

基于光-光同步放大的时域整形技术

储玉喜¹, 柴 路¹, 甘泽彪², 梁晓燕², 胡明列^{1*}, 王清月¹

¹天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072;

²中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800

摘要 在高能量抽运激光脉冲的传输与放大过程中, 激光放大器的增益饱和和效应会导致激光脉冲产生时域畸变, 使输出激光脉冲无法保持其时域的平顶型分布。因此, 需要对抽运激光脉冲进行时域预整形, 以补偿放大器中的增益饱和。提出了一种基于光-光同步放大的时域整形技术来补偿增益饱和和引入的时域畸变。该技术基于传统的放大模型, 不受激光脉冲宽度的限制, 操作简单, 成本低廉。数值模拟结果表明, 利用所提技术可以对激光系统的输入脉冲进行有效的时域整形, 并且可以补偿增益饱和, 从而获得时域平顶分布的输出脉冲。

关键词 激光器; 超强超快激光; 光参量啁啾脉冲放大; 时域脉冲整形

中图分类号 O437.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0401005

Temporal Shaping Technology Based on Optical-Optical Synchronization Amplification

Chu Yuxi¹, Chai Lu¹, Gan Zebiao², Liang Xiaoyan², Hu Minglie¹, Wang Qingyue¹

¹Key Laboratory of Optoelectronic Information Technology, Ministry of Education, Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

²State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract The output laser pulse cannot sustain a flat-top temporal profile owing to the time domain distortion caused by gain saturation effect in laser amplifiers during the transmission and the amplification of high energy pump laser pulse. Therefore, the pump laser pulse needs to be pre-shaped to compensate the gain saturation in the amplifier. A temporal shaping technology based on optical-optical synchronization amplification is proposed to compensate the time domain distortion caused by gain saturation. The proposed technology is based on the conventional amplification model, and it is not restricted to the width of laser pulse. The proposed technology is simple to operate and costs low. Theoretical simulation results indicate that the effective temporal shaping for the input pulse of laser system can be achieved and the gain saturation can be compensated by the proposed technology, and the output pulse with flat-top shape in time domain can be obtained.

Key words lasers; ultra-intense ultra-fast laser; optical parametric chirped pulse amplification; temporal pulse shaping

OCIS codes 140.3280; 140.3538; 320.5540

1 引 言

光学参量啁啾脉冲放大(OPCPA)技术被认为是获得高峰值功率、周期量级超强超短脉冲的最理想的技术手段之一^[1]。该技术具有高增益、大宽带、低B积分等优点^[2]。在高能量OPCPA过程中, 抽运光通常采用高能量的单色光。例如, 将800 nm钛宝石激光器的输出作为宽带种子光, 将对高能量1053 nm激光脉冲

收稿日期: 2016-12-06; 收到修改稿日期: 2017-01-06

基金项目: 国家自然科学基金(61322502, 61535009, 1127423)、教育部长江学者创新团队(IRT13033)

作者简介: 储玉喜(1986—), 男, 博士, 博士后, 主要从事超短高能激光放大方面的研究。E-mail: chuyuxi@tju.edu.cn

*通信联系人。E-mail: huminglie@tju.edu.cn

进行倍频后获得的 527 nm 激光脉冲作为 OPCPA 抽运光等。将 1053 nm 激光倍频后进行 OPCPA, 可获得最高峰值功率已经超过 1 PW^[3-4]。在该技术中, OPCPA 的参量增益取决于抽运光的强度分布。由于种子光是啁啾脉冲, 因此时域强度分布均匀的抽运光可均匀放大种子光的所有光谱成分, 避免增益窄化, 从而提高抽运光与信号光的转换效率^[5-7]。因此, 获得时域光强分布接近平顶的高能抽运光对 OPCPA 的放大过程具有重要意义。然而, 受增益饱和效应的影响, 高能抽运光在放大过程中必然会产生时域畸变, 导致种子光的前沿强度大于后沿强度^[8-9]。为了获得最终放大后时域强度呈平顶分布的抽运光, 通常的做法是采用脉冲预整形技术, 即在放大系统的前端通过时域调制的方法对低能量种子光进行时域预整形^[10-13]。目前, 最常用的方法是采用任意信号发生器实现时域强度调制整形^[14-15], 该方法可以有效地对纳秒级宽度的脉冲进行预整形。然而, 该方法中使用的电学器件都非常昂贵, 而且国内并未掌握这些器件的生产加工工艺。此外, 受限于这些电子器件的精度, 该方法通常只适用于数纳秒量级激光脉冲的预整形, 并且会引入一定的时域抖动。

