

采用环形再生腔结构的飞秒激光啾啾脉冲放大研究*

张伟 滕浩[†] 王兆华 沈忠伟 刘成 魏志义[‡]

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2012年12月11日收到; 2013年1月23日收到修改稿)

采用环形再生腔结构的啾啾脉冲放大技术方案, 在重复频率 100 Hz, 单脉冲能量 33.1 mJ 的 532 nm 激光抽运下, 从钛宝石激光中获得了单脉冲能量 9.84 mJ 的放大输出, 对应的斜效率达 33.1%. 在重复频率 10 Hz 的情况下, 同样获得了单脉冲能量为 9.64 mJ, 对应斜效率达 36.8% 的高效率放大结果. 通过色散补偿压缩该啾啾激光脉冲后的单脉冲能量为 6.36 mJ, 脉冲宽度为 59.7 fs. 测量结果表明典型的能量稳定性为 1.85%.

关键词: 啾啾脉冲放大 (CPA), 再生放大, 飞秒激光, 环形腔

PACS: 42.60.-v, 42.60.Da, 42.60.Lh, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.62.104211

1 引言

自 20 世纪 80 年代以来, 随着飞秒激光的出现和锁模技术的不断进步, 超快激光科学取得了前所未有的快速发展并持续得到人们极大的关注, 促进了许多新兴应用学科的形成和生长. 特别是啾啾脉冲放大技术 (chirped pulse amplification, CPA) 的发明^[1], 进一步为飞秒激光能量的放大提高提供了革命性的手段. 相比常规飞秒激光振荡器百兆赫兹量级的重复频率及仅纳焦耳量级的单脉冲能量^[2,3], 目前采用最新的 CPA 技术已能获得单脉冲能量达数十焦耳、对应峰值功率超过拍瓦 (10^{15} W, PW) 的飞秒超强激光^[4,5], 极大地推动了激光粒子加速、实验室天体物理学及核物理等前沿研究工作的突破.

飞秒激光能量的放大曾经是超快激光发展的难题之一, 因为飞秒激光峰值功率很高, 在放大的起始过程中, 就很容易损伤光学元件. 直到 CPA 技术出现以后, 这一问题才得到了解决. 根据应用需求, 飞秒激光放大器可以工作在高重复频率比如千赫兹甚至更高的重复频率^[4], 也可以工作在低重复频率比如 10 Hz, 1 Hz, 甚至单发. 工作在高重复频

率时, 由于抽运激光脉冲能量的限制 (1 kHz 目前局限于几十毫焦水平), 放大后的飞秒激光尽管平均功率很高, 但单脉冲能量一般只有微焦耳到毫焦耳量级, 这样高重复频率的激光无论是光束质量, 还是能量的稳定性, 都比较容易达到非常好的状态, 适合于超快现象的研究, 比如阿秒激光的产生、飞秒微加工、超快光谱等. 当重复频率比较低时, 由于可获得的抽运激光能量更高, 所以能够将飞秒激光能量放大到很高, 达到焦耳量级甚至几十焦耳, 压缩后的峰值功率实现了太瓦 (10^{12} W, TW) 甚至是拍瓦量级水平^[5-8]. 这样的低重复频率高能量的飞秒激光适合于强场物理、高能量密度物理等方面的研究. 然而更多的应用既需要高的能量又需要一定的重复频率, 比如 100 Hz, 10 Hz 的重复频率. 由于重复频率为 100 Hz 的绿光抽运激光已经有 100 mJ 的商用产品, 故以此为抽运源的 100 Hz 飞秒放大器能量也可以有非常高的输出, 完全有能力达到单脉冲峰值功率 1 TW 以上. 这样的激光系统既能满足强场物理实验要求, 也能满足超快现象的研究需要. 所以发展 100 Hz 及 10 Hz 重复频率的放大系统非常必要. 本文在这一重复频率范围内进行了尝试.

