 손실이다. δ 은 공진기 내부에서 포화흡수체와 이득매질과 관련없는 전반사 거울의 약간의 손실, 프레넬 손실, 산란 손실 등등이다. 그리고 R 은 출력 거울의 반사율이며 그 뒤의 항들은 앞에서 언급했던 포화흡수체와 관련된 항들이다. 자연로그를 취해서 반사율을 제외한 손실 항들을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$L'(t_m) = 2\sigma_{sg}n_{sg}(t_m)l_s + 2\sigma_{sc}n_{sc}(t_m)l_s + L \quad (16)$$

$$L = 2\alpha l + \delta \quad (17)$$

위의 식을 통하여 공진기 왕복한 만큼의 광자밀도 변화는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Delta \ln \phi \equiv \ln \phi(t_{m+1}) - \ln \phi(t_m) = 2\sigma n(t_m)l - \left[\ln \left(\frac{1}{R} \right) + L'(t_m) \right] \quad (18)$$

m 값은 공진기 왕복시간의 시간 향으로 $m = t/t_r$ 와 같이 정규화되어진다. 따라서 시간변화율에 따른 공진기 변화율은 아래의 식과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \frac{d\phi}{dt} &= \phi \frac{d \ln \phi}{dt} \approx \frac{\phi}{t_r} \frac{\Delta \ln \phi}{\Delta m} \\
 &= \frac{\phi}{t_r} \left\{ 2\sigma n l - \left[\ln \frac{1}{R} + L \right] \right\} \\
 &= \frac{\phi}{t_r} \left\{ 2\sigma n l - 2\sigma_{sg} n_{sg} l_s - 2\sigma_{se} n_{se} l_s - \ln \left(\frac{1}{R} \right) - L \right\} \quad (19)
 \end{aligned}$$

그리고 포화흡수체에서 3준위와 4준위의 수명시간은 매우 짧음으로 포화흡수체에 서 모든 전자들이 바닥상태와 상위준위 2준위에 있다고 가정한다면 아래의 식 과 같이 나타낼 수 있다.

$$n_{s0} = n_{sg} + n_{se} \quad (20)$$

여기서 n_{s0} 는 포화흡수체의 투과율에 관여하는 총 전자밀도이다. 만약 초기에 광자 의 밀도가 매우 낮으면 포화흡수체의 모든 전자는 바닥상태에 있을 것이고 이에 따라 포화흡수체의 투과율은 제일 낮은 초기 투과율일 것이다. 따라서 $n_{s0} = n_{sg}$ 라고 가정 할 수 있고 $n_{se} = 0$ 이라고 가정할 수 있기 때문에 $t=0$ 에서 $2\sigma_{sg} n_{sg} l_s$ 은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$2\sigma_{sg} n_{sg} l_s = 2\sigma_{sg} n_{s0} l_s = \ln \left(\frac{1}{T_i^2} \right) \quad (21)$$

또한, 광자밀도가 매우 낮으므로 시간에 따른 광자의 변화 식에서 $\frac{d\phi}{dt} = 0$ 으로 두면 다음과 같은 식으로 쓸 수 있다.

$$n_i = \frac{2\sigma_{sg}n_{s0}l_s + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_i^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} \quad (22)$$

그리고 반대 상황으로 광자 강도가 높으면 포화흡수체의 바닥상태에 있는 대부분의 전자밀도가 여기되며 포화흡수체의 투과율은 최대가 된다. 따라서 $n_{s0} = n_{se}$, $n_{sg} \cong 0$ 라고 가정하면 $2\sigma_{sg}n_{sg}l_s$ 은 아래의 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$2\sigma_{se}n_{se}l_s = 2\sigma_{se}n_{s0}l_s = \ln\left(\frac{1}{T_{max}^2}\right) \quad (23)$$

또한 레이저 문턱값 혹은 공진기 광자밀도가 최대가 되는 지점, 문턱 값의 반전밀도의 값 n_t 은 식 (19)의 왼쪽 항을 0이라고 두었을 때 식 (24)와 같이 나타낼 수 있다.

$$n_t = \frac{2\sigma_{se}n_{s0}l_s + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_{max}^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} \quad (24)$$

식 (24)과 함께 식 (19)는 식 (25)로 나타낼 수 있다.

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{t_r} (2\sigma nl - 2\sigma n_t l) \quad (25)$$

시간에 따라 변하는 이득매질에서의 밀도반전은 식 (26)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma\sigma c\phi n - \frac{n}{\tau_f} + W_p \quad (26)$$

Q-스위칭된 펄스의 성장 시간은 일반적으로 이득매질의 펌핑 및 수명시간과 비교하여 매우 짧기 때문에 펄스가 성장할 동안에 레이저의 펌핑과 자발적인 방출인 형광은 무시할 수 있다. 따라서 식 (27)과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma\sigma c\phi n \quad (27)$$

식 (25)에다가 식 (27)을 나눔으로써 시간에 항을 없애면 다음과 같은 식 (28)과같이 도출된다.

$$\frac{d\phi}{dn} = -\frac{l}{l'} \frac{n - n_t}{\gamma n} \quad (28)$$

식 (28)에서 dn 을 넘겨서 각각 적분을 취해주면 Q-스위칭되는 시점으로부터 특정 시간까지 식 (29)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\int_{\phi_i}^{\phi(t)} d\phi = -\frac{l}{l'\gamma} \int_{n_i}^{n(t)} \left(1 - \frac{n_t}{n}\right) dn \quad (29)$$

이 식의 해답은 식(30)과 같다.

$$\phi(t) = \frac{l}{l'\gamma} \left\{ n_i - n(t) - n_t \ln \left[\frac{n_i}{n(t)} \right] \right\} \quad (30)$$

식 (30)로부터 광자밀도의 최대값은 $n(t)$ 에 n_t 를 취함으로써 식 (31)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi_{\max} = \frac{l}{l'\gamma} \left\{ n_i - n_t - n_t \ln \left[\frac{n_i}{n_t} \right] \right\} \quad (31)$$

펄스의 끝에, 광자밀도가 다시 0에 밀접하게 된다고 가정할 수 있다. 그러므로 식 (30)에 광자밀도를 0으로 취하고 $n(t)$ 에 n_f 를 취함으로써 식 (32)와 같이 나타낼 수 있다.

$$n_i - n_f - n_t \ln \left(\frac{n_i}{n_f} \right) = 0 \quad (32)$$

식 (32)에서 n_f 는 수치적인 방법으로 해를 구할 수 있다. 식 (19)로부터 출력 거울과 공진기의 결합된 즉각적인 출력을 식 (33)과 같이 나타낼 수 있으며, 이 식에 식 (31)를 대입함으로써 식 (34)와 같이 외부로 가는 침투 출력이 쉽게 구해진다.

$$P(t) = \left(-hvAl' \frac{d\phi}{dt} \right)_R = \frac{hvAl' \ln \frac{1}{R}}{t_r} \phi(t) \quad (33)$$

$$P_{\max} = \frac{hvAl'}{\gamma t_r} \ln \frac{1}{R} \left\{ n_i - n_t \left[1 + \ln \left(\frac{n_i}{n_t} \right) \right] \right\} \quad (34)$$

출력 에너지를 계산하기 위해서, 먼저 시간을 0에서 무한대로 식 (33)을 통합한 뒤에 식 (27)을 사용하여 시간에서 반전밀도로 식 (35)과 같이 통합 변수를 변경한다.

$$\begin{aligned}
 E &= \int_0^\infty P(t) dt = \frac{hvAl' \ln \frac{1}{R}}{t_r} \int_0^\infty \phi(t) dt \\
 &= \frac{hvAl' \ln \left(\frac{1}{R} \right)}{\gamma \sigma c t_r} \int_{n_f}^{n_i} \frac{dn}{n} = \frac{hvA}{2\sigma\gamma} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \ln \left(\frac{n_i}{n_f} \right)
 \end{aligned} \quad (35)$$

펄스 폭은 식 (35)에서 구한 출력 에너지에 식 (34)에서 구한 침투 출력을 나눠서 식 (36)과 같이 구할 수 있다.

$$t_p = \frac{E}{P_{\max}} \quad (36)$$

이 절에서 식 (22)의 초기 반전밀도 n_i 를 구하는 식과 식(24)의 레이저 문턱값의 반전밀도 n_t 를 구하는식, 식 (32)의 수치적으로 최종 반전밀도 n_f 를 구하는식, 식 (34) 레이저의 침투 출력 P_{\max} 을 구하는 식, 식 (35)의 펄스의 에너지 E 를 구하는 식, 그리고 마지막으로 식 (36)의 펄스 폭 t_p 를 구하는 식은 Q-스위칭된 레이저를 설계하려는 설계자가 설계하기 전에 Q-스위칭된 레이저의 성능을 평가하고 경향

성을 알아보고 최적화를 하는 것에 큰 도움을 줄 수 있다.

제3장 레이저 점화기용 Q-스위칭된 레이저 설계 및 출력 특성 분석

제1절 레이저 점화기용 Q-스위칭된 레이저 구조

아래의 그림은 Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션과 실험을 위한 중 펌핑 구조인 포화흡수체 Cr:YAG와 이득매질 Yb:YAG를 사용한 수동형 Q-스위칭된 레이저 모식도와 구성도이다.

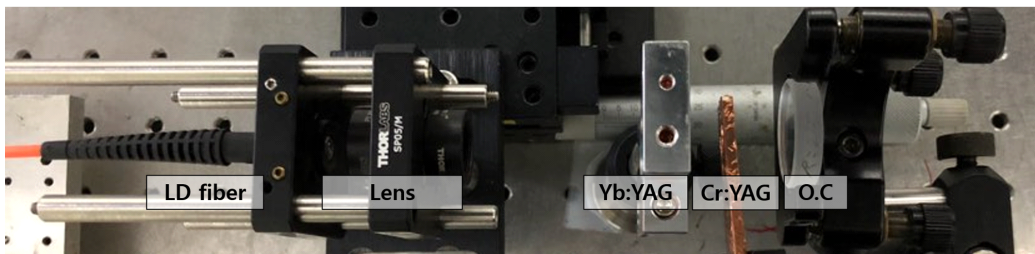
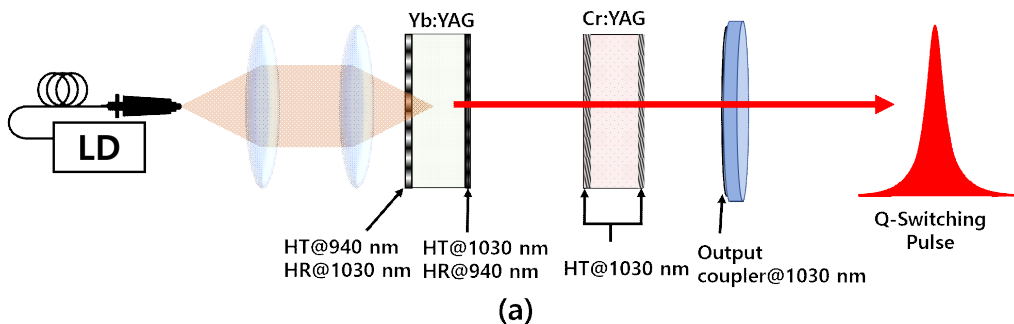


그림 18. Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션과 실험을 위한 중 펌핑 구조인 포화흡수체 Cr:YAG와 이득매질 Yb:YAG를 사용한 수동형 Q-스위칭된 레이저. (a) 모식도, (b) 구성도.