本文提出了一种基于光-光同步放大的时域整形新技术, 该技术采用传统的放大模型, 不受激光脉冲宽度的限制, 而且操作简单, 成本低廉。通过调节抽运光和种子光之间的延时, 使抽运光和种子光同时注入增益晶体中。种子光在时域中的不同部分获得的增益不同, 使得种子光在时域中的不同部分得到不同程度的放大, 从而实现对种子光的时域整形, 整形后的种子光可以补偿后续高能放大过程中引入的时域畸变。数值模拟结果表明, 该技术可以对实际激光系统光脉冲的时间分布进行有效的预整形, 从而获得高能放大所需的时域强度近似呈平顶分布的光脉冲。在特定的抽运条件下, 可以实现种子光前后沿的强度比例超过 1.5:1 的预整形时域波形。整形后的脉冲在后续的放大过程中可以很好地补偿由增益饱和和效应引入的时域畸变。

2 基于光-光同步放大技术实现时域整形的系统结构及原理

2.1 基于光-光同步放大技术实现时域整形的系统结构

基于光-光同步放大技术实现时域整形的系统结构示意图如图 1 所示。单纵模激光器输出连续激光, 连续激光经铌酸锂波导强度调制器削波产生周期为 3 ns 的方波激光脉冲信号; 削波产生的激光脉冲注入到再生放大器中, 经过再生放大器输出的种子光能量可达 5 mJ, 光斑直径为 3 mm, 重复频率为 1 Hz。与此同时, 为了确保再生放大器输出的激光脉冲的时域波形不发生畸变, 通常将再生放大器输出的能量控制在 3 mJ。经再生放大器放大后的激光脉冲先经过扩束系统, 再通过分光比为 5:5 的分束镜, 其中透射的激光脉冲注入到闪光灯抽运的 Nd:YLF(c 轴切割) 双程放大器, 经过双程闪光灯抽运放大器放大后的激光脉冲经

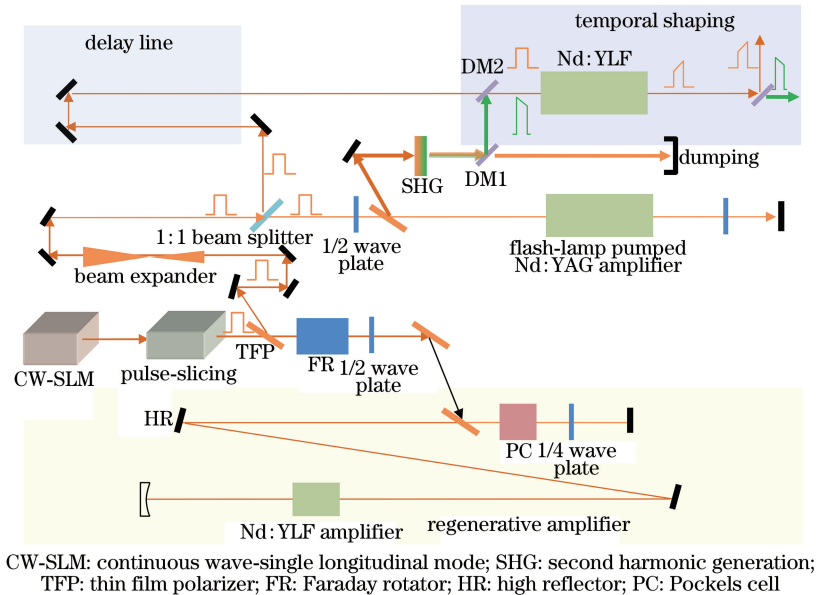


图 1 基于光-光同步放大技术实现时域整形的系统结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of temporal shaping system based on optical-optical synchronization amplification technology