在飞秒放大器中, 再生放大与多通放大是 CPA

* 国家科技支撑计划课题 (批准号: 2012BAC23B03)、国家自然科学基金 (批准号: 11174361) 和中国科学院科研装备研制项目 (批准号: 2010004) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: hteng@iphy.ac.cn

技术中常用的两种放大方案. 很多情况下, 甚至需要两者相结合才能获得很好的结果, 比如在大型的太瓦及拍瓦飞秒激光装置中^[9-11]. 由于再生放大方式能获得非常好的光束质量和较高的放大效率, 也有很高的稳定性, 所以它被广泛地应用于高重复频率的小型飞秒放大激光器及低重复频率的强激光装置中. 由于线形腔具有结构简单、调节方便的特点, 因此目前大部分的再生放大一般都采用该结构^[12], 但同时存在放大后的激光脉冲对比度不高、可以承受的放大能量有限等缺点. 相对于线形腔, 环形腔不仅腔长更长, 而且放大激光是循环放大, 单向传输, 可以降低自发辐射荧光 (amplified spontaneous emission, ASE, $I_{ASE} \sim 1/L$ (L 为腔长)), 因此有利于对比度的提高; 同时由于腔内激光拥有较大的模场尺寸, 支持高单脉冲能量输出, 也能提供更好的光隔离, 避免放大光返回至振荡器, 破坏振荡器锁模状态^[13,14].

基于此, 本文报道我们所研制的一种采用环形腔再生放大方案的高能量飞秒钛宝石激光啁啾脉冲放大系统. 与大部分再生放大器中使用的单脉冲普克尔盒 (Pockels cell, PC) 不同, 本文采用了基于双开关脉冲的普克尔盒选单元件, 可以精确地从高重复频率的振荡器中选取种子脉冲, 灵活地控制激光脉冲的导入和导出时间. 在重复频率 100 Hz, 单脉冲能量 33.1 mJ 的 532 nm 激光抽运下, 获得了脉冲能量为 9.84 mJ 的放大激光, 对应斜率效率为 33.1%. 在重复频率 10 Hz, 抽运能量 32.0 mJ 的情况下, 同样获得了单脉冲能量为 9.64 mJ, 斜效率

36.8% 的实验结果. 经过压缩器压缩后的脉冲宽度为 59.7 fs, 能量为 6.36 mJ. 该设计不仅为发展载波包络相位锁定的百赫兹重复频率高能量飞秒脉冲激光提供了可能, 而且也可以作为优良的前级系统, 进一步进行啁啾脉冲激光的超高能量放大.

2 实验装置

图 1 所示为整体实验系统图, 由飞秒钛宝石激光振荡器、光栅展宽器、环形腔再生放大器以及光栅压缩器组成. 其中飞秒钛宝石激光振荡器采用棱镜对色散补偿, 稳定锁模后的输出光谱半高宽 40 nm, 脉宽 30 fs, 重复频率为 80 MHz. 展宽器采用光栅刻线密度为 1200 线/mm 的马丁内兹结构, 展宽后的脉宽为 170 ps. 环形再生腔由四片凹面镜, 20 mm 长布氏角切割的钛宝石晶体、双脉冲 PC 盒及两片格兰棱镜构成. 这里凹面镜 M1, M4 的曲率半径 $R = 3$ m, M2, M3 的曲率半径 $R = 10$ m, 再生腔总腔长为 3.2 m. 我们用 ABCD 矩阵模拟了腔内的光斑分布, 计算得到在钛宝石晶体上的光斑直径约为 1070 μm , 而在 PC 盒处光斑直径约为 1540 μm . 抽运光经 1.5 m 焦距的透镜聚焦, 晶体位于焦点前 0.3 m 处, 以保证光斑足够大, 此处光斑实测为 1400 μm , 能量密度 2.15 J/cm^2 , 远低于钛宝石损伤阈值 10 J/cm^2 , 不会损伤晶体. 由于重复频率较低, 为 100 Hz 和 10 Hz, 晶体无需低温制冷, 这里仅采用水循环制冷至 20 $^{\circ}\text{C}$.

