

钛宝石再生放大器实验研究

杨晓东 张正泉 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放研究实验室, 上海 201800)

摘 要 分析了啁啾脉冲在钛宝石再生放大器中的能量增益与泵浦光及信号光光束口径的关系。并用不同能量的调 Q 倍频 Nd:YAG 激光器的 532 nm 光为泵浦光, 测量了 2 TW 钛宝石激光系统中钛宝石再生放大器在无注入信号脉冲时和有注入信号脉冲时的脉冲建立时间及相应的输出能量大小。再生放大器的增益为 2×10^7 。

关键词 啁啾脉冲, 再生放大器, 脉冲建立时间。

1 引 言

啁啾脉冲放大技术(CPA)应用于固体激光器后, 台式超短脉冲 3 T 激光系统得到了飞速发展, 激光的峰值功率达到了太瓦级甚至到拍瓦(PW)量级^[1-4]。超短脉冲经展宽后进行放大, 限制脉冲能量的主要因素是放大介质的饱和能流密度而不是小尺寸引起的光束成丝^[5]。常用的放大介质主要是钕玻璃^[1, 2, 4]、Cr·LiSAF^[3, 6, 7]和钛宝石晶体^[5, 8]。钕玻璃容易生长, 可以得到大尺寸优质材料, 而且能用闪光灯进行泵浦, 因此较容易得到大能量的激光输出, 但是钕玻璃在对短脉冲放大尤其是在再生放大器中增益的窄化相当严重, 系统只能得到数百飞秒的脉冲^[5, 7]。Cr·LiSAF 晶体的谱宽较宽(750~ 950 nm), 上能级寿命也较长(67 μ s)^[7], 可用闪光灯进行泵浦, 但这种材料的生长难度较大, 而且材料的稳定性差。钛宝石晶体在中心发射谱附近(780~ 850 nm)可以得到几百毫焦的能量, 但是由于其上能级寿命很短($\sim 3.2 \mu$ s), 而且饱和能流密度较低, 因此要从钛宝石激光系统得到焦耳量级的能量输出就受到了限制。然而钛宝石晶体在(700~ 1100) nm 有相当宽的谱线范围内有较高的增益截面^[9], 可以得到(10~ 20) fs 左右的超短脉冲, 而且钛宝石晶体具有良好的热导性, 可以得到重复频率大于 1 Hz 的 3 T 激光系统, 这对于许多强场物理研究十分重要, 如软 X 射线、硬 X 射线辐射^[10]以及高次谐波产生等^[11], 因此目前的 3 T 激光系统大多是全钛宝石系统, 也有的采用钕玻璃/钛宝石^[1, 4]或 Cr·LiSAF/钛宝石^[6]的混合介质激光系统, 其中再生放大器的介质也是钛宝石晶体。本文报道了 2 TW 激光系统中用调 Q 倍频 Nd:YAG 激光器输出的 532 nm 激光泵浦的、TEM₀₀模腔的钛宝石再生放大器的实验结果。

2 脉冲在再生放大器中的增益

设再生放大器的泵浦光为高斯光束(束腰为 ω_p), 其能流密度为:

$$\Gamma_p(r) = \Gamma_p(0) \exp(-2r^2/\omega_p^2) \tag{1}$$

在小信号情况下, 一束高斯光的能流为 Γ_{in} :

$$\Gamma_{in}(r) = \Gamma_{in}(0) \exp(-2r^2/\omega_n^2) \tag{2}$$

式中 ω_n 为高斯光的束腰半径, 进入放大介质后的单程能流增益为^[12]:

$$G_{\Gamma(r)} = \exp\{\ln[G(0)] \exp(-2r^2/\omega_p^2)\} \tag{3}$$

式中 r 为介质截面上某点距光轴的距离, $G(0)$ 为轴上的单程能量增益:

$$G(0) = \exp(n_0\sigma_e L) \tag{4}$$

式中 σ_e 为受激发射截面, L 为增益介质长度, n_0 为轴上的激发态粒子数:

$$n_0 = \{\Gamma_p/\Gamma_a - \ln[1 + (\exp[\Gamma_p/\Gamma_a] - 1) \exp(-N_0\sigma_a L)]\}/(\sigma_a L) \tag{5}$$