Yb:YAG를 중 펌핑을 위해서 펌프광원은 30 W의 940 nm LD가 사용되었다. 펌핑시간은 Yb:YAG의 형광수명시간을 고려하여 1 ms의 펄스 폭으로 정하였고, 레이저 매질의 온도증가를 최소화하기 위해 펄스 반복률은 1 Hz로 고정하였다. 펌핑용 광섬유 코어 직경은 105 μm , 개구수(NA)는 0.22이다. 그리고 이 펌프빔은 두 개의 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되어 중 펌핑되는 구조이다. 두 개의 렌즈 중 첫

번째 렌즈의 초점거리는 15 mm로 고정하고 두 번째 렌즈는 25 mm에서 50 mm까지 다양한 초점거리를 가진 렌즈들을 이용하여 펄스폭 크기를 조절하면서 실험과 시뮬레이션을 진행하였다. 공진기 길이는 약 10 mm에서 70 mm까지 변경해가면 실험과 시뮬레이션을 진행하였다. 공진기에서는 이득매질로써 두께 4 mm의 길이인 Yb:YAG 5at.% 도핑률을 가진 레이저 이득매질을 사용하였고, 이를 냉각하기 위해 전도성이 뛰어난 구리 마운트를 제작하여 사용되었다. Yb:YAG의 두 개의 면 중에서 집속 렌즈와 마주한 면에는 이색 코팅으로 940 nm와 1030 nm에 대해서 각각 고투과(HT), 고반사(HR) 코팅으로 전반사 거울 코팅을 하였다. Cr:YAG와 마주한 면에는 그 반대로 940 nm와 1030 nm에 대해서 각각 고반사(HR), 고투과(HT)코팅 되어 있다. 이로 인하여 싱글패스당 Yb:YAG가 흡수하지 못한 940 nm에 대한 잔여 펄스광을 한 번 더 반사하여 흡수할 수 있도록 설계했다. 또한 포화 흡수체 Cr:YAG의 양 면에 각각 1030 nm 파장 반사를 방지하기 위해서 고투과(HT) 코팅이 되어있다. 출력 거울은 다양한 반사율을 가진 평면 출력 거울이 사용되었다. 공진기 길이는 렌즈와 마주한 전반사 거울 코팅된 이득매질의 면에서부터 Cr:YAG와 마주한 출력 거울의 면까지이다.

제2절 Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션

본 절에서는 레이저 점화용 Cr:YAG 포화흡수체를 이용한 수동형 Q-스위칭된 Yb:YAG 레이저 출력 특성에 대한 실험을 진행하기에 앞서, Q-스위칭된 레이저의 시뮬레이션을 진행했다. 시뮬레이션은 출력 특성과 경향성을 알아보기 위해서 앞에 2장에서 도출된 Q-스위칭 관련된 식을 통하여 Q-스위칭된 Yb:YAG의 출력 특성과 경향을 분석하였다. Q-스위칭된 레이저의 출력 특성에 영향을 미치는 출력 거울의 반사율, 펄스폭 크기, 공진기 길이, Cr:YAG의 투과율, 공진기 왕복손실을 변수로 두어 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성인 펄스 에너지, 첨두 출력, 펄스 폭 등에 대한 연구를 진행하였다.

2.1. Q-스위칭된 레이저의 수치적 시뮬레이션

아래의 표에 나열되어있는 7개의 식은 2장 3절에서 언급했던 Q-스위칭된 레이저 출력의 평가 및 시뮬레이션을 위해 윗방정식에서 소개 및 도출된 식들이다 [7, 8, 9, 11, 12].

표 1. 수치적 시뮬레이션을 위한 앞에서 도출했던 주요 식.

$n_i = \frac{2\sigma_{sg}n_{s0}l_s + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_i^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l}$	식(22)
$n_t = \frac{2\sigma_{se}n_{s0}l_s + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_{\max}^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l}$	식(24)
$n_i - n_f - n_{th} \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) = 0$	식(32)
$P_{\max} = \frac{hvAl'}{\gamma t_r} \ln \frac{1}{R} \left\{ n_i - n_t \left[1 + \ln\left(\frac{n_i}{n_t}\right) \right] \right\}$	식(34)
$E = \frac{hvA}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right)$	식(35)
$t_p = \frac{E}{P_{\max}}$	식(36)
$n_{s0} = n_{sg} + n_{se}$	식(20)

여기서 식 (24)의 n_i 는 초기 반전밀도이고 Q-스위칭 펄스가 시작될 때의 이득매질에서의 반전밀도이다. σ_{sg} 는 Cr:YAG의 흡수 단면적, n_{s0} 은 Cr:YAG의 전체 도핑 밀도, l_s 는 Cr:YAG의 길이, l 과 σ 는 각각 Yb:YAG의 길이와 방출단면적이다. 식 (22)에서 n_{sg} 는 Cr:YAG의 바닥상태의 전자밀도, n_{se} 는 여기상태의 전자밀도이다. 만약 공진기 내부에 광자밀도가 매우 작다고 할 경우 포화흡수체의 대부분의 전자 밀도는 바닥상태에 존재하여 Cr:YAG의 바닥상태의 전자밀도를 $n_{sg} = n_{s0}$ 라고 가정할 수 있다. 이에 따라 식 (22)에서 Cr:YAG의 초기 투과율과 관련된 항을 $2\sigma_{sg}n_{s0}l_s$ 로 가정할 수 있으며 이 항은 Cr:YAG의 초기 투과율 T_i 와 관련하여 $2\sigma_{sg}n_{s0}l_s = \ln\left(\frac{1}{T_i}\right)$ 의 관계를 가진다. R은 출력 거울의 반사율, L은 공진기 왕복손실이다. 식 (26)의 n_i 는 Q-스위칭된 펄스의 피크 점에서의 반전밀도이다. 이는 레이저 문턱값과 같다. σ_{se} 는 Cr:YAG의 여기상태에서의 흡수 단면적이다. 만약 공진기 내부에 광자가 매우 많으면 포화흡수체의 대부분의 전자밀도는 여기상태에 존재하여 Cr:YAG의 여기상태 밀도를 $n_{se} = n_{s0}$ 라 가정할 수 있기 때문에 식 (24)에서 최대 투과율과 관련된 항을 $2\sigma_{se}n_{s0}l_s$ 로 가정할 수 있고 이 항은 최대 투과율 T_{max} 와 관련하여 $\ln\left(\frac{1}{T_{max}}\right)$ 와 같은 관계를 가지고 있다. σ_{se} 때문에 Cr:YAG의 T_{max} 는 100%가 되지 못하고 Q-스위칭된 펄스가 성장할 때 손실로써 작용한다.

식 (34)에서 n_f 는 Q-스위칭 펄스가 끝나는 시점의 반전밀도이다. n_i 와 n_f 의 차이 값인 $n_i - n_f$ 가 클수록 높은 출력과 펄스 폭이 날카로운 Q-스위칭 펄스를 구현할 수 있다. n_f 는 n_i 와 n_t 를 구한 후 수치적 방법으로 구할 수 있다. 식 (35)은 Q-스위칭 펄스의 에너지를 나타낸다. 식 (34)는 Q-스위칭 펄스의 첨두 출력이고, A는 유효빔 단면적, γ 은 반전 감소 계수이다. 식 (36)과 같이 에너지를 첨두 출력으로 나눔으로써 Q-스위칭 펄스 폭을 구할 수 있다. 정확한 시뮬레이션을 위해서, 식에서 구해야만 하는 항은 공진기 왕복손실 값인 L과 매질에서의 유효빔 단면적 A, 그리고 수치적 계산으로 n_f 를 구하는 것이다. 이러한 값들을 구한 뒤 식 (34), 식 (35), 식 (36)에 대입하여 Q-스위칭 출력 특성에 대한 이론값을 구할 수 있다. 이에 따라 Q-스위칭된 레이저 출력 값을 평가할 수 있고 이론값과 실험값 및 경향성을 비교 분석할 수 있다. 아래 표는 수동형 Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션을 위한 물리 상수에 대한 값들이다.

표 2. 수동형 Q-스위칭된 레이저 시뮬레이션을 위한 물리 상수값.

Parameter	Value(unit)	Explanation
l	4 mm	Thickness of Yb:YAG
l_s	1.85 mm	Thickness of Cr:YAG
σ	$2.1 \times 10^{-20}\text{ cm}^2$	Emission cross section of Yb:YAG [5]
σ_{sg}	$4.6 \times 10^{-18}\text{ cm}^2$	Absorption cross section of Cr:YAG [14, 15]
σ_{se}	$8.2 \times 10^{-19}\text{ cm}^2$	Excited state absorption cross section of Cr:YAG [15]
$h\nu$	$1.93 \times 10^{-19}\text{ J}$	Laser photon energy
γ	1	Reduction factor [8]

본 시뮬레이션 및 실험 구조에서 배치되는 거울들은 전부 평면거울이고 반복률 1 Hz로 동작하는 이득매질은 열 효과가 작기 때문에 레이저 모드 크기는 펌프빔 크기와 같다고 가정하고 시뮬레이션을 진행하였다. 이는 오차가 있지만 유효빔 단면적은 Q-스위칭된 펄스 출력의 에너지에 선형적으로 영향을 주기 때문에 실험적 경향성 해석에는 큰 영향을 주지 않는다. 하지만 정확한 분석 및 비교를 위하여 이 이후의 최종적인 실험값과 시뮬레이션 값을 비교할 때는 유효빔 단면적을 구하여서 시뮬레이션을 진행하였다. 이를 위해 최종적인 값의 빔질을 실험적으로 구한 후 광선전달행렬식을 통해 빛의 가역성을 이용하여 실제 유효빔 단면적을 구하여 시뮬레이션 값과 실험값을 비교 및 분석을 진행하였다.

추가적으로 Cr:YAG의 재료특성인 흡수단면적에 대하여 Yb:YAG 중심방출파장에 대한 1030 nm에 대한 보고는 아직 없다. 또한 Nd:YAG의 1064 nm에 대한 흡수단면적의 특성에 대한 문헌도 각기 다른 값을 가지고 있어서 시뮬레이션에 대해서 오류 중 하나가 된다 [10]. 하지만 분명한 것은 Q-스위칭된 시뮬레이션은 레이저를 설계하는 설계자가 전반적인 실험의 방향 설정과 여러 매개 변수들에 대한 경향성 분석과 레이저 출력 최적화를 위한 설계 변수 설정하는데 큰 기여를 한다.

2.2. Cr:YAG 초기 투과율과 출력 거울 반사율에 따른 출력 특성 시뮬레이션

앞의 이론과 본문에 의해 도출된 식을 사용한 Q-스위칭된 레이저 펄스 시뮬레이션을 진행하였다. 아래의 그림들은 공진기 길이 10 mm, 유효빔 단면적 크기 0.051 mm^2 , 공진기 왕복손실 0.9에서 Cr:YAG의 초기 투과율과 출력 거울의 반사율에 따른 출력 특성 시뮬레이션이다. 공진기 왕복손실은 1030 nm에서 Yb:YAG의 재흡수를 감안하여 0.9로 설정하였다. 아래의 그림은 Cr:YAG 초기투과율과 반사율에 따른 출력 특성이다.

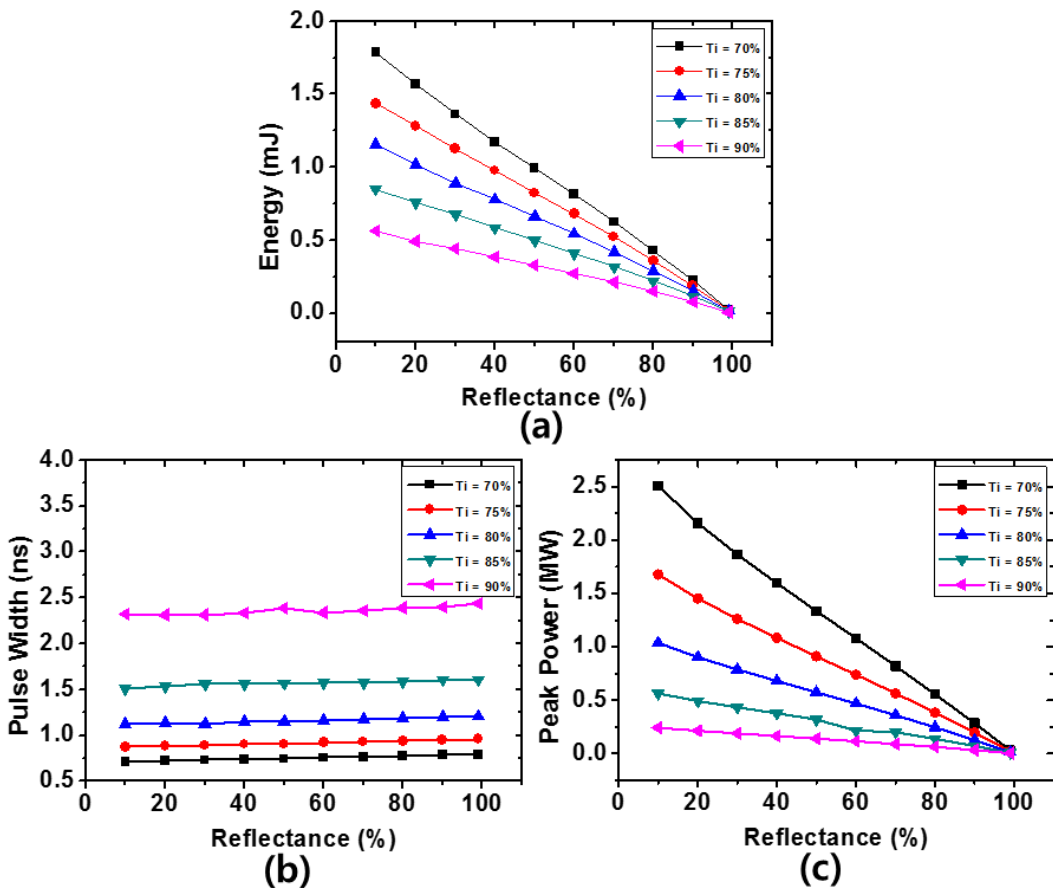


그림 19. Cr:YAG 초기 투과율과 반사율에 따른 시뮬레이션 값.