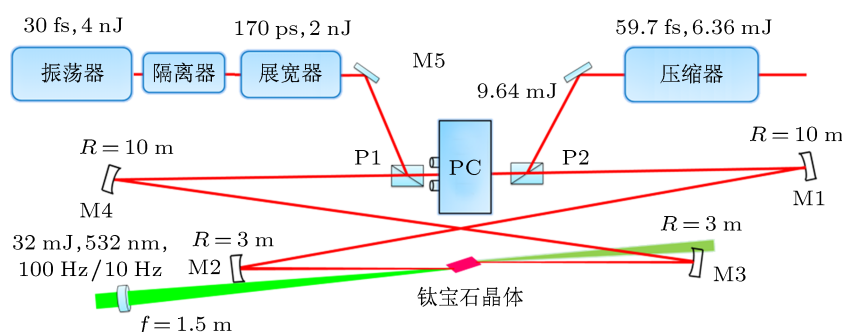


图 1 环形再生放大的整体实验器光路图

实验中展宽的种子脉冲激光经爬高镜将偏振态转为 S 偏振后, 再由反射镜 M5, 格兰棱镜 P1 反射到双脉冲 PC. PC 可以以固定频率加载两脉冲宽度仅 10 ns 且间隔可调的半波电压到内部 DKDP(磷酸二氘钾晶体) 晶体, 在第一个高压脉冲施加期间, PC 将 S 偏振种子转偏振至 P 偏振透过格兰棱镜

P2, 实现脉冲选单. 然后由反射镜 M1, M2 反射至钛宝石晶体, 在抽运光的激励下获得第一次放大. 再由 M3, M4 反射至 PC. 由于腔长为 3.2 m, 选单后的光脉冲在腔内传输一次需要 10.7 ns, 而在施加第一个高压脉冲后, PC 的晶体上已经没有高压存在, 对光脉冲的偏振态不再起偏转作用, 所以选单后的激

光脉冲可以在再生腔内循环放大, 直至饱和状态. 当光脉冲获得最高增益后, 给 PC 加第二个半波电压脉冲, 这样放大后的光脉冲偏振态将由 P 偏振变为 S 偏振, 由格兰棱镜 P2 导出再生腔, 实现放大脉冲的输出. 由于给 PC 施加的两个高压脉冲的调节步长为 10 ps, 可以精确地调节注入脉冲和导出脉冲的时间, 保证了单脉冲的放大. 放大后的光脉冲经过单光栅 (1500 线/mm) 结构的压缩器进行色散补偿, 实现脉宽压缩.

用光电二极管探测镜片 M1 后的漏光来观测选单脉冲在环形再生腔中的建立过程, 并由示波器采集, 如图 2 所示. 图中的黑色虚线是单脉冲在环形再生腔中的建立时间过程, 实线为放大后的脉冲的波形. 第一个高压脉冲距第二个高压脉冲时间间隔约为 190 ns, 故种子光脉冲在腔内循环次数约为 18 次. 导出后的放大脉冲在示波器上没有可见的预脉冲, 表明其具有较高的对比度.

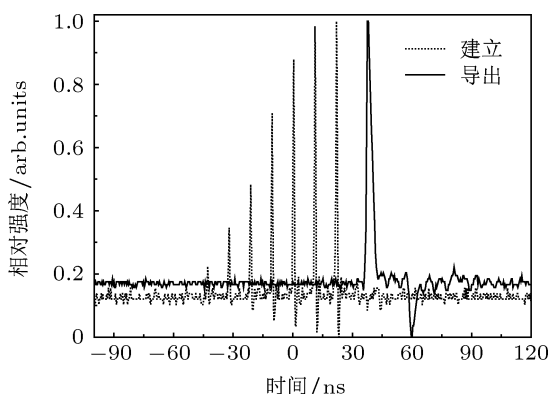


图 2 示波器观察到的脉冲放大建立过程及导出的脉冲踪迹

3 实验结果与分析

本文设计的环形再生放大器可以分别在 100 Hz 和 10 Hz 重复频率的抽运下工作, 实验测得放大后激光输出能量与抽运激光能量的关系曲线如图 3 所示. 从图中可以看出, 在两种重复频率抽运下, 放大激光的能量随抽运激光能量基本上都是线性增长, 在重复频率 100 Hz 抽运情况下, 当抽运激光能量为 33.1 mJ 时, 放大后的单脉冲能量为 9.84 mJ, 对应斜率效率为 33.1%; 而在 10 Hz 抽运情况下, 当抽运激光能量为 32.0 mJ 时, 放大后获得单脉冲能量为 9.64 mJ, 斜率效率达到了 36.8%. 从实验结果可以看出, 在两种不同频率情况下, 都可以得到较高的放大效率. 而在 10 Hz 重复频率下的效率更高,

这主要是同样抽运能量下, 低重复频率引起的低热效应对腔型的影响更弱所致.