式中 σ_a 为钛宝石晶体的吸收截面, Γ_p 为泵浦能流密度, Γ_a 为钛宝石晶体的吸收饱和能流密度 $\Gamma_a = h\nu/\sigma_a$ 。 N_0 为介质的掺杂浓度。

由(3)式得到单程放大后的输出光能流密度为:

$$\Gamma_{out} = \Gamma_{in}(0) \exp[n_0\sigma_e L \exp(-2r^2/\omega_p^2)] \exp(-2r^2/\omega_n^2) \tag{6}$$

将(6)式对介质的半径进行积分得到信号的单程能量增益:

$$G_E = \frac{4}{\omega_n^2} \int_0^{\omega_n} \exp[n_0\sigma_e L \exp(-2r^2/\omega_p^2)] \exp(-2r^2/\omega_n^2) r dr \tag{7}$$

考虑到信号光光束的直径 ω_n 的大小, 上式的积分上限取 ω_n 。当泵浦光束直径远大于信号光束直径时($\omega_p \gg \omega_n$), (7)式可以简化为:

$$G_E = \frac{G(0)}{1 + n_0\sigma_e L (\omega_n/\omega_p)} \tag{8}$$

但是, 当 $\omega_p \gg \omega_n$ 时, 难以充分地利用泵浦光得到高能量输出, 因此一般情况下都是使 $\omega_p \approx \omega_n$ 。假设再生放大器的泵浦光为绿光 532 nm, 泵浦能量为 43 mJ, 钛宝石晶体的长度 $L = 2$ cm, 晶体掺杂浓度为 0.1% ($N_0 = 3.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), 吸收系数 $\alpha = 1.6 \text{ cm}^{-1}$, $\sigma_a = 5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\Gamma_a = 7.4 \text{ J/cm}^2$ 。

设泵浦光直径 $\omega_p = 0.15$ cm, 由(4)可求得 $G(0) = 6.60$, 对(7)式求解数值积分, 得到函数 $G_E(\omega_n)$ 如图 1 所示, 当 ω_p 一定时, 随 ω_n 的减小, 信号光的增益增大, 然而 ω_n 越小, 泵浦光的利用也越低, 因此 ω_n 不能太小。

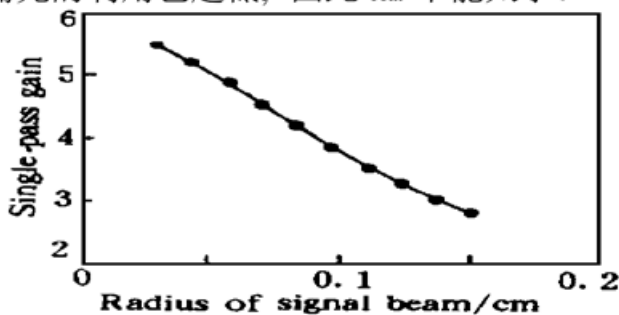


Fig. 1 Calculated single pass energy gain versus radius of the signal beam radius of the pumping beam $\omega_p = 0.15$ cm, single pass on-axis gain $G(0) = 6.60$

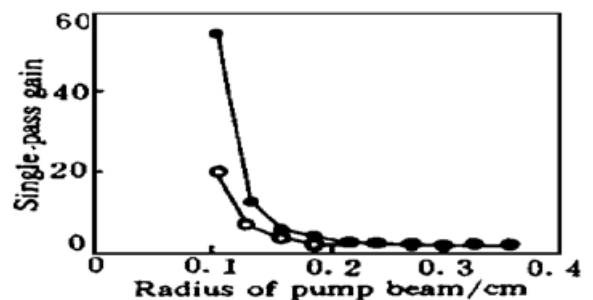


Fig. 2 Calculated single pass on-axis gain and single pass energy gain versus radius of the pumping beam. Radius of the signal beam $\omega_n = 0.07$ cm, (○): $G_E(\omega_p)$, (●): $G_E(0, \omega_p)$