(a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 침두 출력.

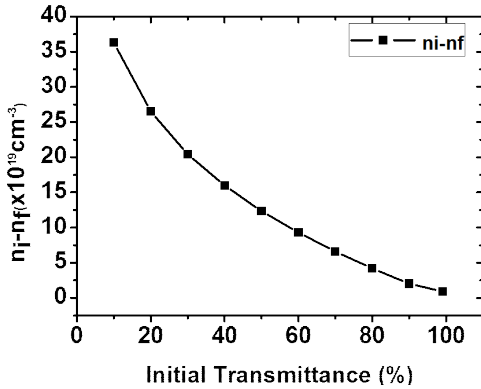


그림 20. Cr:YAG의 초기 투과율에 따른 $n_i - n_f$.

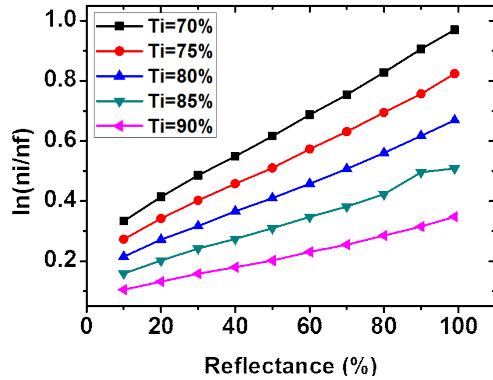


그림 21. Cr:YAG 초기 투과율과 반사율에 따른 $\ln(n_i/n_f)$.

그림 19의 Cr:YAG 초기 투과율과 출력 거울의 반사율에 따른 에너지와 펄스 폭의 공통적인 경향을 보면 Cr:YAG의 초기 투과율이 더 낮을수록 각각 출력 에너지가 상승하고 펄스 폭은 낮아졌다. 그 이유는 그림 20의 Cr:YAG의 초기 투과율에 따른 초기 반전밀도와 최종 반전밀도의 차이를 보면 알 수 있다. Cr:YAG 초기투과율이 높을 때는 초기 반전밀도와 최종 반전밀도의 차이는 크지 않다. 반면에 초기 투과율이 작을 때에는 초기 반전밀도와 최종 반전밀도의 차가 크게 나타난다. 이는 초기 투과율이 낮게하여 초기 반전밀도와 최종 반전밀도의 차가 커지면 더 높은 에너지와 짧은 펄스 폭을 가지 펄스를 형성시킬 수 있음을 나타낸다. 그림 21은 Cr:YAG 초기 투과율과 반사율에 따른 $\ln(n_i/n_f)$ 이며 이 항은 식 (35)의 Q-스위칭된 레이저 펄스의 에너지 값에 포함된다. $\ln(n_i/n_f)$ 는 반사율이 작을수록 작아지고 Q-스위처 초기 투과율은 작아질수록 커지게 된다. 이러한 결과에 따라 그림 19(c)와 같이 Cr:YAG의 투과율이 낮을수록 반사율이 낮을수록 Q-스위칭된 펄스의 첨두 출력이 높게 나오며 반사율보다는 투과율에 좀 더 크게 영향을 받는 것으로 보인다. 시뮬레이션의 결과와 경향을 보았을 때 출력 거울의 반사율을 작게하고 초기 투과율을 크게 하는 것이 좋은 것으로 보인다. 하지만 그만큼 레이저의 손실은 크게 되기 때문에 발진 문턱값은 올라가서 LD에 부담요소로 작용하게 되어진다. 또한 반사율을 크게 하면 문턱값은 낮아지겠지만 공진기 내부의 광학적 세기가 높아져서 코팅표면에 손상을 받을 가능성이 크다. 따라서 문턱값이 높지 않고 손상에

영향을 받지 않는 선에서 출력을 높게 할 수 있는 적절한 반사율과 투과율을 선정
해야 할 필요성이 있다.

2.3. 공진기 길이와 유효빔 단면적에 따른 출력 특성 시뮬레이션

아래의 그림들은 이전과 같은 조건에서 Cr:YAG의 초기 투과율은 80%, 반사율은 30%로 고정하고 공진기 길이와 유효빔 단면적과 공진기 길이에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성이다.

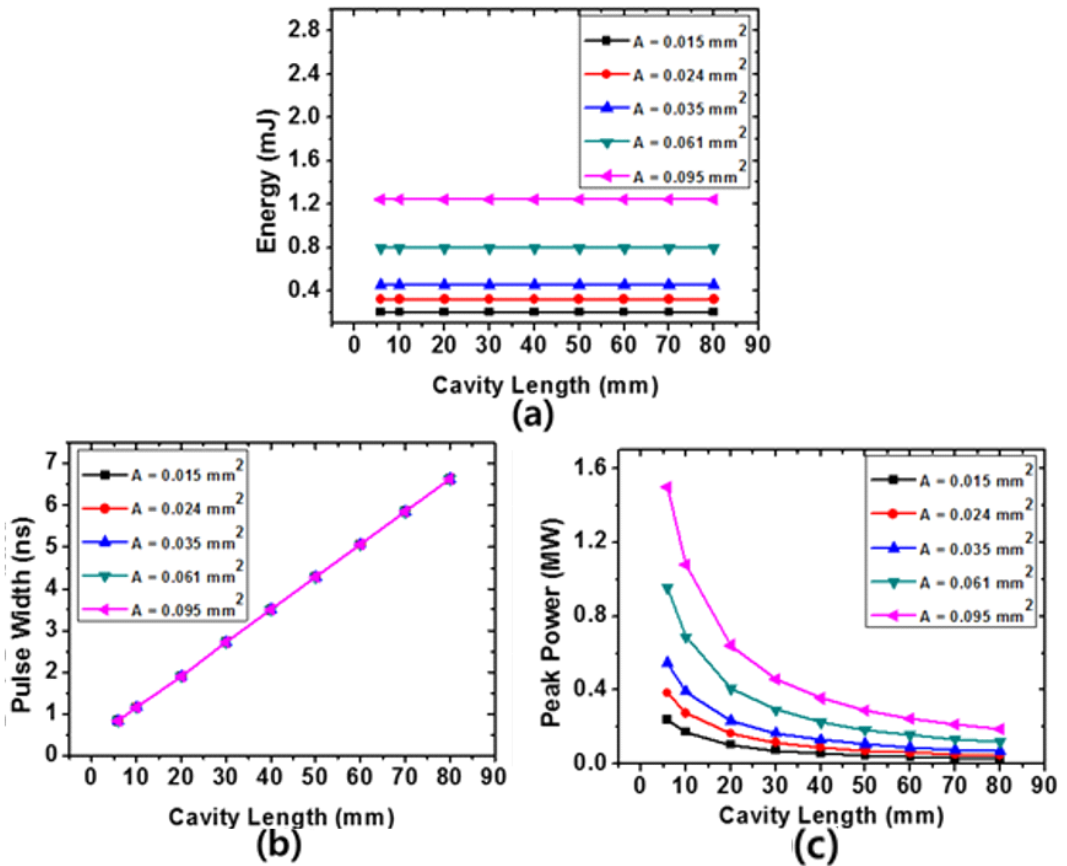


그림 22. 유효빔 단면적과 공진기 길이에 따른 시뮬레이션 값.
(a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 첨두 출력.

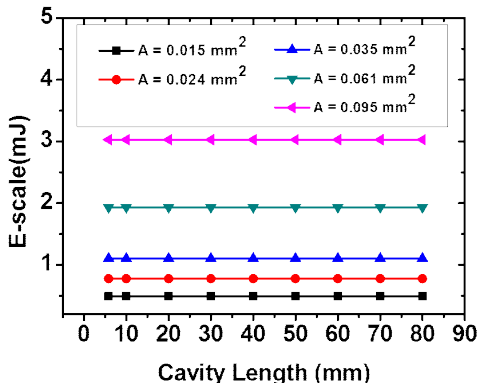


그림 23. 유효빔 단면적과 공진기 길이에 따른 E-scale 값.

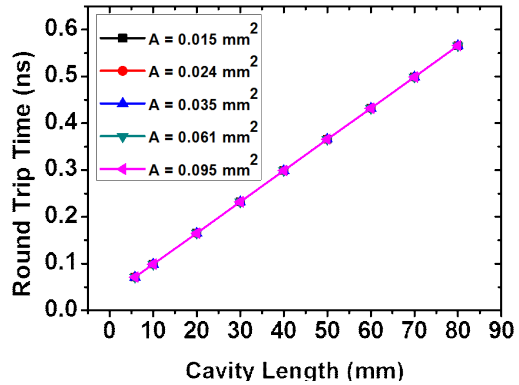


그림 24. 유효빔 단면적과 공진기 길이에 따른 공진기 왕복시간.

그림 22(a)를 보면 유효빔 단면적의 크기가 커질수록 Q-스위칭된 레이저 펄스의 에너지가 상승하는 것으로 나타났다. 공진기 길이에 는 무관함을 보였다. 그림 23은 식 (35)에서 $\ln(n_i/n_f)$ 의 항을 제외한 $\frac{hvA}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ 한 값(E-scale)을 나타낸 것이다. 그림 22(a)와 그림 23의 결과를 비교하면 식 (35)의 $\ln(n_i/n_f)$ 는 공진기 길이와 유효빔 단면적에 영향을 받지 않음을 알 수 있다. 따라서 Q-스위칭 레이저 출력 에너지의 경향성은 E-scale 분석만으로도 알 수 있다. Q-스위칭 시뮬레이션의 에너지를 나타내는 식 (35)에서 유효빔 단면적의 항이 분자 항에 포함되어서 선형적인 스케일로 관여하고 공진기 길이와 관여하는 항은 존재하지 않기 때문에 공진기 길이 변화에 대해 출력 에너지 변화가 없다. 펄스 폭의 경향을 나타내는 그림 22 (b)를 보면 그림 22 (a)와는 반대로 유효빔 단면적은 영향을 미치지 않고 공진기 길이가 줄어들수록 펄스 폭이 줄어드는 것을 알 수 있다. 그림 24는 공진기 길이에 따른 공진기 왕복시간이다. 그림 24에서 공진기 길이가 짧아질수록 공진기 왕복시간 또한 선형적으로 짧아지는 것을 알 수 있다. 이렇게 공진기 왕복시간이 짧아지게 되면 Q-스위칭 펄스가 공진기 내부에서 성장할 때 매우 빠르게 성장할 수 있어서 펄스 폭이 매우 짧아지는 것이다.

종합하면 유효빔 단면적이 커지면 에너지가 상승한다. 그리고 공진기 길이가 짧아질수록 펄스 폭은 줄어든다. 따라서 그림 22(c)의 침투 출력에서 유효빔 단면적이 상승하고 공진기가 짧아지면 더욱더 높은 침투 출력을 얻을 수 있다. 유효빔 단면

적을 크게 하기 위해서는 펄스폭을 크게 하여 매질에 인가하면 레이저 모드의 유효빔 단면적을 상승시킨다. 하지만 빔 크기를 크게 하는 만큼 Q-스위칭된 펄스를 발진시키기 위하여 훨씬 더 높은 펄스폭 출력이 필요하다. 이는 LD에 큰 부담을 주기 때문에 적절한 펄스폭 크기를 선정해야 할 필요성이 있다.

