

Nd:YAG 레이저의 제 2조파로 종여기하는 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기와 이를 이용한 단일경로 형태의 Ti:sapphire 증폭기의 출력특성

김경남 · 조재홍[†]

한남대학교 이과대학 광·전자물리학과
④ 306-791 대전광역시 대덕구 오정동 133번지

임권 · 차병현

한국원자력연구소 양자광학기술개발부
④ 305-600 대전광역시 유성우체국 사서함 105호

(2006년 11월 1일 받음, 2007년 3월 2일 수정본 받음)

레이저 분광용 고출력 파장가변 레이저로 이용할 Nd:YAG 레이저의 제 2조파로 종여기한 평행평면형 공진기 구조의 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기와 이를 이용한 단일경로 형태의 Ti:sapphire 레이저 증폭기의 출력특성을 조사하였다. 발진기의 경우에는 여기광의 에너지, 공진기 길이, 출력거울의 반사율을 변화시키면서 출력스펙트럼, 펄스 발생시간, 펄스폭, 출력에너지를 측정하였다. 그리고 증폭기의 경우, 발진기의 레이저 광과 증폭기 여기광이 증폭매질에 들어오는 시간차이, 그리고 발진기의 여기에너지와 증폭기의 여기에너지를 각각 변화시키면서 증폭기의 출력에너지를 측정하고 이를 분석하였다. 이 결과 발진기와 증폭기의 여기에너지가 18 mJ/pulse 일 때 두 여기광의 시간차가 35 ns까지는 지속적으로 증폭기의 에너지가 증가했으며, 발진기의 여기광에 대한 증폭기의 기울기 효율은 23.5 %이고, 증폭기의 여기광에 대한 증폭기의 기울기 효율은 11.6 %였다.

주제어 : Ti:sapphire 레이저 발진기, Ti:sapphire 레이저 증폭기, 파장가변 레이저, 고출력 펄스 레이저

I 서 론

Ti:sapphire 레이저는 1982년 P. E. Moulton에 의해 개발되었다.^[1] 그 활성 이온인 Ti^{3+} 이온이 3d 전이금속에 속하므로 이를 이용한 레이저 천이는 작은 진동에너지 준위들로 나누어진 전자준위들 사이의 천이가 되기 때문에 진동-전자천이 레이저로 분류한다.^[2] Ti:sapphire 레이저는 넓은 파장가변영역과 높은 발진효율을 갖고 있고, 이득대역폭이 넓어서 초단펄스를 발생시키기 때문에 새로운 파장가변형 초단펄스 레이저 광원으로 현재 가장 활발히 연구를 진행하고 있는 레이저 중의 하나이다.

Ti:sapphire 레이저는 여러 분야에서 색소 레이저를 대체하는 레이저로 이용하고 있다. 즉 물리·화학적으로 안정하고 레이저 매질의 성능저하 등에서 문제가 없는 Ti:sapphire 레이저는 유지 및 보수관리가 용이하고, 신뢰성이 높으며, 출력, 파장가변성 및 스펙트럼 안정성 등의 성능 면에서도 색소 레이저보다 우수한 광원으로 주목 받고 있다.^[3,4] 녹색 흡수파장 영역을 갖고 있는 Ti:sapphire 결정($Ti:Al_2O_3$)은 Nd:YAG 레이저의 제 2고조파, 구리 증기 레이저, Ar^+ 레이저 및 플래시 여기(flash pumping) 등을 여기광원으로 사용하여 650 nm에서 1150 nm에 걸친 넓은 파장가변영역과 200 nm나 되는 넓은 이득대역폭에서 고효율의 레이저 출력을 낼

수 있다는 것이 확인되었다.^[5-8] 일반적으로 기본파의 발진에서는 펄스동작 Ti:sapphire 레이저의 파장가변영역이 연속발진하는 레이저에 비해 좁은 것으로 알려져 있다.^[9] 그러나 높은 첨두출력을 낼 수 있는 펄스동작 Nd:YAG 레이저의 제 2고조파 등을 여기광원(pumping source)으로 사용하는 Ti:sapphire 레이저가 고효율의 발진으로 파장가변영역을 확대시킬 수 있기 때문에 이 단점을 충분히 극복할 수 있다. 즉 Ti:sapphire 레이저의 파장가변영역은 700 nm 이상의 근적의선 영역에 집중되어 있지만, 높은 첨두출력을 갖는 펄스동작 레이저는 이 영역에서 높은 출력을 얻을 수 있기 때문에 비선형 광학효과를 이용한 고조파 발생으로 파장가변영역을 자외광에서 적외광 영역에 이르기까지 확장 시킬 수 있다. 그리고 이 레이저 매질의 이득대역폭이 상당히 넓기 때문에 모드동기법을 이용한 펨토초 영역에 이르는 극초단펄스의 발진도 가능하다고 보고되어 있다.^[10-13]

본 논문에서는 Nd:YAG 레이저의 제 2고조파 (532 nm)로 종여기하는 펄스형 Ti:Sapphire 레이저를 제작하여 이를 구조가 단순한 단일경로 형태의 Ti:Sapphire 증폭기의 여기광으로 이용함으로써 분광학용으로 사용하는 고출력의 파장가변 출력광을 얻고자 한다. 이를 위하여 Ti:sapphire 레이저의 발진기와 증폭기를 자체제작한 후, 이 발진기와 증폭기의 출력특성을 측정하고 분석하고자 한다.

[†] E-mail: jhjo@hannam.ac.kr

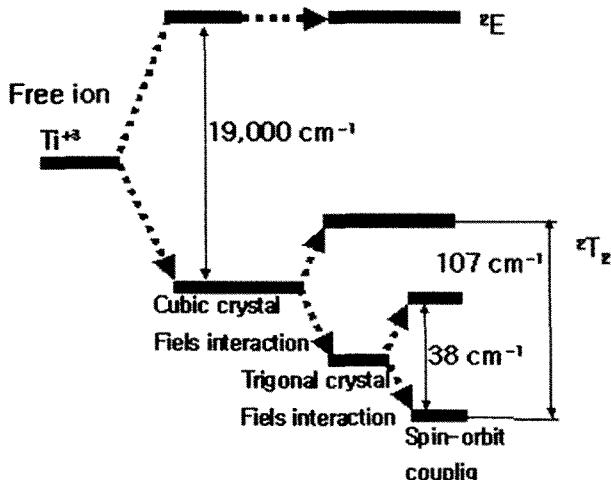


그림 1. Ti:sapphire 결정에서 스핀-궤도 상호작용에 의해 발생하는 Jahn-Teller 효과로 인한 에너지 분리와 에너지 준위.