设 $\omega_n = 0.07 \text{ cm}$ 的大小不变, 对(7)式求数值积分得函数 $G_E(\omega_p)$ 及 $G(0, \omega_p)$, 如图 2 所示。当 ω_n 一定时, 随 ω_p 的减小, Γ_p 增大, $G_E(\omega_p)$ 和 $G(0, \omega_p)$ 都增大, 起初很缓慢, 当 $\omega_p < 0.15$ 时, 增益急剧增大。然而 ω_p 减小, 对介质的利用也就降低, 导致从介质提取的能量减小, 另外还可能因功率密度过高而破坏晶体, 因此 ω_p 也不能太小。

实验中取 $\omega_p = 0.15 \text{ cm}$, $\omega_n = 0.07 \text{ cm}$, 从(4)式和(7)式分别得到 $G(0) = 6.60$, $G_E = 4.38$ 。在实际的放大过程中, 还要考虑腔内的损耗。

3 再生放大器装置

实验中再生放大器的装置如图 3 所示。放大器的信号光由一台自锁模的钛宝石激光振荡器

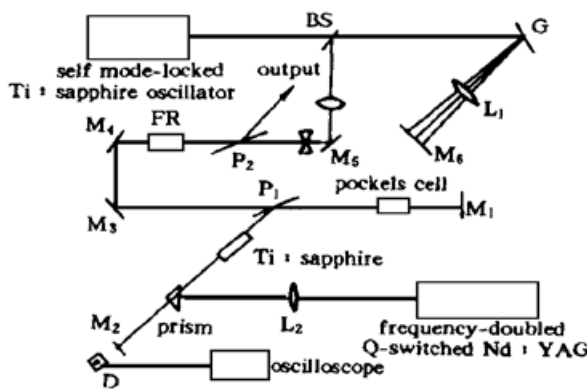


Fig. 3 Experimental setup of Ti:Sapphire regenerative amplifier. FR: Faraday rotator, G: Grating

器(华盛顿州立大学)产生。该激光输出中心频率为 795 nm , 谱线宽约 37 nm , 脉冲宽度为 30 fs , 输出功率 500 mW , 重复频率 82 MHz 。脉冲通过一个八程单光栅脉冲展宽器后, 被展宽到 220 ps 左右, 再通过一个扩束器和法拉第隔离器 FR 注入到再生放大器。

再生放大器包括一个普克尔盒(Medox 公司), 一个平面高反镜 M_1 (790 nm), 一块凹面高反镜 M_2 (790 nm , $R = 10 \text{ m}$), 一个布儒斯特角放置的薄膜偏振模板和一块钛宝石晶体, M_1 、 M_2 间距为 1.6 m , 组成一个稳定的 TEM_{00} 模腔, 钛宝石晶体为一圆柱形晶体($\Phi 6 \times 20$)、掺杂浓度为 0.1% , 吸收系数为 1.6 cm^{-1} , 端面按布儒斯特角切割。普克尔盒作为一个光开关放置在靠近腔镜 M_1 的位置, 利用普克尔盒中的 $\text{KD}^* \text{P}$ 晶体的自然双折射, 将晶体的晶轴与腔的光轴放置成一定的角度, 使普克尔盒在不加电压时相当于一个 $\lambda/4$ 波片。

再生放大器采用单向泵浦, 泵浦光是调 Q 倍频 Nd:YAG 激光器输出的 532 nm 绿光, 脉冲能量 43 mJ , 脉冲宽度 7 ns , 重复频率为 10 Hz 。泵浦光通过一个焦距为 1.25 m 的透镜 L_2 , 再由一个 90° 棱镜耦合进入再生放大器。