2.4. 공진기 왕복손실에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성

아래의 그림들은 이전과 같은 조건에서 Cr:YAG의 초기 투과율은 80%, 반사율은 25%, 공진기 길이 10 mm, 유효빔 단면적 0.77mm^2 일 때 공진기 왕복손실에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성이다.

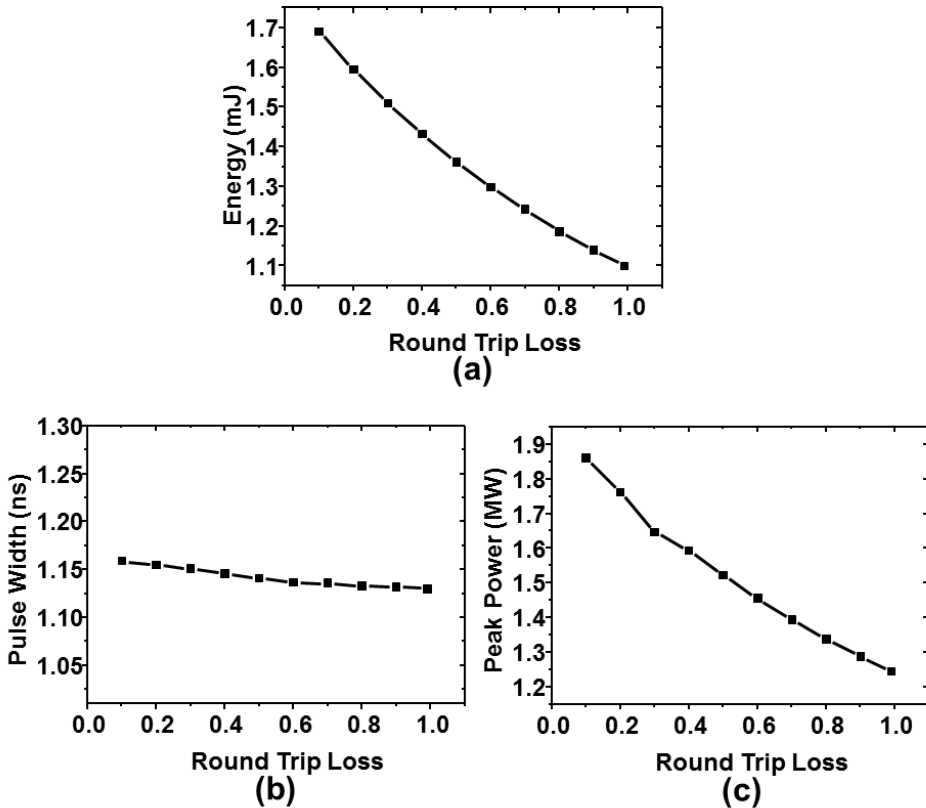


그림 25. 공진기 왕복손실에 따른 시뮬레이션. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 첨두 출력.

공진기 왕복손실은 레이저 빛이 공진기를 왕복할 때 생기는 손실이다. 이는 공진기를 왕복할 때 매질이나 거울의 매끄럽지 않은 표면, 완벽하지 않은 광학 정렬, 레이저 파장에 해당하는 빛을 이득매질이 재흡수, 100% 반사코팅이라고는 하지만 진짜 100%가 아닌 전반사 거울의 약간의 손실, 그리고 공진기 내부에 회절에 의한 손실, 잘 닦여지지 않아서 매질에 있는 이물질, 매질이나 거울의 손상 부위에 의한 산란 등 매우 다양하게 존재한다 [5]. Yb:YAG는 1030 nm를 방출하기도 하지만 1030 nm에 대한 재흡수도 크게 존재하기 때문에 Nd:YAG보다 공진기 왕복손실이 크게 존재한다. 먼저 공진기 그림 25(a)의 왕복손실에 따른 에너지를 보면 공진기 왕복손실이 커짐에 따라 에너지는 감소하는 경향을 보였다. 이는 n_i 가 n_f 로 떨어지는 유도방출 과정에서 손실(L)이 영향을 주었기 때문이라고 판단된다. 그림 25(b)의 펄스 폭은 큰 영향은 없지만 에너지와 마찬가지로 손실이 커질수록 펄스 폭은 감소하는 것으로 나타난다. 하지만 에너지에 비하여 펄스 폭은 크게 영향은 받지 않기 때문에 그림 25(c)의 공진기 왕복손실에 대한 침투 출력 또한 그림 25(a)와 유사한 경향을 보인다.

제3절 Q-스위칭된 레이저 실험

3.1 펌프 laser LD의 출력 특성

가. LD의 출력조사

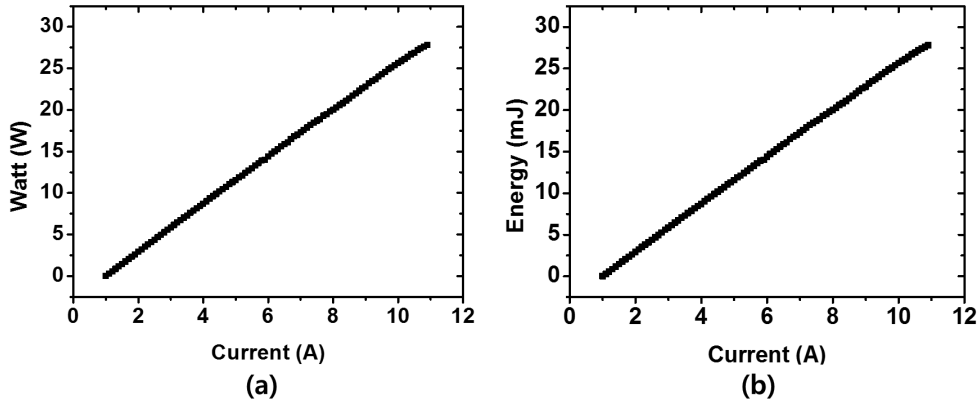


그림 26. 전류에 따른 출력 특성. (a) 전류에 따른 전력, (b) 펌프폭 1 ms로 전류를 인가할 때에 따른 QCW 중 펌핑 에너지.

펌프 광원은 Yb:YAG의 흡수과장대역의 940 nm의 파장을 가진 BWT사의 30 Watt LD 모듈을 사용하였고 이것을 냉각하기 위해서 수냉식 냉각기를 사용하였다. LD의 펌핑시간은 Yb:YAG 이득매질의 형광수명시간을 고려하여 1 ms로 고정하였다. 반복률은 1 Hz로 QCW(Quasi Continuous Wave)펌핑으로 하여 실험을 진행하였다. 최대 출력은 10.9 A에서 각각 27.8 Watt, 27.8 mJ로 측정, 계산되었다. 또한 LD와 105 μm 의 코어크기를 가진 광섬유와 연결되어있으며 광섬유에서 나온 펌핑빔의 빔질(M^2)은 23으로 나왔고 이는 실험을 통해 측정하고 피팅(curve fitting) 식을 통해 계산했다.

나. ABCD행렬을 통한 레이저 매질에 집속되는 펌프빔 크기 조사

Q-스위칭된 레이저의 출력은 펌프빔 크기에 따라서 출력 의존성이 크다. 따라서 레이저 매질에 집속되는 펌프빔 크기를 조사한다. 그림 27은 두 개의 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되는 종 펌핑(End-Pumping)는 실험 장치 사진이고 그림 28은 Yb:YAG를 펌핑하는 펌핑 광학계 구성도이다. LD와 연결되어있는 광섬유에서 나온 펌프빔이 두 개의 렌즈와 거리에 의해서 펌프빔의 크기가 변하여 Yb:YAG에 집속되고 있다. 이러한 펌핑 구조를 종 펌핑 구조라 한다. 이러한 종 펌핑 구조와 얇은 디스크형 매질을 사용하면 공진기를 소형화시킬 수 있다.

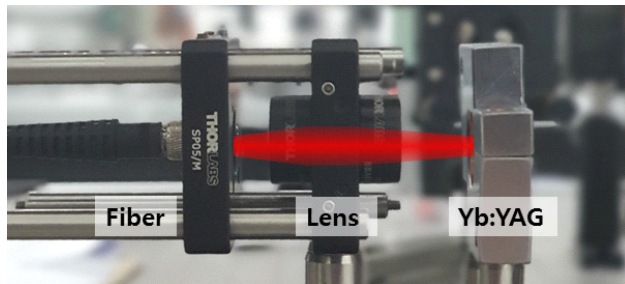


그림 27. 종 펌핑 실험 장치 사진.

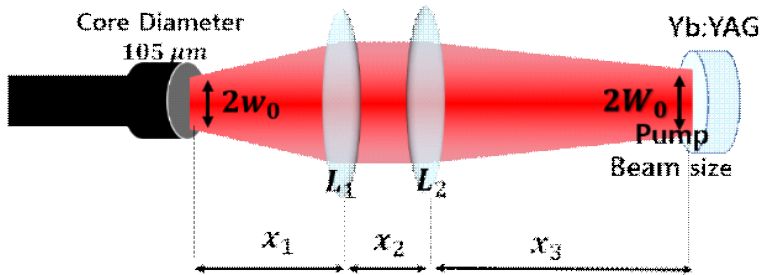


그림 28. 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펌프 광학계 구성도.

$$K = \begin{pmatrix} 1 & x_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{L_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & x_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{L_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & x_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (37)$$

$$w_0 = \frac{\text{Core Diameter}}{2 \times \sqrt{M^2}} \quad (38)$$

$$W_{0(x_3, L_2)} = \sqrt{(K_{0,0} \times w_0)^2 + \left(\frac{\lambda \times K_{0,1}}{\pi \times w_0} \right)^2} \times \sqrt{M^2} \quad (39)$$

Yb:YAG에 집속된 펌프빔 직경은 렌즈의 초점거리(L_1, L_2), 빔의 진행거리(x_1, x_2, x_3), 빔질 M^2 값, 파장, 광섬유에서 나온 빔의 직경에 따라서 정해진다. 식 (37), 식(38)과 식 (39)를 통하여 구할 수 있다. 식 (37)은 Yb:YAG에 집속되는 펌프빔 직경 계산을 위한 각각의 광학 요소를 고려한 광선전달행렬식이다. 여기서 구한 각각의 행렬 값을 식 (39)에 대입하여 Yb:YAG에 집속되는 빔의 반경 값을 구할 수 있다. 식 (38)에서 w_0 는 광섬유로 전송되는 가우시안 모드빔의 반경이다. 실험에서 펌프빔으로 사용된 광섬유 결합 LD의 빔질 M^2 은 23으로 측정되었다. 두 번째 렌즈의 초점거리 L_2 의 변화에 따른 환산된 펌프빔 반경과 직경은 각각 아래의 그림과 표와 같다.

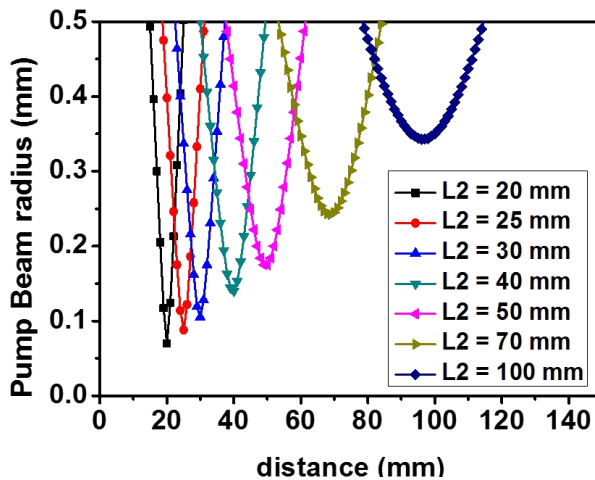


그림 29. 첫 번째 렌즈 고정, 두 번째 렌즈 초점거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펌프빔 반경.

표 3. 두 번째 렌즈의 초점거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펌프빔 직경($2W_0$).

$L_2 (mm)$	$2W_0 (mm)$
20	0.14
25	0.175
30	0.210
40	0.278
50	0.348
70	0.484

그림 29에 도시된 바와 같이, 두 번째 렌즈의 초점거리 L_2 가 길어짐에 따라 펌프빔이 크게 모이고 거리에 따라 발산되는 정도가 작은 것을 알 수 있다.