II. Ti:sapphire 레이저의 특징과 동작원리

Ti:sapphire 매질은 Al_2O_3 결정에서 Al^{3+} 이온 대신 Ti^{3+} 이온을 소량 첨가한 것으로써 파장가변영역이 대단히 넓고 이득단면적이 넓기 때문에 파장가변레이저의 이득매질로써 그 이용가치가 높다.^[14]

Ti^{3+} 이온의 전자구조는 single 3d shell 전자구조이며 Al_2O_3 의 결정장(cubic crystal field)과의 상호작용에 의해 이 이온의 에너지는 2중 축퇴된 2E 여기준위와 3중 축퇴된 $^2\text{T}_2$ 기저준위로 19000 cm^{-1} 만큼 분리된다.^[15] 이 에너지 차이는 파장으로 보면 가시광 영역으로 약 500 nm의 파장영역이 되는데, 2E 준위의 Jahn Teller 효과에 의한 에너지띠 분리는 광흡수에 있어서 결정성장 c-축에 대하여 같은 방향으로 편극된 광을 흡수하는 정도인 π 흡수단면적과 수직방향으로 편극된 광을 흡수하는 정도인 σ 흡수단면적은 그 크기가 서로 다르다. 그 에너지 차이는 온도 77K에서 1850 cm^{-1} 이고 이 에너지대에 대하여 McClure^[16]가 처음으로 광흡수를 측정하였다. $^2\text{T}_2$ 기저준위는 그림 1에서 보듯이 trigonal crystal field 상호작용에 의해 두 개의 준위로 갈라지고 그 중에 낮은 기저준위는 스핀-궤도 상호작용에 의해 38 cm^{-1} 와 107 cm^{-1} 로 분리된다. 그러므로 400 nm~500 nm의 여기광으로 전자를 $^2\text{T}_2$ 기저준위의 가장 에너지가 낮은 상태에서 ^2E 여기준위의 가장 에너지가 높은 상태로 천이시킨 후, 포논의 상호작용에 의한 열적상호작용으로 여기준위 내의 아래쪽 에너지로 이동한다. 그러면 두 에너지대 사이의 천이에 의해서 700 nm대의 연속적인 레이저 발진이 발생한다.

Nd:YAG 레이저 제 2 고조파의 파장인 $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ 에서의 결정 c-축에 대한 π -편광, σ -편광의 흡수단면적 및 레이저 중심발진파장인 $\lambda_p = 790 \text{ nm}$ 에서의 각각 편광에 대한 유도방출 단면적, 그리고 여기준위에서의 수명시간은 참고문헌 [15]에 자세히 측정되어 있다. Ti:sapphire의 길이가 20 nm일

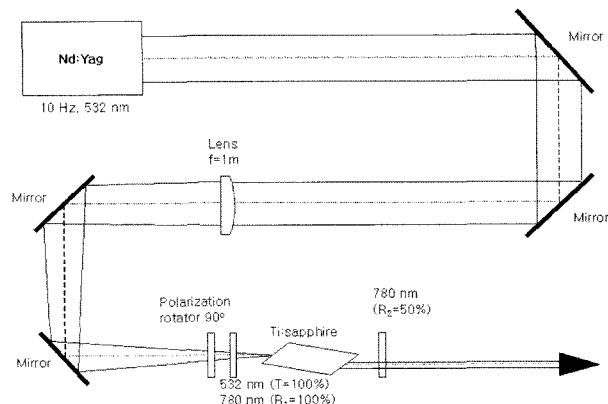


그림 2. 평행평면형 공진기로 구성한 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기 구성.

때의 532nm 의 파장에서 이득값은 $a_{\pi 532} = 1.0 \text{ cm}^{-1}$, $a_{\sigma 532} = 0.45 \text{ cm}^{-1}$ 으로 발표되었다.^[17-19] Ti:sapphire 레이저에서 비교적 큰 이득단면적과 짧은 상부준위의 수명이 나타나게 되는 것은 Ti^{3+} 주위의 결정환경에 의해 (특히 trigonal field에 의해) 주위의 이온들 사이의 대칭성이 감소되어 $^2\text{T}_{2g}$ 와 $^2\text{E}_{2g}$ 준위 사이에 큰 전기 쌍극자 전이가 허용되기 때문으로 알려져 있다.^[20]

Ti:sapphire 레이저에 쓰이는 여기광원들로는 펄스형 동작에 쓰이는 주파수배가 Nd:YAG 레이저, Nd:YLF 레이저, 연속 동작용인 아르곤 이온 레이저 및 고에너지 작동용으로 쓰이는 여러 종류의 섬광관을 사용한다. 이 경우 sapphire 매질은 열전도도가 높기 때문에 냉각이 용이하며, 뛰어난 화학적 안정성과 역학적 견고성을 가지므로 강한 광여기율을 견딜 수 있다.^[21]

III. 발진기 및 증폭기 구성

3.1 평행평면형 공진기의 레이저 발진기 구성

그림 2는 펄스형 제 2조화파 Nd:YAG 레이저로 광여기하는 평행평면형 공진기로 구성한 Ti:sapphire 레이저 발진기를 보여준다. 레이저 매질로는 양단면을 브루스터 각으로 가공한 직경 5 mm × 길이 20 mm 크기에 Ti^{3+} 이 0.12 wt%로 첨가되고, FOM(figure of merit)이 200인 Ti:sapphire 결정(EKSMA사, 24-490P-1)을 사용하였다. 레이저 공진기는 곡률반경이 무한대이고 532 nm에서 투과율이 100 %이며 780 nm에서 반사율이 100%인 이색성 거울((주)한국전광 제작)과 곡률반경이 무한대이고 780 nm에서 반사율이 50 %인 출력거울((주)한국전광 제작)을 사용하여 평행평면형 공진기를 구성하였다. 여기광원으로는 펄스로 동작하는 Nd:YAG 레이저(펄스폭: 5 ns, 최대 출력에너지: 400 mJ)의 제 2고조파를 사용하였다. 펄스형 제2조화파 Nd:YAG 레이저광(Quanteltk, Brilliant B)은 초점거리 1 m의 볼록 렌즈로 레이저 매질로 집속되는데 레이저 매질의 손상을 고려하여 초점에서 20 cm 뒤에 위치시켰다. 또한 Ti:sapphire 결정은 여기광의 편광상

태에 따라 흡수율이 다르기 때문에 레이저 매질에 입사광이 입사하기 직전에 $\lambda/2$ 판을 설치하여 π -편광으로 편광방향을 제어하였다.^[22] 이러한 레이저 공진기의 출력은 파워 검출기(Boulder사, AC5001)와 에너지 검출기(Molelectron사, J3-09)를 사용하여 측정하였으며, 시간폭은 실리콘 PIN 검출기(Newport사, 818-BB-20)로 측정하였다.