再生放大器信号脉冲的注入与输出是通过普克尔盒与偏振模板 P_1 (按布儒斯特角放置) 组成的光学开关来实现的, 其消光比大于 $10^3 \cdot 1$ 。普克尔盒的工作过程包括两个步骤。第一步, 信号光脉冲到达偏振模板 P_1 时是水平偏振光, 透过 P_1 , 并经过普克尔盒(此时普克尔盒上没有电压, 相当于一个 $\lambda/4$ 波片), 经 M_1 反射再次通过普克尔盒后, 变成了垂直偏振光, 被 P_1 反射进入钛宝石晶体进行放大, 当被 M_2 反射回来传输到 M_2 与 P_1 之间时, 给普克尔盒上加上 $\lambda/4$ 波电压, 这时普克尔盒相当于一个半波片, 因此这个信号脉冲陷在再生放大器中, 在 M_1 与 M_2 之间来回反射, 多次通过钛宝石得到放大, 而这段时间里振荡器的光脉冲透过 P_1 , 被 M_1 反射后仍然透过 P_1 , 不能耦合进再生放大器。第二步, 当信号光在腔内放大到最大值时, 同样在传输到 M_2 与 P_1 之间时, 将普克尔盒上的电压退去, 这样放大后的信号光将通过 P_1 输出腔外。

检验普克尔盒是否调节好, 可将信号光挡住, 将普克尔盒的电源关闭, 即第一、第二步均不工作, 使泵浦光注入, 如果有激光输出, 则应重新调节普克尔盒的角度, 直到无激光输

出。

出为止。

一个快速光电二极管 D 置于高反镜 M_2 后用于测量 M_2 后的微弱漏光, 并将其连接到 9306 型数字示波器上, 对再生放大器中光的强度变化过程进行观察。

4 实验及结果

再生放大器中, 脉冲的建立时间 (Building-up time) 是一个关键的参数, 实验中通过改变泵浦能量, 测量了泵浦能量从 25 mJ~ 43 mJ 变化时放大器中脉冲的建立时间。当再生放大器无信号光注入时, 相当于一个调 Q 的腔倒空激光器, 可以得到宽度为 6 ns~ 7 ns 的调 Q 脉冲输出。而在有信号光注入时, 信号光将大量消耗反转粒子数而使放大的自发辐射受到抑制, 使信号光得到放大, 实验测量了泵浦能量从 25 mJ~ 43 mJ 变化时无信号光和有信号光时再生放大器的输出能量。

图 4 中的光泵能量均为 43 mJ, 注入脉冲的能量为 0.2 nJ。图 4(a) 是再生放大器无注入脉冲, 而且普克尔盒的第二步不工作时腔内光的变化过程, I 是泵浦光, II 是腔内光的强度变化, 此时再生放大器中脉冲的建立时间为 $\Delta t = t_2 - t_1 \approx 200$ ns。图 4(b) 是将信号光注入放大, 但普克尔盒的第二步骤不工作时, 腔内光的变化过程, 信号光在泵浦光后 $\Delta t'$ 的延迟时间达到最大值即脉冲的建立时间 $\Delta t' \approx 160$ ns。与图 4(a) 相比较, 有信号光时腔内脉冲的建立时间较无信号光时脉冲的建立时间有约 40 ns 的提前。图 4(c) 是在信号光达到最大值输出腔外时光的变化, 图 4(d) 是再生放大器输出激光的波形, 脉冲的前后很干净, 为提高脉冲的信噪比, 在再生放大器的输出端还加了一级普克尔盒电光开关, 实验测得脉冲的信噪比(ns 量级) $> 10^5$ (测试仪器测量极限为 10^5)。