3.2 여러 변수에 따른 Q-스위칭된 레이저 실험

3.2는 실험을 통해 광학적 손상을 피하고 1 MW의 첨두 출력을 달성하기 위해 레이저 출력에 영향을 주는 변수들을 바꿔가며 최적화 실험을 진행한다. 또한 이 구조에서의 시뮬레이션도 진행하여 실험과 시뮬레이션을 비교분석 한다.

가. Cr:YAG의 초기 투과율과 공진기 길이에 따른 출력 특성 조사

공진기 내부의 광학적 손상을 피하고 다양한 Cr:YAG 투과율과 공진기 길이에 대한 실험적으로 레이저 출력 경향을 분석하기 위하여 출력 거울 반사율을 30%로 고정, 펌프빔 크기는 0.210 mm로 고정, 펌핑 펄스 폭은 Yb:YAG 형광수명을 고려하여 1 ms로 고정하고 실험을 진행하였다. 아래의 그림 30은 초기 투과율과 공진기 길이에 따른 단일 펄스의 출력 특성이다.

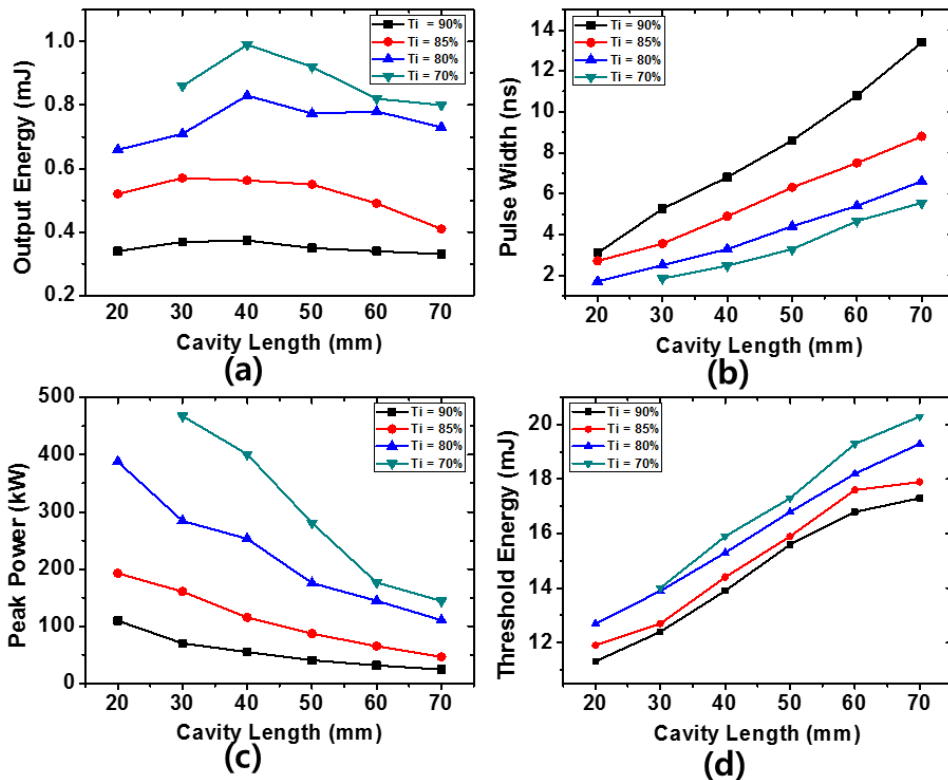


그림 30. $R = 30\%$, 펌프빔 직경($2W_0$) 0.210 mm일 때 Cr:YAG의 초기 투과율과 공진기 길이에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성 실험. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 첨두 출력, (d) 발진 문턱값.

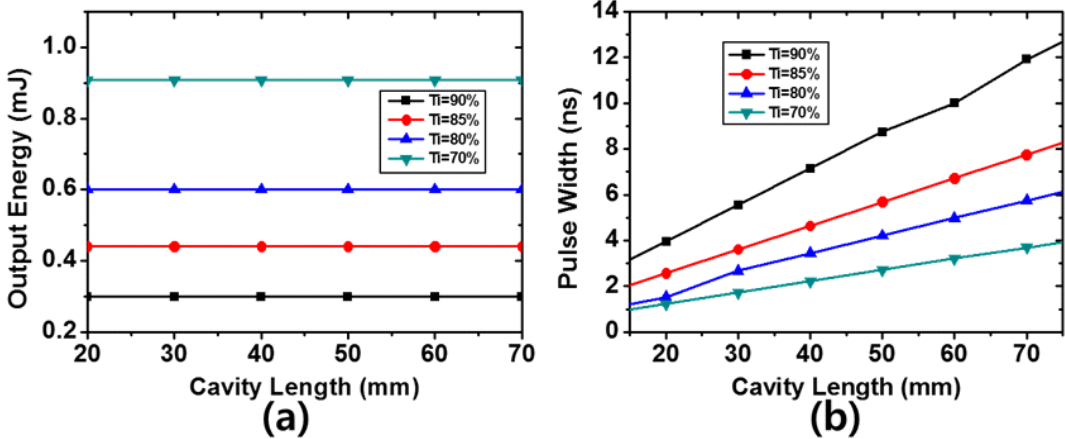


그림 31. $R = 30\%$, 유효빔 직경이 0.210 mm 일 때 Cr:YAG의 초기 투과율과 공진기 길이에 따른 Q-스위칭된 레이저의 출력 특성 시뮬레이션. (a) 펄스 에너지, 펄스 폭(b).

실험에서 얻은 출력 에너지, 펄스 폭, 첨두 출력은 모두 각각의 조건에 대한 Q-스위칭 레이저 단일펄스의 발진 문턱 값일 때이다. 그림 30(a)와 그림 30(b)를 보면 Cr:YAG의 초기 투과율이 낮을수록 출력 에너지가 상승하고 펄스 폭이 줄어드는 경향이 나타났다. 이 결과는 시뮬레이션과 유사한 경향을 보였다. 이것은 Cr:YAG의 초기투과율에 의해서 초기 반전밀도가 커진 것이며, 초기 반전밀도와 최종 반전밀도의 차가 훨씬 커졌기 때문이다. 그림 31은 이 실험 구조에서의 시뮬레이션 값이고 각각의 구조에서 유효빔 단면적(A)과 공진기 왕복손실은 하나의 값(0.9)으로 고정한 시뮬레이션 값이다. 값은 다르지만 경향성은 거의 유사한 것을 보인다.

그림 30(d)를 보면 Cr:YAG의 초기 투과율이 작아질수록 발진 문턱값 또한 커졌다. 이러한 이유는 2장 3절의 포화흡수체 이론 부분에서 Cr:YAG의 초기 투과율에 의한 손실 그리고 Cr:YAG의 최대 투과율의 감소와 공진기 왕복손실의 값이 달라져서라고 추측할 수 있다. 또한 공진기 길이가 줄어들수록 펄스 폭이 줄어드는 것을 알 수 있다. 이는 시뮬레이션과 매우 유사한 경향을 보이며 공진기 왕복시간에 의해서 펄스 폭이 줄어드는 것을 시뮬레이션 식 (34)와 시뮬레이션 결과를 통하여 알 수 있다.

그림 30(b)를 보면 각각의 초기 투과율을 가진 Cr:YAG를 삽입한 공진기의 펄스 폭은 공진기 길이가 길 때는 서로 차이가 심했고 공진기 길이가 비교적 짧을 때는 그 차이가 매우 줄어든 것처럼 보인다. 하지만 펄스 폭의 변화를 비율로 따졌을 때, 투과율 80%의 Cr:YAG를 공진기에 삽입했을 때가 투과율 90%를 가진 Cr:YAG가 삽입된 경우보다

Q-스위칭된 펄스 폭이 모든 공진기 길이의 경우 약 2배보다 낮은 경향을 가졌다. 그림 30(c)의 첨두 출력의 경향을 보면 공진기 길이 70 mm와 20 mm 일 때, 투과율 90%를 가진 Cr:YAG를 사용했을 때의 펄스 폭은 각각 13.4 ns, 3.1 ns였으며, 투과율 80%를 가진 Cr:YAG의 경우 펄스 폭은 각각 6.6 ns, 1.7 ns로 측정되었다. 즉, 더 낮은 투과율을 가진 Cr:YAG를 공진기에 삽입한 레이저가 보다 강력한 첨두 출력을 가진 펄스를 발진시킬 수 있었다.

공진기 길이를 크게 할수록 발진 문턱 값이 모든 조건에서 선형적으로 상승하였는데 이는 공진기의 왕복손실이 훨씬 더 커지기 때문이다. 이러한 손실을 극복하기 위해서 이득값이 충족되기 위해서 훨씬 더 많은 펌프빔의 에너지가 필요했던 것이라고 추측된다. 공진기 길이 20 mm에서 투과율 70%일 때는 Cr:YAG 표면에 광학적 손상을 받아서 실험을 진행하지 못하였다. 이러한 이유는 Cr:YAG의 투과율이 커지면 커질수록 펄스의 첨두 출력이 강해지고 이에 따라 공진기 내부에 광 세기가 너무 높아서 Cr:YAG 표면에 손상을 초래한 것으로 판단된다.

따라서 광학적 손상을 받지 않고, 강력한 첨두 출력을 얻기 위하여, 그림 30의 실험결과를 통해 본 실험의 Cr:YAG의 초기 투과율은 80%로 고정하고 실험을 진행하였다.

나. 공진기 길이 60 mm에서 펌프 빔 크기와 반사율에 따른 출력 특성 조사

아래의 그림은 Cr:YAG 초기투과율 80%, 공진기 길이는 60 mm로 고정한 상태에서 펌프 빔 직경($2W_0$)과 반사율을 매개변수로 두어 실험한 Q-스위칭된 레이저 출력 에너지와 펄스 폭에 대한 출력 특성이다. L_2 가 20 mm에서는 너무 레이저의 출력이 약하게 나왔다. 그리고 70 mm에서는 펌프 빔의 출력이 약해서 레이저가 발진 되지 않았다. 따라서 본 구조에서는 펌프 빔 직경 0.175 mm, 0.210 mm, 0.278 mm, 0.348 mm만 사용하여 실험을 진행하였다.

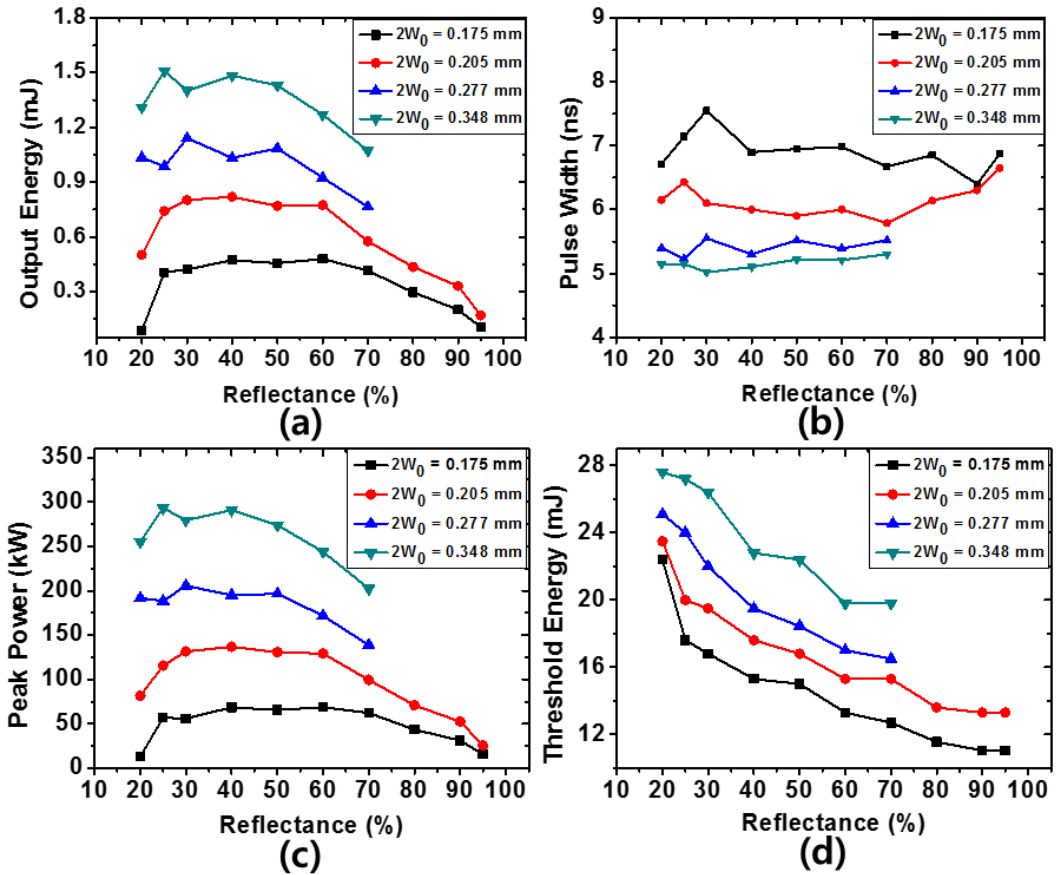


그림 32. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 공진기 길이 60 mm일 때 펌프 빔 직경($2W_0$)과 반사율에 따른 Q-스위칭된 레이저의 단일펄스 출력 특성 실험. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 첨두 출력, (d) 발진 문턱값.