Ti:sapphire 레이저 발진기의 연속출력을 단일파장의 가변출력으로 바꾸어 파장주사가 가능하도록 하기 위하여 Littrow형 공진기를 구성하였다. 이를 위하여 그림 2의 출력거울을 광속을 가로방향으로만 6배 확대시킬 수 있는 프리즘 광속확대기(CVI사, AP-2X-10.0)와 1800 grooves/mm 인 반사회절격자(Edmund Industrial Optics사)를 사용해 구성하였다. 즉 프리즘 광속확대기를 사용해서 광속의 크기를 키운 후, 이 광속이 반사회절격자에 입사되는 면적을 크게 만들어서 파장분해능을 높였다. 이때 반사회절격자에 입사한 광은 0차와 1차로 나뉘는데 이 중 1차 회절된 광속을 다시 되돌려서 공진시키고, 0차광은 출력광으로 사용한다. 그리고 파장 가변의 효율을 비교하기 위하여 Littman형 공진기도 구성하는데, 그림 2의 출력거울 대신에 앞서 사용한 반사회절격자와 이 반사회절격자의 1차 회절광을 되반사하는 파장주사용 반사거울(tuning mirror)로 구성한다. 이때 반사회절격자는 파장분해능을 높이기 위하여 회절격자에 입사하는 입사광의 입사각을 89°로 입사시켰다.

3.2 증폭기 구성

그림 3은 Ti:sapphire 레이저 출력을 높이기 위해서 Ti:sapphire 발진기를 여기광원으로 사용한 단일경로 형태의 Ti:sapphire 증폭기 구조를 보여준다. 증폭기는 평행평면형 공진기에서 발진되는 Ti:sapphire 레이저의 출력 쪽에 증폭매질을 배치하여 구성하였다. 증폭기를 구성할 때 사용한 여기광원으로는 발진기를 구성할 때 사용한 Nd:YAG 레이저의 광속을 분할하여 사용하였으며, 발진기의 레이저 매질과 동일한 구경의 Ti:sapphire를 증폭기 매질로 사용하였다. 이때, 발진기로 입력되는 여기광원의 에너지는 Nd:YAG 레이저의 출력을 조절하여 제어하였고, 증폭기로 입력되는 여기광원의 에너지는 Nd:YAG 레이저와 증폭매질 사이에 진폭변조기(amplitude modulator)를 위치시켜 제어하였다. 또한 그림 3에서 증폭기 쪽에 거울 위치를 변화시켜 증폭기 쪽에 입력되는 여기광원에 시간차이를 주었다. 증폭기 여기광원인 Nd:YAG 레이저 광을 초점거리 60 cm인 볼록렌즈로 증폭기용 Ti:sapphire 봉에 접속하였는데, 이 매질의 손상을 줄이기 위하여 초점에서 4 cm 뒤에 레이저 매질을 위치시켰다. 또한 여기광원의 편광상태를 레이저 봉의 브루스터 각도에 맞는 p편광으로 입사하고, 또한 이것이 Ti:sapphire 매질 내에서 결정의 c-축에 대해서 π 편광 상태가 되도록 하여 II장에서 설명한 바와 같이 Ti:sapphire 매질의 흡수단면적과 유도방출 단면적이 커지도록 하였다. 이를 위하여 $\lambda/2$ 판을 여기광이 레이저 봉에 입사하기 직전의 위치에 설치하여 s편광으로 입

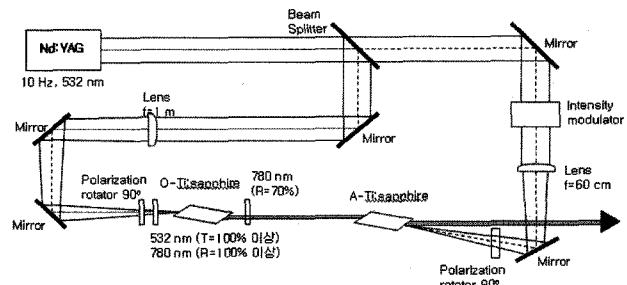
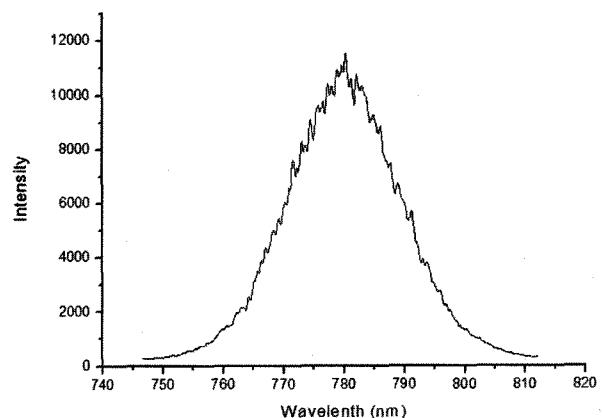
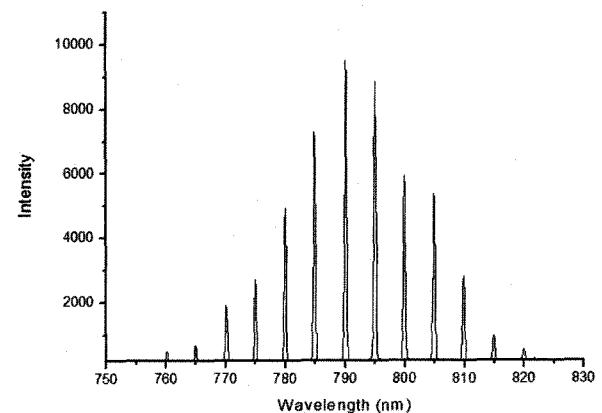


그림 3. 펄스형 Ti:Sapphire 레이저 증폭기 구성.