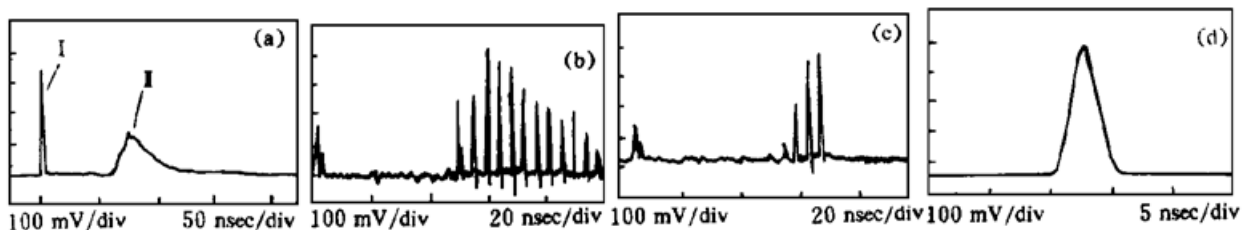


Fig. 4 (a) Pulse evolution in the regenerative amplifier without injection seeding when the second step of the pockels cell is switched off. I: pumping pulse, II: pulse evolution in cavity, (b) Pulse evolution in the regenerative amplifier with injection seeding when the second step of the pockels cell is switched off, (c) Pulse evolution in the regenerative amplifier with injection seeding when the second step of the pockels cell is switched on, (d) Output pulse of the regenerative amplifier observed on a fast photodiode terminated on 50 Ω

图 5 是泵浦光的能量从 25 mJ 到 43 mJ 变化时的实验结果, 图 5(a) 是无注入光时和有注入光时腔内脉冲的建立时间随泵浦能量的变化关系, 实验表明, 当泵浦能量从 25 mJ 提高到 43 mJ 时, 无注入光时的脉冲建立时间从 460 ns 减小到 160 ns, 而有注入光时腔内脉冲的建立时间则从 420 ns 减小到 115 ns, 后者的建立时间始终比前者小约 40 ns 左右。图 5(b) 是无信号光时放大的自发辐射的能量及有信号光时的输出能量随泵浦能量的变化关系。当泵浦能量从 25 mJ 提高到 43 mJ 时, 无注入信号时的放大的自发辐射和有信号光注入时再生放大的能量都增大, 前者从 0.2 mJ 提高到 3.3 mJ, 后者则从 0.4 mJ 提高到 3.9 mJ, 对应同一泵浦

能量, 后者的输出能量始终比前者大。实验表明, 当注入脉冲能量为 0.2 mJ, 光泵能量为 43 mJ 时, 注入脉冲在腔内往返 12 次后从腔内倒出, 输出能量为 4 mJ, 能量增益为 2×10^7 。实验还发现, 在相同的光泵能量下, 当调节再生放大器, 使建立时间增大时, 腔内的放大的自发辐射和再生放大能量都显著下降。因此在再生放大器工作时, 应尽量保证腔内的脉冲建立时间为最小值。

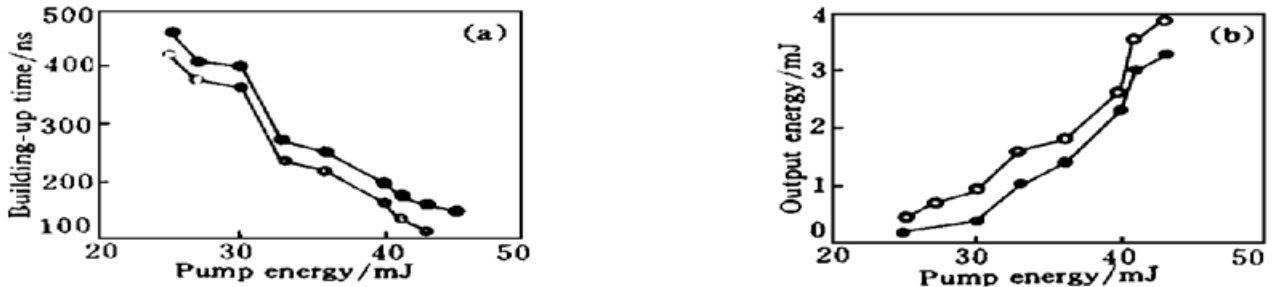


Fig. 5 (a) Measured pulse building up times versus pumping energy, (b) Measured output energy with different pumping energy (●): without injecting seeding, (○): with injecting seeding