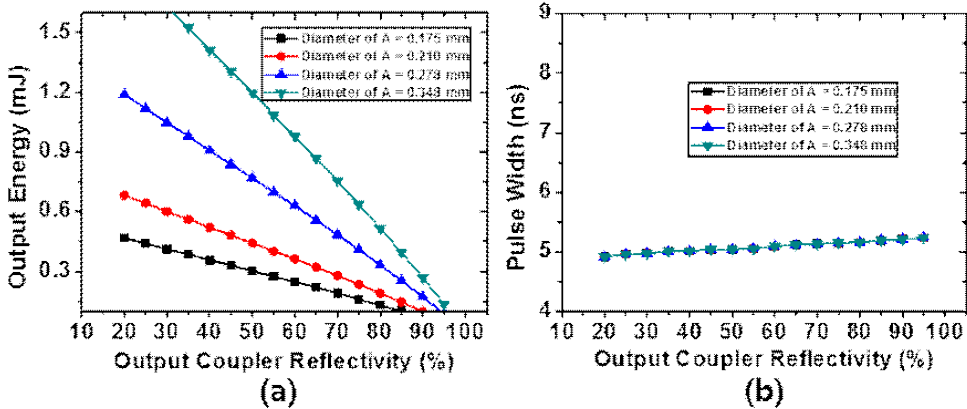


그림 33. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 공진기 길이 60 mm일 때 유효빔 단면적의 직경과 반사율에 따른 Q-스위칭된 레이저의 단일펄스 출력 특성 시뮬레이션. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭.

실험 결과의 출력 에너지, 펄스 폭은 모두 각각의 조건에 대한 Q-스위칭 레이저 펄스의 발진 문턱값 일 때이다. 시뮬레이션에서는 각각의 조건에서 유효빔 단면적(A)과 공진기 왕복손실은 임의의 값(0.9)으로 고정한 상태에서 진행하였다. 그림 32(a)에 도시된 바와 같이 펌프빔 크기를 증가시키에 따라 펌프빔 크기에 대한 펄스 에너지가 증가하였다. 그리고 펄스 에너지가 증가함에 따라 발진 문턱 값 또한 증가하였다. 에너지가 증가한 경향은 식 (35)를 참고하면 알 수 있듯이 펌프빔의 크기와 레이저 모드빔의 크기가 더욱더 정합이 잘 돼서 유효빔 단면적이 커진 것이라 판단된다. 유효빔 단면적이 커지면 시뮬레이션 식 (35)과 시뮬레이션 결과인 그림 22에서 볼 수 있듯이 Q-스위칭 펄스의 에너지가 상승한다. 그리고 시뮬레이션 값도 유효빔 단면적이 크면 펄스 에너지가 상승하는 경향이 있는 것을 알 수 있다. 실험값과 시뮬레이션 값을 보면 출력 거울의 반사율을 점차적으로 증가시키에 따라 레이저 펄스의 출력 에너지가 감소하였다. 하지만 시뮬레이션 값과 다르게 실험에서는 반사율이 너무 낮으면 출력 펄스 에너지가 거의 비슷하거나, 감소하는 경향을 보였다. 이러한 이유는 출력 거울 반사율이 너무 낮아서 공진기 손실이 증가하기 때문에 레이저 매질에 저장된 에너지를 유도방출을 통해 추출하는 것이 어려운 것으로 보인다.

반사율이 높으면 발진 문턱 값은 낮아지지만 공진기 내부에서의 에너지는 출력 거울의 투과율에 반비례해서 더 클 것이라 판단된다. 그림 32(a)에서 주목할 만한 결과는 펄스

에너지가 펌프빔 직경 0.348 mm에서 펌프빔 직경 0.175 mm보다 크게는 5배 이상의 출력 에너지로 발진 되었다는 것이다. 실험에 이용된 LD의 파워 부족으로 인하여 펌프빔 직경 0.348 mm 이상에서는 실험하지 못했다. 하지만 이러한 구조에서 펌프빔의 크기와 LD의 파워를 증가시킨다면 높은 출력 에너지를 얻을 수 있을 거라 판단된다. 그렇지만 펌프빔 크기가 너무 크면 많은 멀티모드가 성장하게 되어 빔질은 다소 떨어질 것이라고 예상된다.

실험 결과 그림 32(b)에서 Q-스위칭 펄스 폭의 변화에 대한 출력 특성을 보면 출력 거울의 반사율 변화에 관해서는 효과가 미미하여 어떠한 말할 수 있을 만큼 크게 작용하지 않았다. 오히려 펌프빔 크기가 증가할 때마다 펄스 폭이 감소하는 경향을 보였다. 하지만 시뮬레이션 값에서는 펄스 폭이 일정했다. 이러한 결과는 시뮬레이션에서 사용했던 Cr:YAG 투과율의 가정에 대한 오류가 조금 있기 때문이다. 시뮬레이션에서는 펄스의 최대 출력 위치에서 Cr:YAG의 투과율이 T_{max} 가 되었다고 가정하였다. 하지만 실험에서는 Cr:YAG의 투과율이 T_{max} 까지 도달하지 않아도 Q-스위칭 펄스가 발생할 수 있다. 즉, 완전 포화되는 투과율 T_{max} 을 사용한 시뮬레이션 결과는 실험결과와 차이가 있을 것으로 판단된다.

펌프빔 직경 0.278 mm 이상부터는 반사율 80% 이상의 출력 거울을 사용하여 실험 및 측정을 할 수 없었다. 그 이유는 반사율을 높게 하면 공진기 내부의 광학적 에너지가 높아짐으로 출력 거울과 마주한 Cr:YAG의 코팅된 표면에 광학적 손상이 발생했기 때문이다. 이러한 광학적 손상 결과는 공진기 길이가 줄어들수록 첨두 출력이 증가해서 반사율이 낮은 출력 거울에서도 나타났다.

결과적으로 펌프빔 직경과 출력 거울의 반사율 두 매개변수들의 효과를 비교하면 반사율의 변화보다 펌프빔 직경을 증가시키는 것이 펄스 당 출력 에너지가 상승하고 펄스 폭은 감소하는 것을 알 수 있다. 이에 따라 더 높은 첨두 출력을 가진 Q-스위칭 펄스를 구현할 수 있다. 이 구조에서 펄스 당 최대 에너지는 1.51 mJ, 펄스 폭은 5.15 ns로 발진 되었고 첨두 출력은 약 300 kW이다.

다. 공진기 길이 50 mm에서 펌프빔 크기와 반사율에 따른 출력 특성 조사

아래의 그림은 Cr:YAG 초기투과율 80%, 공진기 길이는 50 mm로 고정된 상태에서 펌프빔 직경($2W_0$)과 반사율을 매개변수로 두고 실험한 Q-스위칭된 레이저 출력 특성이 다.

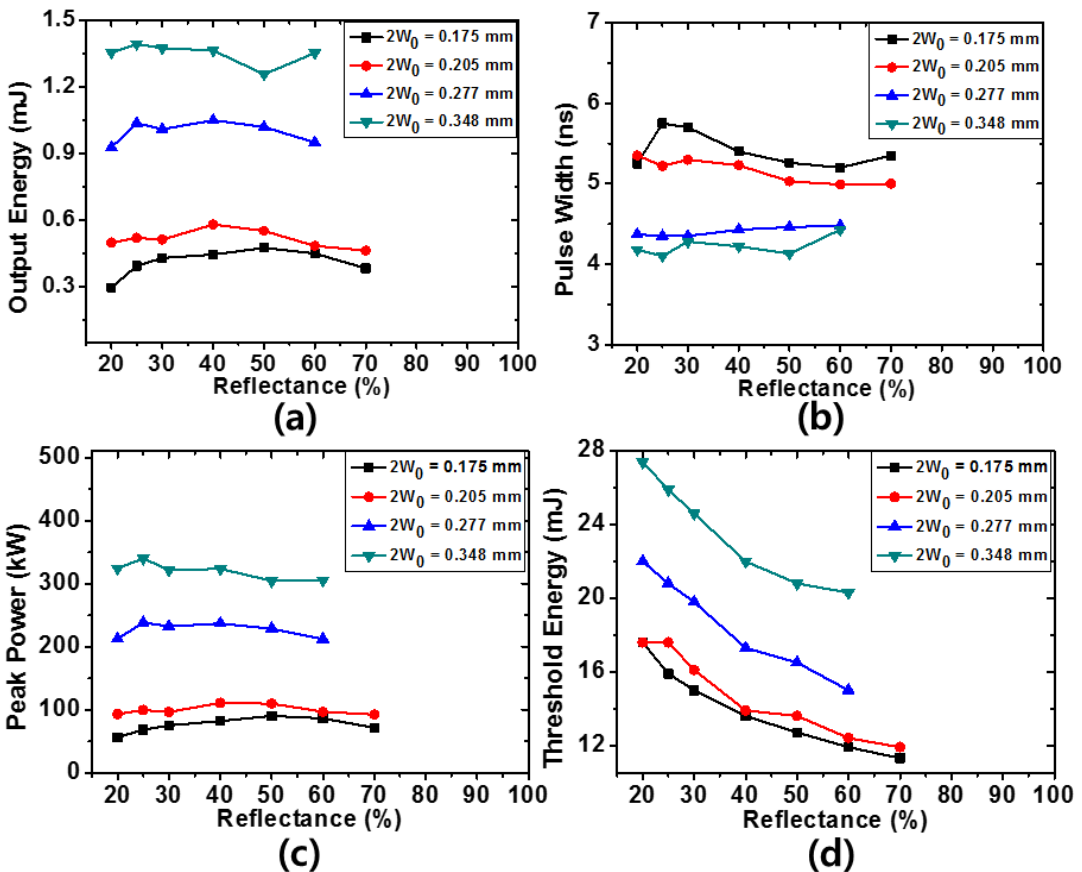


그림 34. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 공진기 길이 50 mm일 때 펌프빔 직경($2W_0$)과 반사율에 따른 Q-스위칭된 레이저의 단일펄스 출력 특성 실험. (a) 펄스 에너지, (b) 펄스 폭, (c) 펄스 첨두 출력, (d) 발진 문턱값.

본 실험은 앞의 실험과 조건이 동일하고 공진기 길이를 50 mm로 감소시켰을 때의 Q-스위칭된 레이저 출력 특성이다. 앞의 실험과 유사하게 입력 펌프빔 직경이 증가할수록 펄스 에너지가 상승하고 펄스 폭이 감소하였다. 공진기 길이를 줄임에 따라 공진기 내부에 존재하는 첨두 출력이 더 상승하였다. 따라서 낮은 반사율에서도 Cr:YAG 코팅표

면에 광학적 손상을 받게 되었다. 그래서 펄스폭 직경 0.278 mm부터는 반사율 70% 이상의 출력 거울로는 실험 및 측정을 할 수 없었다. 공진기 길이가 60 mm일 때 보다 펄스의 에너지는 감소하지만 공진기 왕복시간이 짧아졌기 때문에 펄스 폭이 감소하여 앞의 실험보다 더 높은 첨두 출력을 얻었다. 이 구조에서 펄스 당 최대 에너지는 1.394 mJ, 펄스 폭은 4.10 ns로 발진 되었다. 첨두 출력은 약 340 kW로 추정된다.