(a)



(b)

그림 4. 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기의 출력 스펙트럼. (a) 평행평면 공진기의 출력 스펙트럼, (b) Littrow 공진기의 파장주사용 회절격자를 파장당 5 nm 씩 주사한 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기의 출력 스펙트럼.

사하는 여기광의 편광을 p편광으로 바꾸었다.

IV. 발진기의 출력특성

4.1 파장별 스펙트럼

그림 4는 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기의 출력 스펙트럼이다. 그림 4 (a)는 그림 2에 따라 구성한 평행평면 공진기 형태의 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기의 출력을 분광기

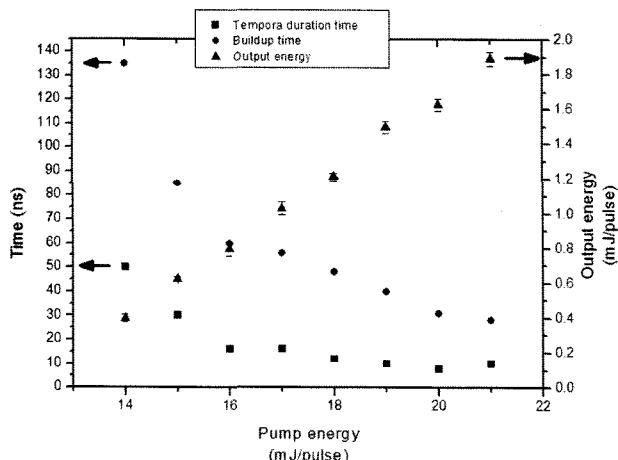


그림 5. 여기에너지에 따라 변하는 평행평면 공진기 형태의 펄스형 Ti:Sapphire 레이저 발진기의 펄스폭과 펄스발생시간 및 출력에너지.

(OMA)를 사용하여 구한 파장별 세기를 보여주는 출력 스펙트럼이다. 그림 4에서 보듯이 750 nm부터 810 nm의 넓은 파장영역에 걸쳐서 60 nm의 파장가변특성을 보이고 있으며, 이는 이득곡선 영역에서 그림 1에서 설명한 광대역 복사 때문에 생긴다. 그림 4 (b)는 Littrow 공진기 형태로 구성한 파장가변 Ti:sapphire 레이저의 반사회절격자를 회전시켜서(Littman 공진기에서는 파장주사용 반사거울을 회전시킴) 760 nm에서 820 nm까지 5 nm씩 중심파장을 이동시킬 때 나타나는 출력 스펙트럼의 모양이다. 하나의 스펙트럼의 폭은 0.4 nm로 그림 2와 같은 평행평면형 공진기로 구성한 Ti:sapphire 레이저의 출력스펙트럼에 비해 1/150 정도로 작아졌으며, 이것은 사용된 반사회절격자에서 분해 할 수 있는 최소 밴드 폭이다. 이렇게 좁아진 스펙트럼을 760 nm부터 820 nm 까지 중심파장을 변화시킬 수 있다는 것을 확인 할 수 있었다. 여기서 Ti:sapphire 레이저의 파장가변가능영역에 비해 실제 파장가변영역이 상대적으로 좁게 측정된 것은 실험에 사용된 출력거울의 파장대역이 750 nm부터 830 nm이기 때문이다.

4.2 펄스폭과 펄스발생시간 및 출력에너지 측정

본 논문에서 제작한 레이저는 레이저 분광학을 위하여 파장가변형 고출력의 펄스로 사용할 예정이므로 Ti:sapphire 레이저 발진기의 펄스 동작특성을 파악하여 여러 조건들에서 최대 출력에너지와 최소 펄스폭으로 작동시키면서 펄스발생시간을 정확히 예측하는 것이 필요하다.

그림 5는 평행평면형 공진기에서 여기광원의 에너지를 14 mJ/pulse에서 21 mJ/pulse까지 변화시킬 때 출력광의 에너지 및 펄스폭(temporal duration time)과 여기광원을 입력한 후 몇 초 후에 출력펄스가 생기는지를 보는 펄스발생시간(buildup time)을 같이 보여주고 있다. 이때의 공진기 길이는 65 mm이며 출력거울의 반사율은 50 %에서 측정한 것이다. 그

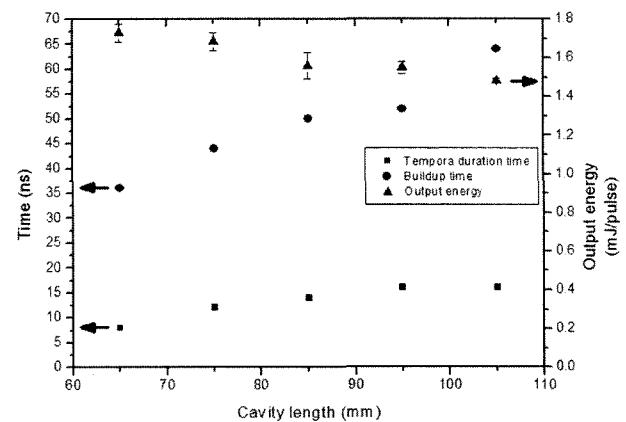


그림 6. 레이저 공진기 길이 변화에 따른 펄스폭과 펄스발생시간 및 출력에너지.

림 5에서 보듯이 여기에너지가 작으면 펄스발생시간이 길어지는데, 이는 여기에너지가 작으면 작을수록 밀도반전을 만드는데 걸리는 시간이 길어져서 펄스발생시간이 길어지기 때문이다. 마찬가지로 여기에너지가 증가하면 밀도반전을 만드는 시간이 짧아져서 여기광에 레이저 매질이 반응하는데 걸리는 시간이 줄어들면서 펄스발생시간이 짧아진다. 그러나 에너지가 계속 증가하더라도 에너지 준위간의 반응시간이 하로는 밀도반전을 만드는 시간을 줄일 수 없으므로 펄스발생시간은 계속적으로 줄어들지는 않고 일정해 질 것이다. 또한 여기에너지가 작을 때는 밀도반전이 느리게 형성되면서 여기준위의 상태밀도도 천천히 감소하게 된다. 그러나 여기에너지가 증가하면 밀도반전이 빠르게 일어나고 여기준위의 상태밀도도 빠르게 감소하면서 펄스폭이 짧아진다. 그림 5에서 보듯이 여기에너지가 21 mJ/pulse에서 펄스폭은 8 ns, 펄스발생시간은 28 ns였다. 그리고 출력에너지는 0.4 mJ/pulse에서 1.89 mJ/pulse까지 증가하였고, 기울기 효율은 21 %였다.