过倍频晶体(LBO)的倍频作用后,产生波长为 527 nm 的激光脉冲。倍频后的激光脉冲经过双色镜 DM1(对波长为 1053 nm 的光增透,对波长为 527 nm 的光高反)后反射至双色镜 DM2,使用波长为 527 nm 的抽运光抽运用于时域整形的 Nd:YLF 晶体。经分束镜反射的激光脉冲通过延时线后,再通过双色镜 DM2 入射至 Nd:YLF 晶体,并将这部分激光脉冲作为种子光。在时域整形单元中,通过调节延时线使波长为 1053 nm 的种子脉冲和波长为 527 nm 的抽运脉冲同时注入 Nd:YLF 晶体,Nd:YLF 晶体在吸收波长为 527 nm 的抽运光后产生反转粒子数,种子光在时域中的不同部分获得的增益不同,即可实现对种子光的时域整形。

模拟中需对放大后的波长为 1053 nm 的种子光进行时域整形,同时需要将波长为 527 nm 的倍频光作为抽运光,因此需选择一种激光晶体,它既可以吸收波长为 527 nm 的激光脉冲以形成反转粒子数,又可以实现对波长为 1053 nm 的激光脉冲的放大。综合考虑吸收截面和增益截面等因素,选择 Nd:YLF 晶体作为时域整形的放大介质。Nd:YLF 晶体的吸收光谱和发射光谱如图 2(a)、(b) 所示^[16]。由图可见,Nd:YLF 晶体的吸收光谱范围很宽,尽管 Nd:YLF 晶体在波长为 527 nm 处的吸收截面较小,但是通过增加晶体长度,便可提高晶体的吸收率。同时,采用 c 轴切割的 Nd:YLF 晶体作为放大介质,既可以抑制波长为 1047 nm 激光的自发辐射,又可以实现对波长为 1053 nm 激光脉冲的双程放大。

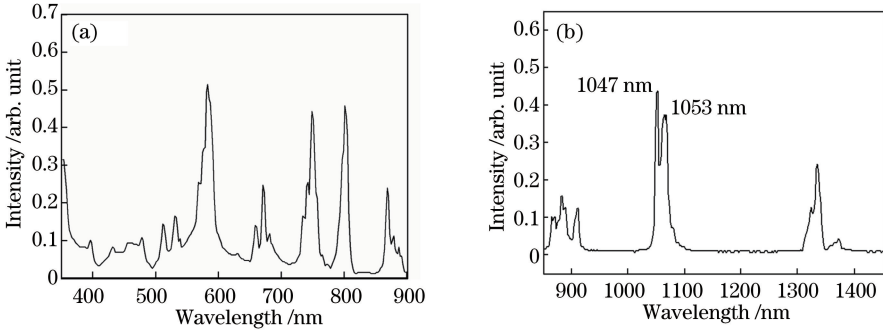


图 2 Nd:YLF 晶体的(a)吸收光谱和(b)发射光谱

Fig. 2 (a) Absorption spectrum and (b) emission spectrum of Nd:YLF crystal

2.2 利用光-光同步放大技术实现脉冲时域整形的原理

激光晶体单位体积的储能是对抽运脉冲时域的积分。随着时间的增加,上能级粒子数增加,晶体内某一位置 x 处的反转粒子数可表示为^[17-18]

$$\Delta N(x, t) = N_T \left\{ 1 - \frac{1}{1 - \exp(-\alpha x) \{1 - \exp[E_p(x, t)/F_{sat}]\}} \right\}, \quad (1)$$

式中 $E_p(x, t)$ 为单位体积内的抽运密度, F_{sat} 为饱和能量密度, N_T 为 Nd:YLF 晶体的掺杂浓度, α 为晶体的吸收系数。在数值计算中,将 Nd:YLF 晶体划分为 500 片薄晶体,每片薄晶体的厚度为 0.12 mm。当考虑抽运光的时域分布时,Nd:YLF 晶体内的反转粒子数是对抽运脉冲时域的积分。因此, t_k 时刻晶体内的反转粒子数密度可表示为

$$\Delta N(n, t_k) = \int_{t_0}^{t_k} \Delta N(n, t) dt, \quad (2)$$

式中 t_0 为抽运光前沿到达晶体的时刻。由于室温下 Nd:YLF 晶体的上能级寿命为 500 μs ,而抽运光脉宽为纳秒量级,因此,可不考虑抽运时间内的自发辐射损耗。假设种子光在 t_k 时刻注入,则种子光会被放大。对于四能级的 Nd:YLF 晶体, t_k 时刻第 n 片薄晶体的纵向增益 $G_L(n, t_k)$ 可表示为^[17]

$$G_L(n, t_k) = \frac{1}{\sigma J(n-1)} \ln \{ 1 + \{ \exp[\sigma J(n-1)] - 1 \} \exp[\sigma \Delta N(n, t_k)] \}, \quad (3)$$

式中 $J(n-1)$ 为第 $n-1$ 片薄晶体单位面积出射的光子数,即第 n 片薄晶体单位面积入射的光子数; σ 为 1053 nm 处的增益截面, $n = 1, 2, \dots, 500$ 。模拟中选择 Nd:YLF 晶体的长度为 60 mm,直径为 5 mm,吸收系数为 0.7 cm^{-1} 。

3 理论模拟结果

根据上述理论模型并利用迭代算法,模拟了在不同抽运能量、不同脉冲时域波形条件下,种子光经过放大后的时域波形。考虑到种子光的有效整形和晶体的损伤阈值,模拟计算中设定波长为 527 nm 的抽运光的能量为 100 mJ,光斑直径为 3 mm,脉冲宽度为 3 ns;入射的波长为 1053 nm 的种子光的能量为 2 mJ,光斑直径为 3 mm,脉冲宽度为 3 ns。

3.1 超高斯时域抽运

首先,假设抽运激光和注入的种子光的时域分布都为超高斯分布,根据上述理论模型,得到晶体内的储能和增益随抽运时间变化的模拟结果如图 3 所示。

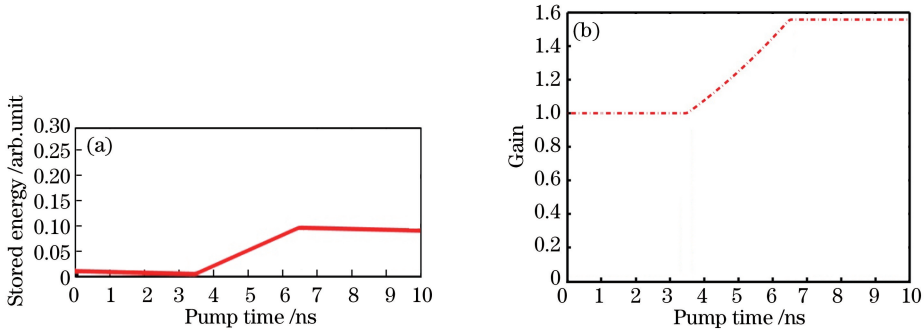


图 3 (a)储能和(b)增益随抽运时间的变化

Fig. 3 Variations in (a) stored energy and (b) gain with pump time

由图 3(a)可见,随着抽运时间的增加,晶体内的储能增加,抽运结束时储能达到最大。在抽运时间内,晶体内对应的增益同样随着抽运时间的增加而增加,并在抽运结束后达到最大,增益随抽运时间的变化曲线如图 3(b)所示。如果将种子光和抽运光同时注入到增益晶体中,种子光会得到放大。然而,种子光具有如图 3(b)所示的增益特性,因此时域中不同部分的种子光会获得不同程度的放大。种子光经过抽运光放大后的时域波形模拟结果如图 4 所示。