3.3 Q-스위칭된 Yb:YAG 레이저 점화기의 최적화된 출력 특성

아래의 표는 이전 실험 결과의 경향을 분석한 실험 결과 표이다.

표 4. 3.2절에서 도출한 실험 결과표.

	Cr:YAG T_i ↓	공진기 길이 ↓	펌프빔 크기 ↑	반사율 R ↓
에너지	↑	↓	↑	20 % 이하에서 급격히 떨어짐
펄스폭	↓	↓	↓	
첨두출력	↑	↑	↑	
광학적 손상	↑	↑	↑	↓

Cr:YAG 초기투과율과 공진기 길이가 감소할수록, 펌프빔 크기가 상승할수록 높은 첨두 출력은 얻지만 그만큼 광학적 손상이 생기는 경향이 있다. 반사율이 낮으면 공진기 내부의 광학적 손상을 받지 않지만 20% 이하의 반사율에서는 에너지가 급격히 떨어져서 첨두 출력이 감소한다. 따라서 광학적 손상을 받지 않는 조건에서 높은 첨두 출력을 얻기 위하여 반사율은 25%로 고정, 초기투과율은 80%로 고정, 펌프빔 크기는 0.348 mm로 고정, 펌프 펄스 폭을 1 ms로 고정하고 공진기 길이에 따른 출력 특성 실험을 진행하였다.

가. Cr:YAG 초기투과율 80%, 펌프빔 직경 0.348 mm, 반사율 25%일 때 공진기 길이에 따른 출력 특성

이전의 실험 결과를 기반으로 하여 공진기 길이에 대한 출력을 다시 조사하여 최적화된 레이저 출력을 찾는 실험을 진행하였다. 아래의 그림은 이전 실험을 바탕으로 공진기 내부의 광학적 손상을 피하고 높은 출력을 얻기 위해서 펌프빔 직경 $2W_0 = 0.348$ mm, 출력 거울의 반사율 25%로 고정하고 공진기 길이를 변화시켰을 때의 출력 에너지, 펄스 폭, 발진 문턱값을 보여준다.

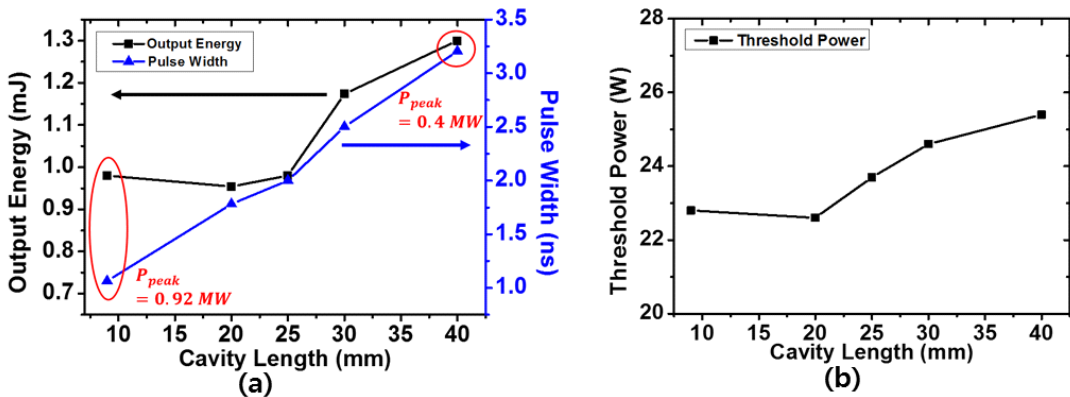


그림 35. Cr:YAG 초기 투과율 80%, 펌프빔 직경 0.348 mm, 반사율 25%일 때 공진기 길이에 대한 출력 실험. (a) 펄스 에너지와 펄스 폭, (b) 발진 문턱값.

위의 결과는 공진기 길이가 감소함에 따라 출력 에너지 및 출력 펄스 폭이 감소한 것을 보여준다. 그러나 그림 35(a)에 도시된 바와 같이 공진기 길이가 감소할수록 침두 출력은 증가하였다. 그림 35(b)는 공진기 길이가 감소하는 것에 따라 문턱값 또한 감소하는 것을 보여준다. 출력 에너지는 짧은 공진기 길이에서 정렬 조건에 민감하기 때문에 광학부품의 정밀한 정렬을 수행하였다. 가장 짧은 펄스 폭을 얻기 위해서 본 구조에서 공진기 길이를 최대한 줄였다. 정렬된 가장 짧은 공진기의 길이는 9 mm까지 줄일 수 있었다. 다음으로, 레이저 빔과 펌프빔의 더 향상된 모드 정합을 위해서 펌프빔의 초점 위치를 다시 정렬하였다. 이러한 정렬 후 0.92 mJ의 출력 에너지와 약 1.06 ns의 출력 펄스 폭을 얻을 수 있었다. 이는 0.92 MW의 침두 출력에 해당한다.

나. Q-스위칭된 레이저 펄스의 측정과 Air breakdown 관찰실험, 빔질 측정

위의 실험에서 1.06 ns로 발진된 출력 펄스 폭을 측정한 것은 아래의 그림 36(a)에 도시되어있다. 또한 Q-스위칭된 레이저로 레이저 점화를 시연하기 위해서 초점길이 25.4 mm의 렌즈를 사용하여 최적화된 레이저 출력 빔에 초점을 맞춰 Air breakdown 실험을 수행하였다. 아래의 그림 36(b)와 같이 Air breakdown이 관찰되었다. 이때의 광 세기는 90 GW/cm^2 로 계산되었다. 그리고 이 때의 빔질(M^2)은 2로 측정되었고 이것은 그림 37이 나타내고 있다. 출력 거울에서 빔 직경은 약 0.152 mm로 측정되었다.

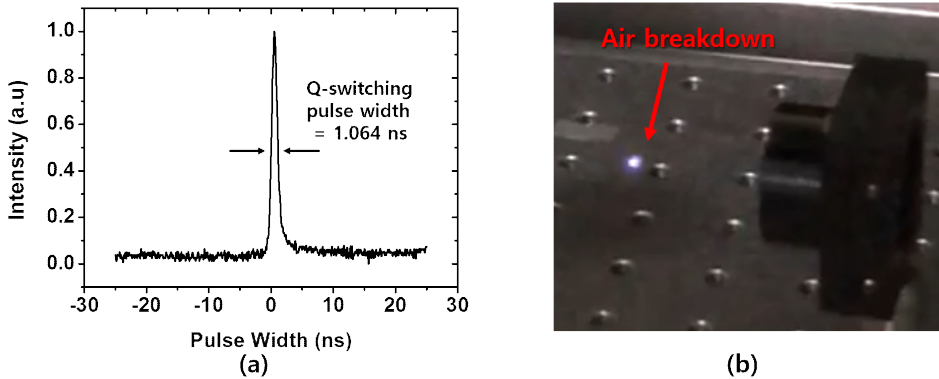


그림 36. (a) 최종 출력에서 측정된 펄스 파형, (b) 최종 출력에서 렌즈에 의해 집속되어 발생한 Air breakdown 사진.

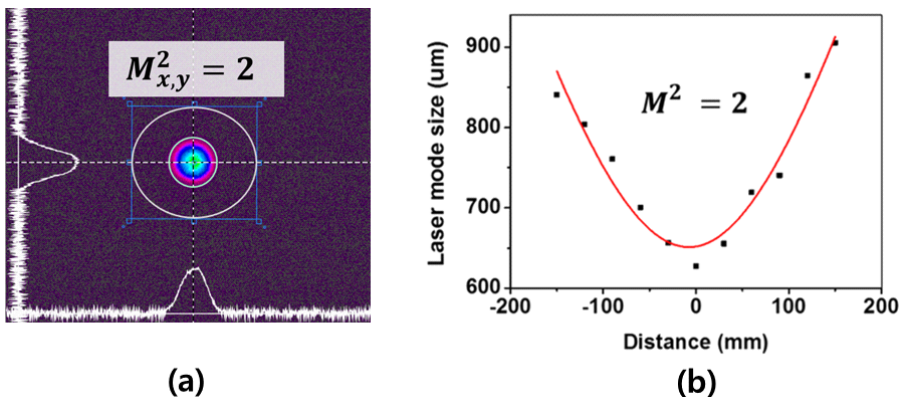


그림 37. (a) 최종 출력에서의 빔 프로파일, (b) 최종 출력에서 빔질 측정.

다. 펌핑되는 시점으로부터 Q-스위칭 펄스가 발진되는 지연시간 측정

앞에 있던 장에서도 언급했듯이 Q-스위칭 전환은 낮은 펌프출력의 LD사용을 위해 Yb:YAG 형광수명시간이 끝날 때까지 생성되지 않아야만 한다. 따라서 본 실험에서 Yb:YAG에 충분한 에너지 저장 시간이 있음을 확인하기 위해 Yb:YAG의 표면의 산란된 신호를 모니터링하여 펌프빔 시작 시간에서 Q-스위칭된 펄스의 발진시점까지의 지연시간을 측정하였다. 아래의 그림은 측정된 Yb:YAG의 표면의 산란된 신호를 모니터링하여 측정된 지연시간이다.

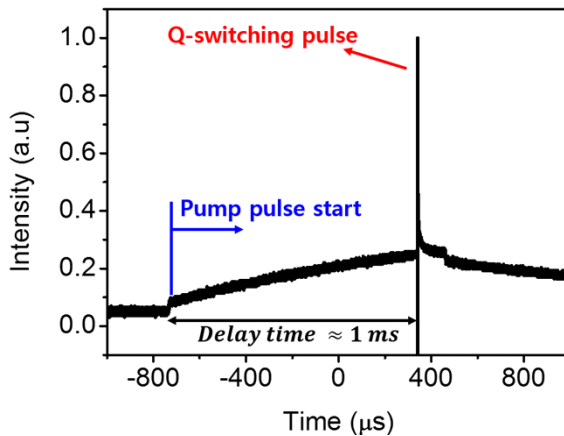


그림 38. 펌프빔이 시작한 후부터 Q-스위칭 펄스 지연시간 측정.

이 측정 결과는 Yb:YAG의 형광수명시간인 1 ms를 최대한 활용하여 적은 에너지를 오랜 시간 동안 축적한 것을 보여준 것이다. 이는 Yb:YAG의 긴 형광수명시간으로 인하여 Nd:YAG보다 비교적 오랜 시간 에너지를 저장 할 수 있기 때문에 저 출력의 LD를 긴 펌핑 펄스 폭으로 펌핑시켜 높은 강도의 Q-스위칭 펄스의 에너지를 발진시킬 수 있음을 입증한다.

3.4 최종 출력 값과 시뮬레이션 값 비교

이번 절은 최적화된 구조에서의 출력 값(0.92 MW)과 시뮬레이션 값을 비교한다. 먼저 정확한 시뮬레이션을 위해서 앞의 2절의 시뮬레이션과는 다르게 몇 가지 측정 실험을 하였다. 정확한 시뮬레이션을 위하여 공진기 왕복손실과 유효빔 단면적을 직접 실험적으로 측정 및 계산하였다. 공진기 왕복손실은 Findlay & Clay 방법을 사용하여 손실을 측정하였고 유효빔 단면적은 빛의 가역성을 통하여 매질에서의 유효빔 단면적을 측정하였다. 이렇게 구한 두 값을 Q-스위칭 시뮬레이션에 대입하여 수치적 방법으로 시뮬레이션을 보다 정확하게 구함으로써 최적화된 구조에서의 출력값과 시뮬레이션 값을 비교하였다.

가. 최종 출력 값과 시뮬레이션 비교를 위한 공진기 왕복손실 조사

최종 출력에 대한 실험결과를 Q-스위칭 시뮬레이션과 비교하기 위해 공진기 왕복손실을 Findlay & Clay 방법을 사용하여 구하였다. 아래의 그림은 Findlay & Clay 방법을 통하여 구한 공진기 왕복손실이다.