그림 6은 평행평면형 공진기에서 여기에너지가 14 mJ/pulse이고, 출력거울 반사율이 50%일 때 공진기 길이에 따른 펄스폭과 펄스 발생시간 및 출력에너지를 보여준다. 공진기 길이가 짧을수록 펄스 발생시간과 펄스폭은 짧아지는 걸 알 수 있다. 이는 공진기 길이가 짧아지면 체적이 작아지고, 그래서 체적 당 에너지밀도가 높아지기 때문이다. 그림 6에서 보듯이 공진기 길이가 65 mm일 때 펄스폭은 8 ns, 펄스발생시간은 36 ns였다. 또한 출력에너지의 경우, 공진기 길이가 커짐에 따라 에너지는 감소한다. 이것은 공진기 길이가 길어짐에 따라 체적이 커짐으로써 공진기 내의 Q-값이 감소하기 때문이다.

그림 7은 평행평면형 공진기에서 출력거울의 반사율 변화에 따른 펄스폭과 펄스발생시간 및 출력에너지를 나타낸 것이다. 반사율이 높아질수록 공진기내의 Q-값이 높아지므로 펄스폭과 펄스발생시간이 짧아진다. 이때의 여기에너지는 14 mJ/pulse이다. 출력거울 반사율이 90 %일 때 펄스폭은 8 ns였으며 펄스발생시간은 25 ns였다. 이 결과로 볼 때 여기에

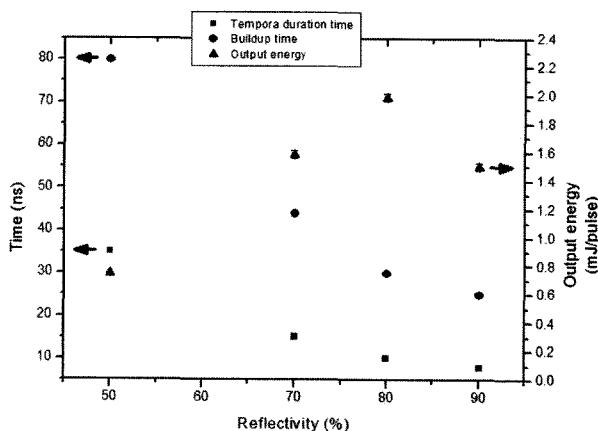


그림 7. 평행평면형 공진기 형태에서 출력거울의 반사율에 따른 펄스폭과 펄스발생시간 및 출력에너지.

너지를 크게 하고 공진기 길이를 짧게 만들면서 출력거울의 반사율을 크게 할 때 펄스발생시간과 펄스폭을 짧게 할 수 있으며 순간적으로 높은 출력을 얻을 수 있다는 것을 확인할 수 있었다. 또한 출력에너지의 경우는 반사율을 50 %, 70 %, 80 %, 90%로 변화 시켰을 때 반사율이 클수록 출력에너지가 증가하다가 다시 감소하는 걸 알 수 있다. 반사율이 50 % 일 때에 비해서 80 %에서 출력에너지가 20% 정도 더 증가 했고 반사율 90%에서는 출력에너지가 다시 감소하였다. 공진기에서 발생한 광자가 공진기를 충분히 왕복하면서 유도 방출에 의해 증폭이 되어야 하는데 반사율이 작으면 충분히 증폭이 안 된 상태로 발진되므로 출력에너지가 작기 때문이다. 그러므로 반사율을 증가시켜 최적에 반사율로 설정하면 발진된 광들이 공진기를 충분히 왕복하면서 증폭되므로 최대의 출력에너지를 얻을 수 있다. 그러나 반사율이 너무 증가해버리면 공진기내에 Q-값이 증가하면서 이득포화를 유발하게 되고 광자가 레이저 매질을 통과할 때 증폭률이 오히려 줄어들게 된다. 따라서 상대적으로 손실이 커지므로 출력에너지가 감소한다.^[23]

지금까지의 결과들로부터 여기에너지는 증가시키고, 공진기 길이는 짧고, 출력거울의 반사율이 약 80% 정도가 될 때 최대출력에너지를 얻을 수 있다는 걸 확인할 수 있었다.

그림 8은 파장가변 레이저에서 여기광원의 에너지를 28 mJ/pulse에서 38 mJ/pulse 까지 변화시킬 때 펄스폭과 펄스발생시간을 보여준다. 이 결과에서 Littrow형 공진기가 Littman 형 공진기보다 펄스폭이나 펄스발생시간이 훨씬 짧다는 것을 알 수 있다. 이는 Littrow형 공진기에서 반사회절격자의 1차 회절광이 그대로 되반사되는 반면 Littman형 공진기에서는 파장주사용 반사거울에 반사된 후 반사회절격자에 되돌아오므로 그 만큼 회절효율이 떨어지고, 이로 인하여 여기에너지는 작아져서 Littman형 공진기가 레이저 발진문턱(threshold)이 높아지기 때문이다.

그림 9는 파장가변 레이저에서 여기광원의 에너지를 증가시킬 때 Littrow형 공진기와 Littman 공진기의 펄스당 출력

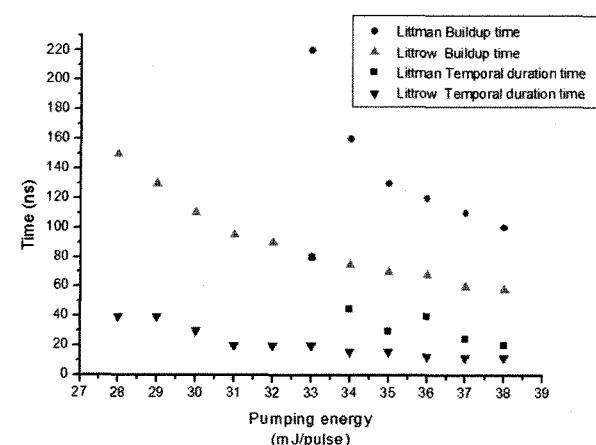


그림 8. Littman형 공진기와 Littrow형 공진기로 구성된 파장가변 Ti:sapphire 레이저의 여기에너지에 따른 펄스폭과 펄스발생시간 변화.