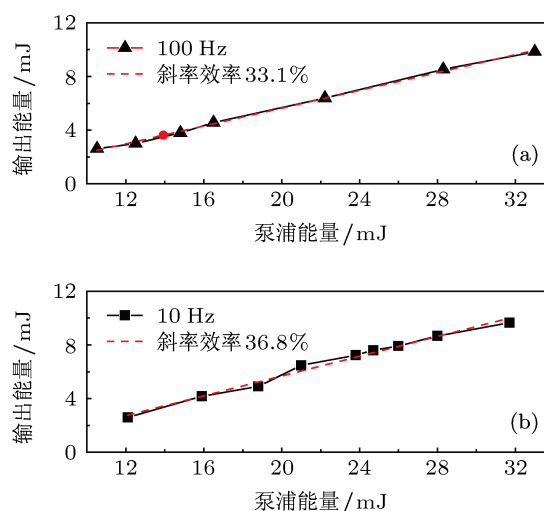


图 3 环形腔再生放大器分别在 100 Hz (a), 10 Hz (b) 重复频率泵浦下的输出能量曲线

图 4 分别给出了种子脉冲光谱、再生腔未注入种子光时的调 Q 脉冲光谱及注入种子后的放大脉冲光谱比较图, 所对应的光谱半高宽分别为 38.1, 17.6 和 29.7 nm, 可以看出放大后的光谱中心波长位于 792.1 nm 由于钛宝石晶体放大过程中的增益窄化效应, 放大后的脉冲光谱半高宽减小了近 9 nm.

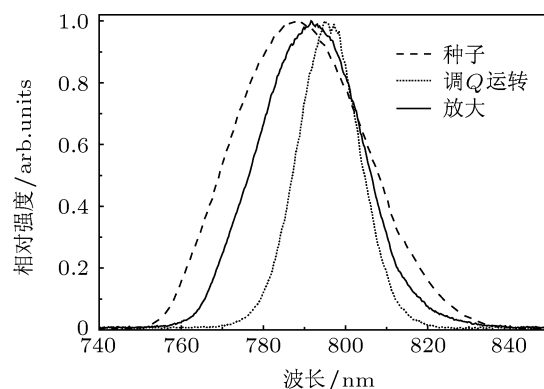


图 4 种子激光脉冲光谱、再生腔未注入种子的调 Q 输出及注入种子的放大输出脉冲光谱曲线

放大后的激光脉冲经过扩束后注入到基于单光栅的四通压缩器中进行色散补偿, 以获得压缩脉冲. 由于压缩器中镜片的反射损耗, 光栅放置时间过久, 表面雾化等因素, 传输透过效率略低, 为 66%, 压缩后的放大激光的单脉冲能量为 6.36 mJ. 采用单次自相关仪, 测量得优化压缩后的典型脉冲宽度为 59.7 fs, 如图 5 所示. 图中点线为示波器采集到的自相关数据, 黑色实线为通过高斯拟合的结果.

由于放大后光谱半高宽为 29.7 nm, 傅里叶变换极限理论上应该支持 34.3 fs 的脉冲宽度. 我们在实验上未能压缩至理论极限, 主要是基于光栅展宽、压缩系统不能完全补偿高阶色散所导致, 分析如下.

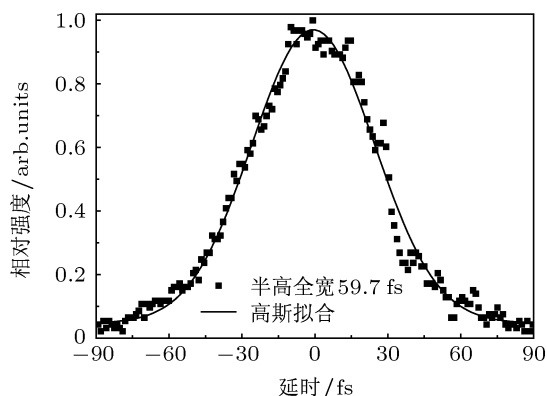


图5 单次自相关仪测试得到的脉宽曲线, 其中点线为示波器采集的数据, 黑色曲线为高斯拟合结果, 脉宽为 59.7 fs

展宽器和压缩器引入的色散量可以用平行光栅对进行近似分析^[15,16], 其二阶群速度色散, 三阶色散分别为

$$GDD = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = -\frac{L\lambda^3}{2\pi c^2 d^2 \cos^3\theta}, \quad (1)$$

$$TOD = \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} = \frac{3L\lambda^4}{4\pi^2 c^3 d^2} \frac{1 + \frac{\lambda}{d} \sin\gamma - \sin^2\gamma}{\cos^5\theta}, \quad (2)$$

放大器中由于光学材料导致的二阶、三阶色散, 可根据以下公式计算^[17]:

$$GDD = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3 l}{2\pi c^2} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}, \quad (3)$$

$$TOD = \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} = -\frac{\lambda^4 l}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n(\lambda)}{d\lambda^3} \right), \quad (4)$$

(1)–(4) 式中 φ 不同频率光线由于光程不同引入的相位量, L 为光栅间距, γ 为光栅上入射角, θ 为衍射角, ω 为光频, d 为光栅常数, λ 为波长, c 为光速, $n(\lambda)$ 为材料折射率, l 为材料长度. 我们设计的环形再生放大器中引起色散的材料有格兰棱镜和窗口玻璃的 36 mm 长熔石英, 20 mm 长的钛宝石晶体, PC 中 16 mm 长的 DKDP 晶体及 3.2 m 的空气. 考虑到激光脉冲在环形腔内 18 次的循环放大及腔外 15 mm 长的熔石英透镜、隔离器中 6 mm 长的 TGG (钽石榴石) 等材料, 在综合上述材料色散及展宽器、压缩器色散的情况下, 计算表明通过优化光栅对之间的间距和入射角实现二阶色散的理想

补偿时, 未能完全补偿的三阶色散量为 -65987 fs^3 . 表 1 列出各单元的主要色散量, 可见由于仅凭光栅压缩器还不能完全补偿高阶色散, 因此未能实现傅里叶变换极限的压缩脉冲输出, 下一步将采用可编程声光色散滤波器进行高阶色散的补偿, 以期获得更短的脉冲.

表 1 放大器中各部分的色散量

色散类型	二阶色散/fs ²	三阶色散/fs ³
马丁内兹展宽器	1441819	-3217040
材料总色散	59111	48296
平行光栅对压缩器	-1500930	3102757
总计	0	-65987

图 6 是在重复频率 10 Hz 的抽运下, 用能量计在 400 s 时间内测量输出的 4000 发放大脉冲的能量稳定性. 尽管我们测得闪光灯抽运源自身的能量抖动已达 1.1% (RMS), 结果表明放大后的单脉冲能量稳定性仍然好于 1.85% (均方根, RMS), 可以满足作为稳定的放大器前级或直接应用于实验的要求.

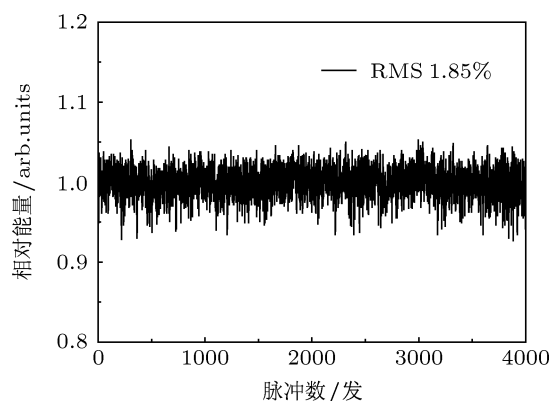


图 6 压缩后激光脉冲能量的稳定性

4 结论

本文介绍了采用环形再生腔结构的飞秒激光啁啾脉冲放大实验研究, 通过合理设计环形腔的参数, 实现了可以支持大能量输出的腔内光斑模式, 在 100 Hz 和 10 Hz 重复频率的 532 nm 激光抽运下, 都得到了近 10 mJ 的激光输出, 并且放大激光的能量都随抽运激光能量线性增长, 对应的斜率效率分别为 33.1% 和 36.8%. 其中后者压缩后的脉冲宽度为 59.7 fs, 单脉冲能量为 6.36 mJ, 测量 4000 发脉冲的能量稳定性为 1.85% (RMS). 通过对放大元件的材料色散及展宽器和压缩器的色散计算分析, 表

明剩余的三阶色散还可以得到优化. 我们相信进一步完善高阶色散补偿及注入更宽光谱带宽的种子脉冲情况下, 还可以获得更短的压缩脉冲. 由于其高能量及高对比度的特性, 这一环形腔再生放大器

不仅可以作为具有更高能量的超强激光装置的前级系统, 而且 100 Hz 的重复频率也将是开展阿秒科学、超快实验和精密加工等应用研究的有利工具.

-
- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
 - [2] Zhang Q, Zhao Y Y, Wei Z Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3244 (in Chinese) [张青, 赵研英, 魏志义 2010 物理学报 **59** 3244]
 - [3] Zhao Y Y, Han H N, Teng H, Wei Z Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1709 (in Chinese) [赵研英, 韩海年, 滕浩, 魏志义 2009 物理学报 **58** 1709]
 - [4] Zhao W, Wang Y S, Cheng Z, Zhu S L, Liu H J, Ling W J, Chen G F 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2098
 - [5] Yu T J, Lee S K, Sung J H, Yoon J W, Jeong T M, Lee J 2012 *Opt. Express* **20** 10807
 - [6] Wang Z, Liu C, Shen Z, Zhang Q, Teng H, Wei Z 2011 *Opt. Lett.* **36** 3194
 - [7] Zhang J, Suzuki M, Baba M, Wei Z, Wang Z, Wang P, Zhang J, Zheng J, Kuroda H 2007 *Appl. Opt.* **46** 2498
 - [8] Lu X, Liang X, Leng Y, Wang W, Wang C, Yin D, Lu H, Li R, Xu Z 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 1008
 - [9] Sullivan A, Hamster H, Kapteyn H C, Gordon S, White W, Nathel H, Blair R J, Falcone R W 1991 *Opt. Lett.* **16** 1406
 - [10] Blanc C L, Grillon G, Chambaret J P, Migus A, Antonetti A 1993 *Opt. Lett.* **18** 140
 - [11] Perry M, Pennington D, Stuart B, Tietbohl G, Britten J, Brown C, Herman S, Golick B, Kartz M, Miller J 1999 *Opt. Lett.* **24** 160
 - [12] Wang Y S, Cheng G H, Liu Q, Sun C D, Zhao W, Chen G F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 87 (in Chinese) [王屹山, 程光华, 刘青, 孙传东, 赵卫, 陈国夫 2004 物理学报 **53** 87]
 - [13] Zhao H, Wang P, Wei Z Y, Tian J R, Li D H, Wang Z H, Zhang J 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 115
 - [14] Yanovsky V, Felix C, Mourou G 2002 *Appl. Phys. B* **74** S181
 - [15] Martinez O E 1997 *Opt. Lett.* **22** 811
 - [16] Zhang Z G, Sun H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1080 (in Chinese) [张志刚, 孙虹 2001 物理学报 **50** 1080]
 - [17] Fork R L, Cruz C, Becker P, Shank C V 1987 *Opt. Lett.* **12** 483

A ring Ti: sapphire regenerative amplifier for high energy chirped pulse amplification*

Zhang Wei Teng Hao[†] Wang Zhao-Hua Shen Zhong-Wei
Liu Cheng Wei Zhi-Yi[‡]

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100190, China)

(Received 11 December 2012; revised manuscript received 23 January 2013)

Abstract

Based on chirped-pulse amplification technology, a ring cavity Ti: sapphire regenerative amplifier with high output energy is demonstrated. Under the 532 nm pump energy of 33.1 mJ at a repetition rate of 100 Hz, the chirped laser pulse with energy of 9.84 mJ is obtained, corresponding to a slope efficiency of 33.1%. Instead, using the pump laser with energy of 32.0 mJ at a repetition rate of 10 Hz, we also obtain 9.64 mJ pulse energy with a corresponding slope efficiency of 36.8%. By optimizing the dispersion among all optical materials, stretcher and compressor, the shortest pulse has an energy of 6.36 mJ and a pulse width of 59.7 fs, and the energy fluctuation is 1.85 % (RMS) over 4000 shots after the compressor. The performances show that it may pave the way for ultrafast applications and serves as a front stage toward TW even PW laser system with high contrast ratio.

Keywords: chirped-pulse amplification, regenerative amplifier, femtosecond laser pulse, ring cavity

PACS: 42.60.-v, 42.60.Da, 42.60.Lh, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.62.104211

* Project supported by the National Key Technology R&D Program of Ministry of Science and Technology (Grant No. 2012BAC23B03), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174361), and the Instrument Developing Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No.2010004).

[†] Corresponding author. E-mail: hteng@iphy.ac.cn