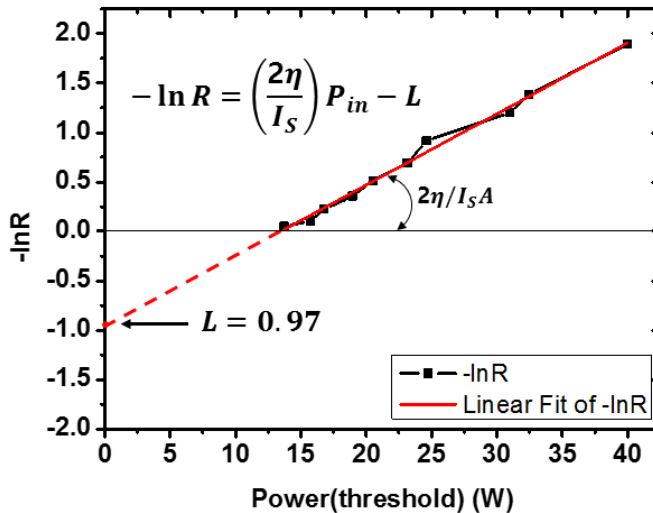


그림 39. 공진기 왕복손실 (Round Trip Loss) 측정값.

여기서 R 은 출력 거울의 반사율, η 는 종합적인 효율, I_s 는 포화 파워밀도, P_{in} 는 각각의 조건에서의 입력파워, L 은 공진기 왕복손실, A 는 유효빔 단면적이다 [5].

실험은 펄프빔 크기 0.348 mm, 공진기 길이 9 mm일 때 출력 거울의 반사율을 변경해 가며 각각의 출력 거울 반사율에 대한 입력 펄프빔의 문턱값을 측정하고 선형 피팅식을 통하여 절편인 공진기 손실값을 구한 것이다. 이때 손실값은 0.97로 나타났다. 추가적으로 똑같은 펄프빔 크기에선 공진기 길이 10 mm에서 손실값은 1.01, 공진기 길이 30 mm에서는 1.16, 공진기 길이 60 mm에서는 1.21으로 측정되었다. 그리고 펄프빔 직경 0.205 mm일 때 공진기 길이 10 mm에서는 1.53, 공진기 길이 30 mm일 때 1.59, 공진기 길이 60 mm일 때 1.65로 측정되었다. 이에 따라 공진기 길이가 길어질수록 공진기 왕복손실이 커지고 펄프빔 크기가 클수록 유효빔 단면적이 클 것이라 가정한다면 유효빔 단면적이 커질수록 공진기 왕복손실이 줄어든다고 생각할 수 있다. 공진기 왕복손실은 Nd:YAG보다 크게 나온 이유는 Yb:YAG는 자신이 방출하는 1030 nm에 대한 흡수단면적이 높기 때문이라고 판단된다 [7, 8].

나. 최종 출력 값과 시뮬레이션 비교를 위한 유효빔 단면적 조사

최종 출력에 대한 실험결과를 Q-스위칭 시뮬레이션과 비교하기 위해 레이저 매질에서의 빔 단면적을 빔질을 구하고 빔의 가역성을 통하여 구하였다. 유효빔 단면적 측정을 위한 실험적 모식도와 측정을 통하여 계산된 빔 단면적은 아래의 그림에 도시되어 있다.

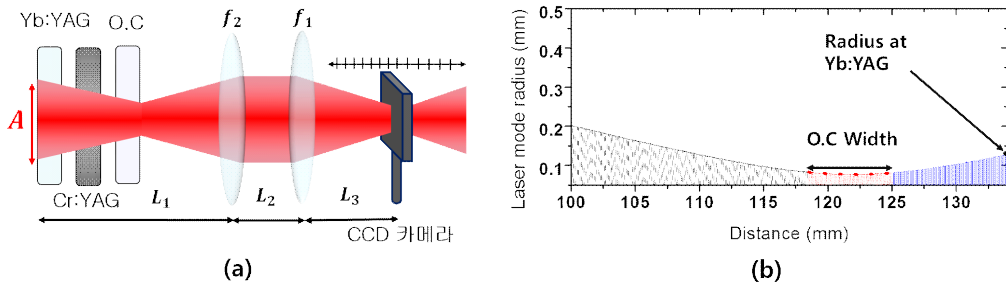


그림 40. (a) 유효빔 단면적 측정을 위한 모식도, (b) 손실값.

유효빔 단면적을 구하기 위하여 그림 40(a)와 같이 광학기기와 CCD카메라를 배치하여 빔 허리위치에서의 빔 크기와 빔질을 측정 한 후, 빔의 가역성의 성질을 이용하여 광선 전달행렬식으로 레이저 매질에서의 유효빔 단면적을 계산하였다. 그림 40(b)와 같이 레이저 매질에서의 빔 반경은 0.128 mm로 측정되었고, 이에 따른 빔 단면적은 0.051 mm^2 으로 계산되었다.

다. 최종 출력 값과 수치적 시뮬레이션 값 비교

아래의 그림은 펄스가 끝나는 지점의 최종 반전밀도 n_f 를 수치적으로 구한 값이다.

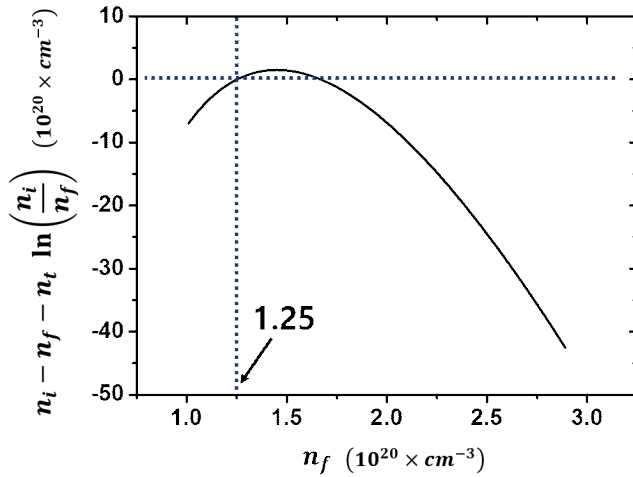


그림 41. 최종 반전밀도 n_f 의 계산값.

n_f 을 구하기 위해 임의의 수를 넣은 후 수치적 해법을 통하여 식 (34)가 0이 되는 지점의 n_f 를 구하였다. 최종 실험값에서 n_i, n_t, n_f 의 값은 각각 $1.668 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $1.45 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $1.25 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 으로 계산되었다. 이 시뮬레이션에서 계산된 펄스 에너지는 0.946 mJ, 첨두 출력은 0.887 MW, 펄스 폭은 1.134 ns로 계산되었다. 이것은 실험 결과 값과 비교하면 거의 유사함을 보인다.

제4장 결 론

본 연구에서는 30 W 저출력 LD의 조건에서 작동할 수 있는 레이저 점화기용 수동 Q-스위칭된 레이저를 구축하여 고효율의 소형 레이저 점화기의 제작 가능성을 보여 주었다. 높은 첨두 출력으로 Q-스위칭된 레이저 펄스를 발진시키기 위하여 Yb:YAG의 형광시간을 고려하여 1 ms의 긴 펄핑 펄스로 펄핑하는 조건에서 여러 가지 매개변수인 Cr:YAG 초기 투과율, 펌프빔의 직경, 공진기의 길이, 출력 거울의 반사율 등을 변경해 가면서 Air Breakdown이 가능한 첨두 출력을 얻기 위한 최적조건을 구하는 시뮬레이션과 실험을 수행하였다. 본 연구에서 최적화된 최대 출력의 레이저 공진기 조건은 Cr:YAG 초기 투과율 80%, 반사율 25%, 펌프빔 직경 0.348 mm, 공진기 길이 9 mm에서 발진되었고 이때 첨두 출력은 약 0.92 MW였으며 펄스 폭은 1.064 ns, 펄스 에너지는 0.98 mJ의 출력을 갖었다. 그리고 이 결과는 시뮬레이션의 계산 값과 거의 일치함을 확인하였다. 그리고 점화 플러그 위치로부터 충분히 먼 거리에서 점화할 수 있도록 초점거리 25.4 mm 렌즈를 이용하여 레이저 빔을 집속시켰을 때 Air Breakdown이 발생함을 관측했다. 이때의 광 세기는 약 90 GW/cm^2 으로 계산된다. 만약 조금 더 높은 출력의 LD와 높은 광학 손상 문턱값을 가지는 코팅처리(이온 빔 스퍼터링)가 된다면 더 강한 첨두 출력을 가진 Q-스위칭된 레이저 펄스가 구현될 것으로 보인다.

[참고문헌]

- [1] N. Pavel, M. Bärwinkel, P. Heinz, D. Brüggemann, G. Dearden, G. Croitoru, and O. V. Grigore, “Laser ignition - Spark plug development and application in reciprocating engines”, *Progress in Quantum Electron.* 58, 1-32 (2018).
- [2] M. Tsunekane, T. Inohara, A. Ando, N. Kido, K. Kanehara, and T. Taira, “High Peak Power, Passively Q-switched Microlaser for Ignition of Engines” *IEEE J. Quantum Electron.* 46, 277-284 (2010).
- [3] T. X. Phuoc, “Laser-induced spark ignition fundamental and applications”, *Opt. Lasers Eng.* 44, 351-397 (2006).
- [4] T. Taira, S. Morishima, K. Kanehara, N. Taguchi, A. Sugiura, and M. Tsunekane “World First Laser Ignited Gasoline Engine Vehicle”, The 1st Laser Ignition Conference(Pacifico Yokohama Nation Convention Hall, Japan, Apr, 2013).
- [5] W. Koechner and M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text* (Springer Publishing, New York, USA, 2003), Chap. 2-Chap. 3.
- [6] J. Dong, Y. Ren and H Cheng “> 1 MW peak power, an efficient Yb:YAG/:YAG composite crystal passively Q-switched laser, *Laser Phys* 24, 055801, 1-4 (2014).
- [7] J. Ma, J. Dong, K.-i. Ueda and A.A. Kaminskii, “Optimization of Yb:YAG/Cr⁴⁺:YAG composite ceramics passively Q-switched microchip lasers” *Appl. Phys.* 105, 749-760 (2011).
- [8] M. Tsunekane and T. Taira, “High Peak Power, Passively Q-Switched Yb:YAG/Cr:YAG Micro-Lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.* 49, 454-461 (2013).
- [9] H. Kogelnik and T.Li, “Laser Beams and Resonators,” *Appl Opt*, 5, 1550 (1966).
- [10] M. Hercher “ An Analysis of Saturable Absorbers”, *Appl Opt*, 6, 947-957

- (1967).
- [11] J. Degnan, "Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Laser", IEEE J. Quantum Electron. 25, 214-220 (1989).
- [12] X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, and S. Zhang, "Optimization of Cr^{4+} -Doped Saturable-Absorber Q-Switched Lasers, IEEE J. Quantum Electron. 33, 2286-2294 (1997).
- [13] G. Xiao and M. Bass, "A Generalized Model for Passively Q-Switched Lasers Including Excited State Absorption in the Saturable Absorber", IEEE J. Quantum Electron. 33, 41-44 (1997).
- [14] B. Lipavsky, Y. Kalisky, Z. Burshtein, Y. Shimony, S. Rotman, "Some optical properties of Cr^{4+} -doped crystals", Opt. Mater. 13, 117-127 (1999).
- [15] G. Xiao, J. H. Lim, S. Yang, E. V. Stryland, L. Weichman, Z-scan measurement of the ground and excited state absorption cross section of Cr^{4+} in yttrium aluminum garnet, IEEE J. Quantum Electron. 35, 1086-1091 (1999).
- [16] G. Xiao, J. H. Lim, S. Yang, E. V. Stryland, L. Weichman, Z-scan measurement of the ground and excited state absorption cross section of Cr^{4+} in yttrium aluminum garnet, IEEE J. Quantum Electron. 35, 1086-1091 (1999).
- [17] M. Jansen, P. Bournes, P. Corvini, F. Fang, M. Finander, M. Hmelar, T. Johnston, C. Jordan, R. Nabiev, J. Nightingale, M. Widman, H. Asonen, J. Aarik, A. Salokatve, J. Nappi, and K. Rakennus "High performance laser diode bars with aluminum-free active regions", Opt. Exp., 4, 3-11, (1999).