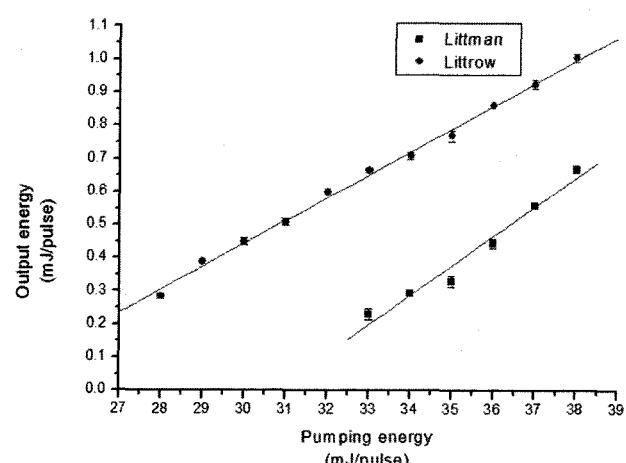


그림 9. Littman형 공진기와 Littrow형 공진기로 구성된 파장가변 Ti:sapphire 레이저의 출력에너지.

에너지를 나타낸다. 여기에너지를 28 mJ/pulse에서 38 mJ/pulse로 증가시킬 때 발진문턱이 낮은 Littrow형 공진기는 0.28 mJ/pulse에서 1.01 mJ/pulse까지 증가하였고, 발진문턱이 높은 Littman형 공진기는 여기에너지가 33 mJ/pulse에서 38 mJ/pulse로 증가할 때 0.23 mJ/pulse에서부터 0.67 mJ/pulse로 증가하였다. 그러나 여기서 기울기 효율은 Littman형 공진기가 더 높음을 알 수 있었다.

V. 증폭기의 출력특성

그림 10은 공진기 길이 65 mm, 출력거울 반사율 70 %, 공진기 여기에너지 18 mJ/pulse, 증폭기의 여기에너지 18 mJ/pulse로 여기시킬 때 공진기에서 발진한 Ti:sapphier 레이저 펄스와 증폭기 여기광이 증폭매질인 Ti:sapphire 매질에 들어오는 시간차에 의한 증폭기의 출력에너지를 나타낸 것이다. Ti:sapphire의 형광수명시간이 3.5 μs으로 매우 길기

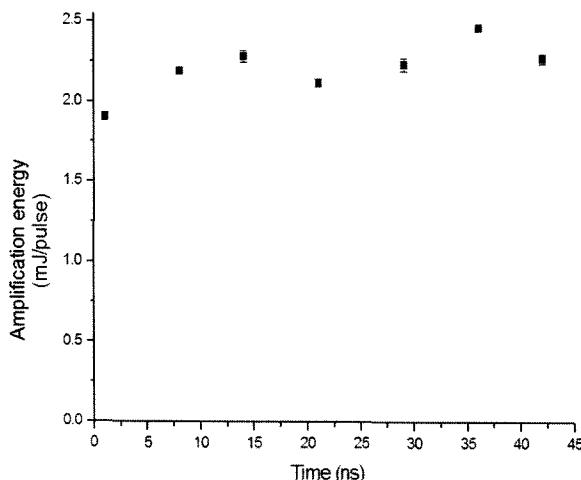


그림 10. 공진기에서 발진된 광과 증폭기 여기광이 증폭매질에 들어오는 시간차에 따른 증폭에너지 변화.

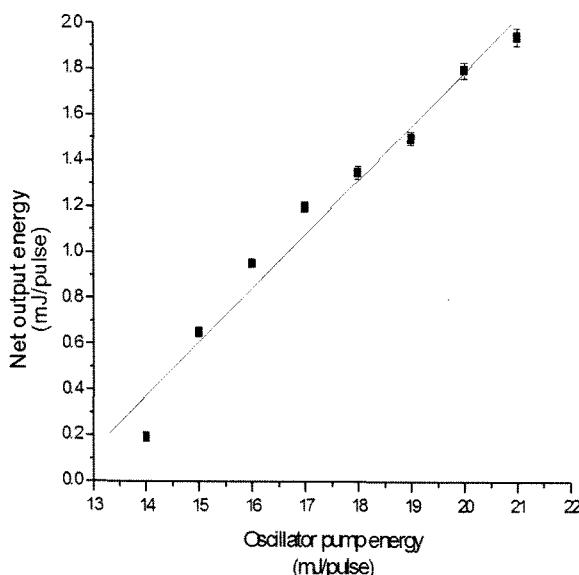


그림 11. 발진기의 여기에너지를 변화시킬 때 증폭기의 순출력에너지를 변화시킨다.

때문에 증폭기 여기광이 먼저 들어와 여기시킨 후 공진기에서 발진된 Ti:sapphier 레이저 펄스가 형광수명시간 안으로 들어오면 출력이 증폭될 것이다. 이때 증폭기에 여기광이 들어와 최대 밀도반전을 형성하기 전에 공진기에서 발진된 레이저 펄스가 들어오면 출력에너지는 작아질 것이고 최대 밀도반전을 이루는 순간에 들어오면 최대 출력에너지를 얻을 것이다. 최대 밀도반전이 형성된 후에 발진된 레이저 펄스가 들어오면 다시 증폭기의 출력에너지는 떨어질 것이다. 그러므로 그림 10에서 주어진 시간차 범위 내에서는 시간차가 많이 날수록 증폭에너지는 증가한다. 이때 발진기의 여기광과 발진기에서 발진하는 레이저의 펄스발생시간은 항상 일정하므로 레이저 펄스와 증폭기 여기광과의 시간차이가 길어질 수록 증폭에너지는 증가한다.

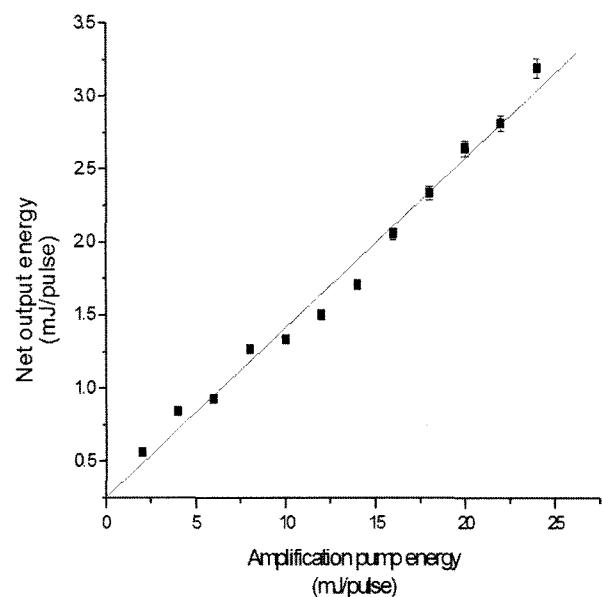


그림 12. 증폭기의 여기에너지를 변화시킬 때 증폭기의 순출력에너지를 변화시킨다.