由图 4 可见,由于种子光和抽运光同时注入到增益晶体中,因此种子光的前沿始终与抽运光的前沿同步。由于种子光一直处在增益晶体上能级粒子数的初始积累阶段,因此无法获得有效增益。当种子光的后沿进入晶体时,由于在抽运光持续的抽运作用下,晶体内的储能达到最大,因此种子光后沿获得的增益最大,并可以达到时域整形的效果。模拟结果表明,在脉冲能量为 100 mJ、光斑直径为 3 mm 的抽运光以及脉冲能量为 2 mJ、光斑直径为 3 mm 种子光的注入条件下,种子光前后沿的强度比例可以达到 1:1.53。该整形后的种子脉冲可以很好地补偿后续放大过程中增益饱和导致的时域畸变。

由于抽运光的能量直接影响种子光的放大,因此模拟了不同抽运能量下经过整形后的种子光的时域波形,如图 5 所示。当抽运能量分别为 80,90,100,110,120 mJ 时,经过整形后的种子光时域前后沿的强度比例可分别达到 1:1.39,1:1.45,1:1.53,1:1.58,1:1.64。因此,在实际的实验中,通过改变抽运光的强度可得

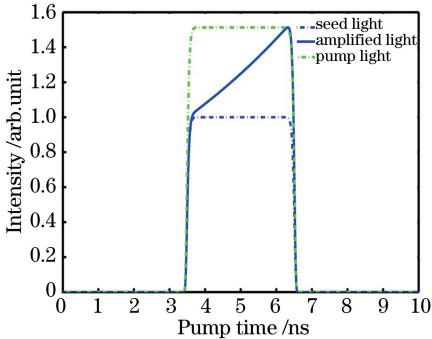


图 4 种子光经过抽运光放大后的时域波形

Fig. 4 Temporal profile of seed light amplified by pump light

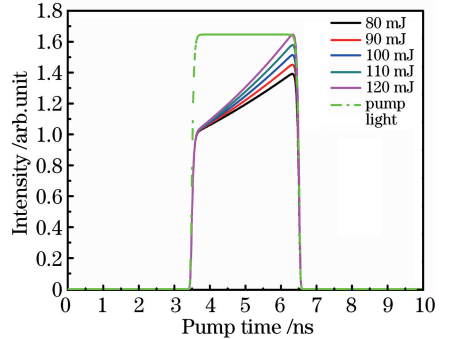


图 5 经不同抽运能量的抽运光放大后的种子光时域波形

Fig. 5 Temporal profiles of seed light amplified by pump light with different pump energies

到所需要的整形比例,从而补偿不同增益饱和条件下产生的时域畸变。

以上模拟是基于抽运光的时域分布为超高斯分布进行的,但在实际的放大系统中,抽运光的时域分布也会由于增益饱和效应而产生时域畸变,即抽运光的时域强度分布为非平顶分布。因此需要模拟抽运光在时域畸变情况下经过放大后的种子光时域波形。