实验发现, 再生放大器使放大脉冲的光谱宽度从 37 nm 减小到约 20 nm 左右。因此要保证展宽的啁啾脉冲经放大后再压缩时得到尽可能高的时域还原性, 应设法尽可能减小脉冲放大过程的光谱窄化效应。

5 讨 论

再生放大器模体积的选择也影响到放大器的性能。在介质长度不大的情况下, 模体积 $V = \pi\omega^2L$ (ω 为高斯光束半径), 模体积太小, 输出能量很低, 而模体积太大, 光束质量又很差, 因此要根据要求选择适当的腔型; 腔板 M_2 选用凹面反射镜, 主要是为了补偿晶体的热透镜效应; 另外腔不能太长, 以尽可能增加光在腔内的往返次数, 提取更多的能量, 否则在信号放大达到最大值前, 激发态的粒子数就因自发辐射而开始衰减。

脉冲的建立时间是再生放大器的一个重要参数, 影响建立时间的三个主要因素是泵浦光的能量、泵浦光的位置以及腔的调节精度。再生放大器中输入信号的能量大小对输出能量的大小影响并不是很大。而泵浦光的稳定性对再生放大器输出的起伏影响较严重, 它还直接影响到脉冲的建立时间。

作者感谢中国科学院上海光学精密机械研究所邓佩珍研究员和徐军博士为本实验提供优质的钛宝石晶体。

参 考 文 献

- [1] C. Rouyer, E. Mazataud, I. Allais *et al.*, Generation of 50-TW femtosecond pulse in a Ti:sapphire/Nd:glass chain. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(3): 214~ 216
- [2] C. Sauteret, D. Husson, G. Thiell *et al.*, Generation of 20-TW of picosecond duration using chirped-pulse amplification in a Nd:glass power chain. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(4): 238~ 240
- [3] P. Beaud, M. Richardson, E. J. Miesak *et al.*, 8 TW 90 fs Cr:LiSAF laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(18): 1550~ 1552

- [4] C. Rouyer, N. Blanchot, I. Allais *et al.*, Production and characterization of intensities above 2×10^{19} W/cm², obtained with 30-TW 300 fs pulses generated in a Ti:sapphire/Nd-doped mixed-glass chain. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1996, **13**(1) : 55~ 58
- [5] B. C. Stuart, S. Herman, M. D. Perry, Chirped-pulse amplification beyond 1 m. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(3) : 528~ 538
- [6] W. E. White, J. R. Hunter, L. Van. Weerkom *et al.*, 120-fs terawatt Ti:sapphire/Cr:LiSAF laser system. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(15) : 1067~ 1069
- [7] T. Ditmire, M. D. Perry, Terawatt Cr:LiSAF laser system. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(6) : 426~ 428
- [8] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith *et al.*, Laser performance of LiSAF:Cr³⁺. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66** : 1051~ 1056
- [9] P. F. Moulton, Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(1) : 125~ 133
- [10] J. D. Kmetec, C. L. Gordon III, J. J. Macklin *et al.*, MeV X-Ray generation with a femtosecond laser. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(15) : 1527~ 1530
- [11] J. J. Macklin, J. D. Kmetec, C. L. Gordon, High-orderharmonicgenerationusing intense femtosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(7) : 766~ 769
- [12] L. M. Frantz, J. S. Nodvik, Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**(12) : 2346~ 2349

Experimental Research on Ti:Sapphire Regenerative Amplifier

Yang Xiaodong Zhang Zhengquan Xu Zhizhan

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 20 March 1997; revised 27 September 1997)

Abstract The single pass gain of the chirped pulse in Ti:sapphire regenerative amplifier changes with radius of the pumping beam or radius of the signal beam. With different pumping energy of frequency-doubled Q-switched Nd:YAG laser, we measured the building-up time and output energy when the regenerative amplifier is seeded or not seeded. The energy gain of 2×10^7 is obtained.

Key words chirped pulse, regenerative amplifier, building-up time.