그림 11은 증폭기의 여기에너지를 20 mJ/pulse로 하고 발진기의 여기에너지를 변화시키면서 증폭기의 순출력(net output)에너지의 변화를 본 것이다. 여기서 순출력에너지는 증폭기의 출력에너지를 발진기의 출력에너지를 뺀 순수한 증폭된 출력에너지를 말한다. 그림 11의 선형피팅함수는 $y = 0.235x - 2.917$ 로 발진기의 여기에너지를 위한 증폭기의 출력에너지의 선형적 비율인 기울기 효율은 23.5 %였다. 그림 12는 발진기의 여기에너지를 17 mJ/pulse이고, 출력거울의 반사율이 70 %일 때 증폭기 여기광의에너지를 변화시키면서 증폭기의 순출력에너지를 본 것이다. 증폭기의 여기에너지를 2 mJ/pulse에서 24 mJ/pulse까지 변화시킬 때 그림에서 나타난 선형피팅의 함수는 $y = 0.116x + 0.255$ 로 기울기효율은 11.6 %였다. 그림 11과 그림 12에서 발진기의 여기에너지를 따라서 Ti:sapphire 레이저 펄스발생시간에 차이가 있고 이에 따라 증폭기의 여기광과의 시간차이가 달라지기 때문에 시간차이가 많이 날수록 증폭효율이 좋다는 것을 확인 할 수 있었다.

VI. 결 론

Nd:YAG 레이저의 제 2고조파(532 nm)로 여기하는 평행평면형 공진기를 갖는 펄스형 Ti:sapphire 레이저 발진기와 이를 이용한 단일경로로 광여기하는 증폭기를 구성하여 그 출력특성을 측정하였다.

평행평면형 공진기 구조의 레이저 발진기에서 여기에너기가 클수록 밀도반전을 만드는 시간이 짧아져서 여기광에 레이저 매질이 반응하는데 걸리는 최소한의 시간으로 펄스 발생시간이 짧아지고, 여기에너지가 증가하면 밀도반전이 빠르게 일어나고 여기준위의 상태밀도도 빠르게 감소하면서 펄

스폭이 짧아지는 현상을 볼 수 있었다. 이와 더불어 출력에너지와 여기에너지가 선형적으로 관계되는 것을 알 수 있었다. 그리고 레이저 공진기의 길이를 변화시켰을 때는 공진기 길이가 짧을수록 펄스폭과 펄스발생시간이 짧고 출력에너지 는 더 크다는 것도 알 수 있었다. 출력 거울의 반사율을 변화 시켰을 때는 반사율이 클수록 펄스발생시간과 펄스폭이 짧았다. 또한 반사율이 증가할수록 출력에너지가 증가하다가 다시 감소하였다. 반사율이 50 %인 출력 거울에 비해 반사율이 80 %인 출력거울에서 출력에너지가 20% 정도 더 증가 했고 반사율이 90%인 출력거울에서는 출력에너지가 다시 감소하였다. 이러한 결과들에서 공진기 길이가 짧고 반사율이 약 80% 정도가 될 때 최대출력에너지를 얻을 수 있다는 걸 확인할 수 있었다. 이러한 실험 결과로부터 레이저 발진 기의 여기에너지, 출력거울의 반사율, 공진기 길이에 의해 출력의 펄스발생시간과 펄스폭, 그리고 최대 출력을 얻을 수 있는 반사율 등을 결정할 수 있었다.

결과적으로 평행평면형 공진기를 구성하여 반사율 50%의 출력거울, 공진기 길이 65 mm, Ti:sapphire 흡수율이 높은 여기광원 편광이 π -편광 일 때 기울기 효율 21 %를 얻었고, 이 때의 출력 중심파장은 780 nm이었다.

본 레이저 발진기의 파장가변을 위해서 Littrow형 공진기 와 Littman형 공진기를 구성하여 실험 한 결과, 출력 스펙트럼폭은 평행평면형 공진기를 구성하여 발진시킨 Ti:sapphire 레이저의 출력 스펙트럼 폭 20 nm에 비해 상당히 좁은 0.4 nm였다. Littrow형 공진기는 반사회절격자를 회전시키고 Littman형 공진기는 파장가변용 반사거울을 회전시킴으로서 출력스펙트럼이 760 nm부터 820 nm까지 변하는 것도 확인 하였다. Littrow형 공진기는 Littman형 공진기에 비해 발진문 턱이 작기 때문에 여기에너지가 같을 때 Littrow형 공진기 파장가변 Ti:sapphire 레이저의 펄스발생시간과 펄스폭은 Littman형보다 훨씬 작고, 출력에너지는 훨씬 크다는 걸 알 수 있었다. 그러나 기울기 효율 면에서는 Littman형 공진기로 구성된 Ti:sapphire 레이저가 효율이 더 좋았다.

위에서 제작한 레이저 발진기의 출력을 증폭하기 위하여 단일경로로 광여기하는 증폭기를 구성하고 Ti:sapphier 레이저 발진기의 펄스와 증폭기 여기광이 증폭용 Ti:sapphire 매질 에 들어가는 시간차를 주었을 때 증폭기 여기광이 먼저 들어 갈 때 증폭출력이 높아지는 것도 확인하였다. 증폭기 여기에너지를 20 mJ/pulse로 고정하고, 발진기 여기에너지를 변화시켜 총 여기에너지를 변화 시킬 때의 순출력에너지의 기울기 효율은 23.5 %였다. 그리고 발진기 여기에너지가 17 mJ/pulse 로 고정하고, 발진기 길이는 65 mm, 출력거울은 70 %일 때 증폭기 여기광의 에너지를 변화 시켜 총 여기에너지를 변화 시킬 때의 순출력에너지의 기울기 효율은 11.6 %였다.

앞으로 이러한 조건들로부터 구한 증폭된 파장가변 Ti:sapphire 레이저의 최대출력을 이용하여 여러 가지 원자들에 대한 분광을 실시할 예정이다.

참고문헌

- [1] P. F. Moulton, "Spectroscopy and laser characteristics of Ti:Al₂O₃", J. Opt. Soc. Am. vol. B3, pp.125-132, 1986.
- [2] C. Byvik and A. Buoncristiani, "Analysis of vibronic Transitions in Titanium Doped Sapphire Using the Temperature of the Fluorescence Spectra", IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-21, pp. 1619-1623, 1985.
- [3] A. J. Alfrey, "Modeling of Longitudinally Pumped CW Ti:Sapphire Laser Oscillators", IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-25, pp.760-766, 1989.
- [4] A. Sanchez, A. J. Strauss, R. L. Aggarwal, and R. E. Fahey, "Crystal Growth, Spectroscopy, and Laser Characteristics of Ti:Al₂O₃", Quantum Electron. vol. QE-24, pp. 995-1002, 1988.
- [5] G. A. Rines, P. E. Moulton, "Performance of gain-switched Ti:Al₂O₃ unstable - resonator lasers", Opt. Lett. vol. 15, pp. 434-436, 1990.
- [6] M. G. Littman, "Single-mode pulsed tunable dye laser", Appl. Opt. vol. 23, pp. 4465-4468, 1984.
- [7] K. W. Kamgas, D. D. Lowenthal, and C. H. Muller III "Single-longitudinal-mode, tunable, pulsed Ti:sapphire laser", Opt. Lett. vol. 14, pp. 21-23, 1989.
- [8] M. R. H. Knowles and C. E. Webb, "Cavity configurations for copper vapour laser pumped titanium sapphire lasers", Opt. Comm. vol. 89, pp. 493-506, 1992.
- [9] N. J. Vasa, M. Tanaka, T. Okada, M. Maeda and O. Uchino, "Comparative study of spectral narrowing of a pulsed Ti:Sapphire laser using pulsed and CW injection seeding", Appl. Opt. vol. 32, pp. 51-57, 1993.
- [10] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", Opt. Lett. vol. 16, pp. 42-44, 1991.
- [11] G. Cerullo, S. Desilvestri, and V. Magni, "Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser", Opt. Lett. vol. 19, pp. 1040-1042, 1994.
- [12] Y. M. Liu, and P. R. Prucnal, "Slow Amplitude Modulation in the Pulse Train of a Self-Mode-Locked Ti:Sapphire Laser", IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-29, pp. 2663-2669, 1993.
- [13] J. F. Pinto, L. Esterowitz, G. H. Rosenblatt, M. Kokta, and D. Peressini, "Improved Ti:Sapphire Laser Performance with New High Figure of Merit Crystals", IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-30, pp. 2612-2616, 1994.
- [14] A. B. Budgor, L. Esterowitz, and L. G. Deshazer, *Tunable solid-state lasers II* (Springer-Verlag Series Vol. 52) (Springer-Verlag, New York, 1986), pp. 202-250.
- [15] P. F. Moulton, "Spectroscopy and laser characteristics of Ti:Al₂O₃", J. Opt. Soc. Am. vol. B3, pp. 125-132, 1986.
- [16] D. S. McClure, "Optical spectra of transition-metal ions in corundum", J. Chem. Phys. vol. 36, pp. 2757-2779, 1962.
- [17] K. F. Wall, R. L. Aggarwal, R. E. Fathey, and A. J. Strauss,

- “Small-signal gain measurements in a Ti:Al₂O₃ amplifier”, IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-24, pp. 1016-1020, 1988.
- [18] R. L. Aggarwal, A. Sanchez, M. M. Stuppi, R. E. Fathey, A. J. Strauss, W. L. Rapoport, and C. P. Khattak, “Residual infrared absorption in As-grown and annealed crystals of Ti:Al₂O₃”, IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-24, pp.1003-1008, 1998.
- [19] K. F. Wall, R. L. Aggarwal, M. D. Sciacca, H. J. Zeiger, R. E. Fathey, and A. J. Strauss, “Optically induced nonresonant changes in the refractive index of Ti:Al₂O₃,” Opt. Lett. vol. 14, pp. 180-182, 1989.
- [20] R. R. Joyce, P. L. Richards, “Far-Infrared Spectra of Al₂O₃ Doped with Ti, V, and Cr”, Phys. Rev. vol. 179, pp. 375-380, 1969.
- [21] W. Koechner, *Solid State Laser Engineering; 5nd Edition* (Springer Verlag, New York, 1999), pp. 77-79.
- [22] K. Liu, and M. G. Littman, “Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers.”, Opt. Lett. vol. 6, pp. 117-118, 1981.
- [23] I. T. McKinnie, A. L. Oien, D. M. Warrington, P. N. Tonga, L. A. W. Gloster, and T. A. King, “Ti³⁺ Ion Concentration and Ti:Sapphire Laser performance,” IEEE J. Quantum Electron., Vol. 33, No.7, pp. 1221-1230, 1997.

Output Characteristics of a Pulsed Ti:sapphire Laser Oscillator Pumped Longitudinally by Second Harmonic Wave of Nd:YAG Laser and a Ti:sapphire Laser Amplifier Operated along the Single Path of the Oscillator Beam

Kyung Nam Kim, and Jae Heung Jo[†]

Dept. of Applied Optics and Electromagnetics, Hannam University, Taejon 306-791, KOREA

[†] *E-mail: jhjo@hannam.ac.kr*

Gwon Lim, and Byung Heon Cha

Quantum Optics Division, Korea Atomic Energy Research Institute, P.O.Box 105, Yuseong, Daejeon, 305-600, Korea

(Received November 1, 2006, Revised manuscript March 2, 2007)

The various output characteristics of a pulsed Ti:sapphire laser oscillator with a plane-parallel resonator, pumped longitudinally by the second harmonic wave of a Nd:YAG laser, and the output of a Ti:sapphire laser amplifier operated along the single path of the oscillator beam were investigated and analyzed. In the case of the oscillator, we measured the spectrum, the pulse buildup time, the temporal duration time of the pulse, and the output energy according to the variation of the pumping energy, resonator length, and the reflectance of the output coupler. And, in the case of the amplifier, we investigated and analyzed the output energy of the amplifier as a function of the time difference between the two pump beams of the oscillator and the amplifier, the pumping energy of the oscillator, and the pumping energy of the amplifier. When pump energies of both the oscillator and the amplifier were 18 mJ/pulse, we could find that the output energy of the amplifier increased linearly and gradually up to the time difference of 35 ns. Finally, we determined that the slope efficiencies of the oscillator and the amplifier were 23.5 % and 11.6 %, respectively.

OCIS code : 140.4480, 140.3280, 140.3070, 140.3590.