3.2 时域畸变抽运

假设抽运激光的时域分布为由增益饱和和引入畸变后的时域波形(如图6中绿色虚线所示),注入的种子光的时域分布仍为超高斯分布,该条件下的模拟结果如图6所示。

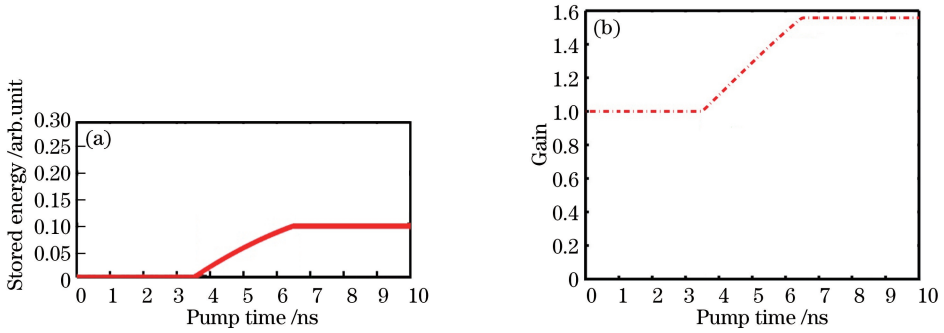


图6 引入畸变后(a)储能和(b)增益随抽运时间的变化

Fig. 6 Variations in (a) stored energy and (b) gain with pump time after introduction of distortion

图6为种子光和抽运光同时注入到增益晶体中的储能和增益随抽运时间的变化。对比图3、6可以看出,相对于平顶型抽运光,畸变的抽运光只改变了储能和增益的增加速度,并不会改变最终储能和增益的大小。同样,引入畸变后,对种子光和抽运光同时注入到增益晶体后种子光的放大输出过程进行模拟,模拟结果如图7所示。

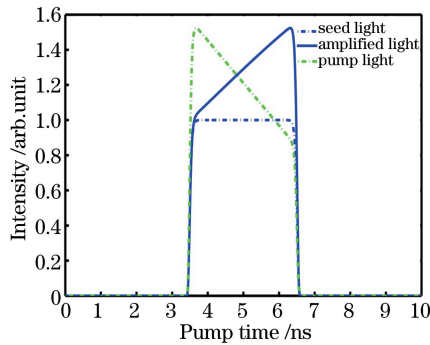


图7 引入畸变后种子光经过抽运光放大后的时域波形

Fig. 7 Temporal profile of seed light amplified by pump light after introduction of distortion

对比图4、7可以看出,时域畸变的抽运光的储能和增益的变化与平顶光抽运脉冲是不同的。在时域畸变的抽运光作用下,种子光前后沿的强度比例依然可以达到1:1.51。通过模拟分析,发现整形后的种子光前后沿的强度比例取决于种子光后沿放大时晶体内的储能。由于入射的种子光能量很低,种子光前沿的放大过程并没有造成储能的变化,因而种子光的后沿在放大过程中获得的增益没有发生变化。因此,时域畸变的抽运光依然可以对种子光进行时域整形。

由于待整形的种子光和抽运光是同源的,两者之间不存在相对时间抖动。与此同时,整形的效果对种子光和抽运光的延时精度要求不高,在实验过程中,整形脉冲的能量稳定性和脉冲的时域稳定性都得到了很大的提升。

4 结 论

高能激光脉冲在放大过程中会受到增益饱和效应的影响,产生时域畸变,因此需要对种子激光脉冲进

行时域预补偿。提出了一种基于光-光同步放大的时域整形技术,采用合适的激光晶体,通过调节抽运光和种子光之间的延时,使抽运光和种子光同时注入到增益晶体中,利用种子光时域不同部分获得不同增益的特点,实现对激光脉冲的时域整形。通过数值模拟,发现在脉冲能量为 100 mJ、光斑直径为 3 mm 的抽运光以及脉冲能量为 2 mJ、光斑直径为 3 mm 种子光的注入条件下,种子光前后沿强度比例超过 1:1.5。与此同时,抽运光的时域分布仅改变整形后种子光的时域分布,并不影响整形后种子光前后沿的强度比例。相对传统的时域整形技术,所提技术对种子光和抽运光的时间同步精度要求不高,而且不受激光脉冲宽度的限制,操作简单,成本低廉。整形后的种子脉冲在后续的放大过程中可以很好地补偿由增益饱和效应引入的时域畸变。

参 考 文 献

- [1] Dubietis A, Jonušauskas G, Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal[J]. *Optics Communications*, 1992, 88(4-6): 437-440.
- [2] Ross I N, Matousek P, New G H C, *et al.* Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2002, 19(12): 2945-2956.
- [3] Xu L, