

钛宝石再生放大器 1056 nm 波长稳定输出

朱小磊 徐世祥 刘玉璞 张影华 王柳水 林尊琪
(中国科学院上海光学精密机械研究所, 高功率联合实验室)

摘要 讨论钛宝石再生放大器工作在 1056 nm 波长时, 获得稳定输出的条件, 并在实验上成功地演示了稳定的放大脉冲输出, 输出能量均方根起伏小于 5%。

关键词 钛宝石, 再生放大, 喳啾脉冲放大。

1 引言

固体脉冲激光器中, 超短脉冲的输出能量受到激光增益介质光致非线性效应的制约, 因而脉冲输出功率一般限制在 10^9 W 水平。然而近几年来, 随着超短脉冲技术的迅猛发展, 尤其是啁啾脉冲放大技术(CPA)的出现, 人们已经能够在固体激光器系统中, 获得 10^{15} W^[1, 2] 峰值功率的亚皮秒脉冲输出。采用啁啾脉冲放大技术^[3], 脉冲在放大前, 脉冲宽度已经被展宽(展宽因子约 $10^3 \sim 10^4$), 因此放大脉冲的输出能量将主要受到增益介质饱和光强的限制, 完全摆脱了增益介质非线性效应(自聚焦)的制约。

啁啾脉冲放大技术往往与多通放大或再生放大技术联系在一起。用一台脉冲锁模振荡器, 产生 10^{-9} J 级亚皮秒宽谱脉冲, 经过光栅展宽器将脉冲宽度展宽到百皮秒量级。然后再注入到钛宝石再生放大腔内进行放大, 以获得 10^{-3} J 级宽谱放大脉冲输出。若要得到 $1 \sim 10^3$ J 级能量的放大脉冲(峰功率达 10^{14} W), 则必须加后续多级棒状或片状放大器。在这这么一个混合放大器系统中, 钛宝石再生放大器则将是一个关键的前端级, 其输出脉冲能量的起伏, 将直接导致最终放大脉冲的不稳定。

本文主要讨论在具体的实验条件下, 作为混合放大系统前端级的钛宝石再生放大器, 当工作在 1056 nm 波长时, 影响其稳定性的各种因素, 找出最佳延迟时间, 以期获得高稳定的放大脉冲输出。

2 理论

影响钛宝石再生放大器输出脉冲能量起伏的主要因素是泵浦光源的脉冲能量起伏及光束指向性抖动(漂移)^[4]。尤其是当钛宝石晶体工作在 1056 nm 波长时, 泵浦光脉冲能量起伏的影响更为敏感。因为钛宝石在此波长的增益截面比其峰值波长处的增益截面小一个数量级。泵浦较弱时, 钛宝石再生放大腔内放大脉冲增益远离增益饱和区。而光束指向性的漂移, 将

直接破坏泵浦条件，导致单程增益下降。下面引用 Frantz 和 Nodvik^[5]的简单饱和理论模型，对图 1 所示的实验结构及初始条件，计算泵浦起伏对信号放大的影响。在此，假定钛宝石晶体内部泵浦光束与激光腔的 TEM₀₀模匹配。利用递推关系，注入再生放大腔的种子脉冲每通过一次钛宝石晶体，其输出能量密度为：

$$J_{\text{out}}^{(P)} = J_{\text{sat}} \ln \{ 1 + \exp (J_{\text{sto}}^{(P)}/J_{\text{sat}}) [\exp (J_{\text{in}}^{(P)}/J_{\text{sat}}) - 1] \} \quad (1)$$

式中 P 为通过钛宝石晶体的次数， J_{sat} 为钛宝石 1056 nm 波长处饱和光强密度， J_{sto} 为增益介质内存储的有效光能密度，其大小由泵浦光的强弱决定。 J_{in} 为注入种子脉冲的能量密度。 J_{sto} 与 J_{in} 和 J_{out} 存在如下的关系：

$$J_{\text{sto}}^{(P+1)} = J_{\text{sto}}^{(P)} - [J_{\text{out}}^{(P)} - J_{\text{in}}^{(P)}] \quad (2)$$

考虑到在图 1 所示的再生放大腔内，由于 KD^{*} P 普克尔盒存在较大的损耗，使得脉冲往返经受的等效反射率 r 相差较大，因此，在涉及到 r 时，必须区分往返。这样 J_{in} 与 J_{out} 的递推公式将改写为：

$$J_{\text{in}}^{(P+1)} = r_1 J_{\text{out}}^{(P)}, \quad (P = 2, 4, 6, 8 \dots) \quad (3a)$$

$$J_{\text{in}}^{(P+1)} = r_2 J_{\text{out}}^{(P)}, \quad (P = 1, 3, 5, 7 \dots) \quad (3b)$$

用(1)~(3)式建立起来的数学模型，可以估算种子脉冲放大后能量密度与往返次数的关系，以及放大脉冲能量与泵浦起伏的关系。

3 实验

图 1 为本文实验采用的钛宝石再生放大器结构简图。振荡腔由二个凹面全反镜 R₁、R₂（曲率半径为 3 m）、一个 KD^{*} P 普克尔盒和一块宽谱带薄偏振片组成。腔长 1.8 m，钛宝石晶体长 2 cm，掺杂的质量百分数为 0.15%，两端切成布鲁斯特角，置于腔的中央。泵浦光源为 Q 开关 Nd-YAG 倍频激光器(Surelite I, Continuum Co.)，输出波长为 532 nm，脉冲能量 150 mJ，脉宽 6 ns，经一等分分束镜 BS 后，再经两个相同透镜会聚，双向泵浦钛宝石晶体。到达晶体端面时光斑尺寸 ~ φ1.7 mm。合理调节偏振片的角度，预置放大器的中心波长为 1056 nm。泵浦光到达钛宝石端面的时间与 KD^{*} P 普克尔盒引入种子脉冲开关动作时间的同步精度可达 ±2 ns，同样 KD^{*} P 普克尔盒的倒出时间延迟精度亦能达到 ±2 ns。这样，KD^{*} P 普克尔盒开关动作时间漂移对放大脉冲输出能量的影响基本可以忽略。

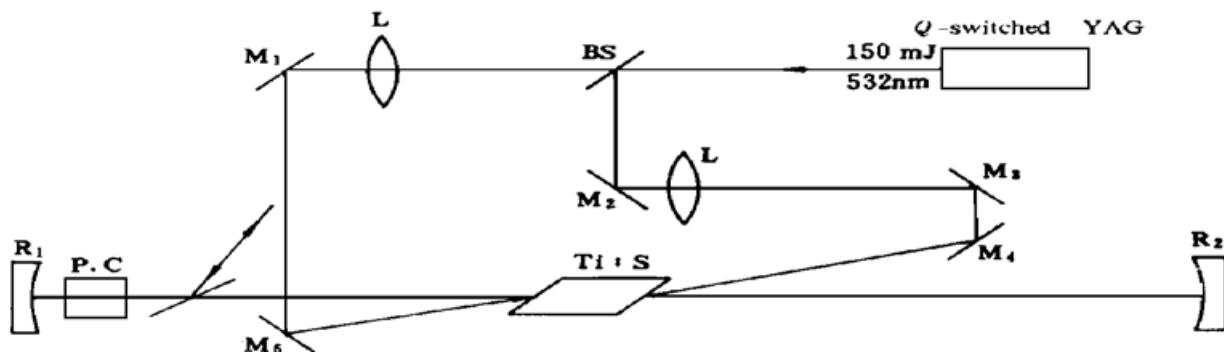
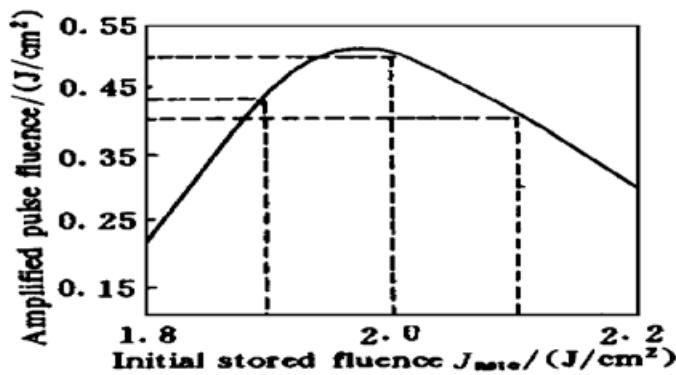
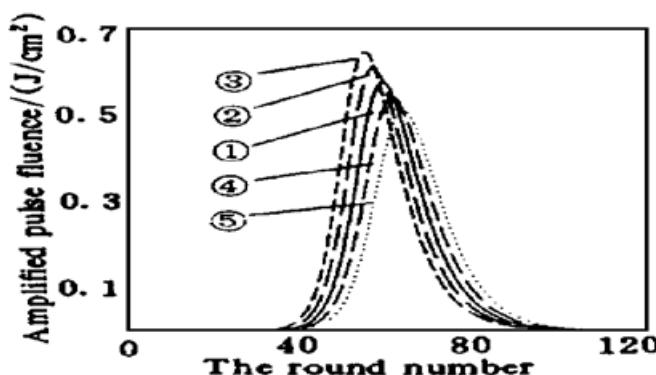


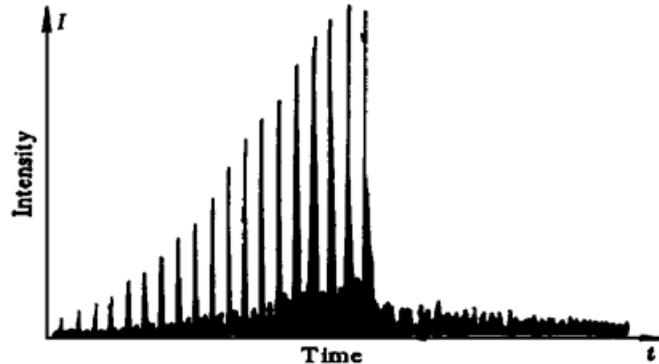
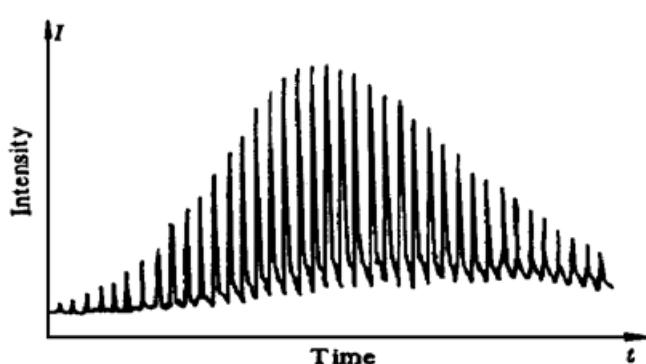
Fig. 1 Ti-sapphire regenerative amplifier setup

本文的泵浦条件与文献[6]相似。根据 J_{sto} 的物理含义，在本文的实验条件下，可计算出 $J_{\text{sto}}^{(0)} = 2 \text{ J/cm}^2$ ，相应地有： $J_{\text{in}}^{(0)} = 2.75 \times 10^{-8} \text{ J/cm}^2$ ， $J_{\text{sat}} \approx 8 \text{ J/cm}^2$ 。 $r_1 = 0.84$ （计及 KD^{*} P 普克尔盒和偏振片的损耗）， $r_2 = 0.99$ 。用递推公式(1)，可得到图 2 所示的 J_{out} 与腔内往返次数

N 的关系曲线。曲线②、④为 $J_{\text{sto}}^{(0)}$ 起伏 $\pm 2.5\%$ 的情况, 曲线③、⑤为 $J_{\text{sto}}^{(0)}$ 起伏 $\pm 5\%$ 的情况。由图可见, KD^{*}P 普克尔盒倒出时间延迟应控制在放大脉冲包络峰值后沿, 此处即约为种子



脉冲注入后在腔内往返 61 次。图 3 为注入脉冲在腔内经往返 61 次放大时, 脉冲能量密度与 $J_{\text{sto}}^{(0)}$ 的关系曲线。以 $J_{\text{sto}}^{(0)} \approx 2 \text{ J/cm}^2$ 为参考原点, 显然, 当 $J_{\text{sto}}^{(0)}$ 的不稳定性小于 $\pm 5\%$ 时, 放大脉冲输出能量起伏小于 17%。实验中, 当无信号注入时, 再生放大腔内脉冲建立时间为 1080 ns(约 90 次往返), 有信号注入时, 脉冲建立时间明显缩短。图 4 为注入信号脉冲在腔内往返放大时的脉冲序列包络。改变 KD^{*}P 普克尔盒倒出时间延迟, 当控制盘读数为 53.8



时, (对应的延时为 $53 \times 13.1 + 8 \times 2 = 700 \text{ ns}$), 腔内倒出前脉冲放大序列见图 5。显然 KD^{*}P 普克尔盒倒出时间延迟正好选在放大脉冲包络峰值后沿。图 6 为倒出放大脉冲连续 64 次波形重叠图, 测得其峰值-峰值起伏小于 $\pm 10\%$, 均方根起伏小于 5%, 此时泵浦脉冲能量起伏为小于 $\pm 5\%$ (峰值-峰值)。再生放大器输出能量大于 1.5 mJ, 并保持有稳定的宽谱带成分, 非常有利于后续放大和压缩。当泵浦脉冲能量起伏大于 $\pm 10\%$ 时, 倒出脉冲变得极不稳定。实验结果与理论计算基本相符。

对该系统进行长时间输出稳定性考验, 由于泵浦光束存在指向性漂移, 必须适时调整泵浦光入射方向, 以保证系统处于最佳泵浦状态, 确保输出稳定。

结 论 本文讨论了工作在 1056 nm 波长的钛宝石再生放大器稳定输出的条件, 并成功地用实验演示了稳定的放大脉冲输出。本文的实验工作为钕玻璃高功率激光放大系统提供了一个

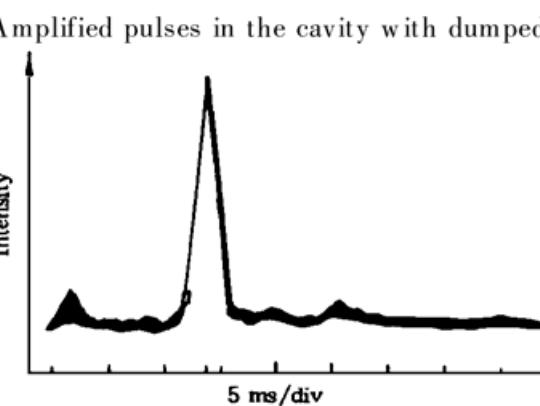


Fig. 6 Shot-to-shot pulse energy fluctuation

较为理想的前端方大级。更深入的研究工作仍在继续。

参 考 文 献

- [1] M. D. Perry, G. Mourou, Terawatt to petawatt subpicosecond lasers. *Science*, 1994, **264**(13) : 917~924
- [2] Livermore petawatt laser sets new pulsed-power record. *Laser Focus World*, 1996, **32**(7) : 13
- [3] D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 1985, **56**(3) : 219~221
- [4] F. P. Strohkendl, D. J. Files, L. R. Dalton, Highly stable amplification of femtosecond pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(5) : 742~748
- [5] A. Siegman, *Lasers* (University Science Books). California: Mill Valley, 1986
- [6] B. C. Stuart, S. Herman, M. D. Perry, Chirped-pulse amplification in Ti ·Sapphire beyond 1 μm . *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(3) : 528~538

A Stable Ti ·Sapphire Regenerative Amplifier Operating at 1056 nm

Zhu Xiaolei Xu Shixiang Liu Yupu Zhang Yinghua
Wang Liushui Lin Zunqi

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 6 November 1997; revised 19 January 1998)

Abstract The stability of a Ti ·sapphire regenerative amplifier (RGA) operating at 1056 nm has been discussed, and the stable amplified pulses have been obtained in an experimental Ti ·sapphire RGA. The RMS of the pulse energy is less than 5%.

Key words Ti ·sapphire, regenerative amplifier, chirped-pulse amplification.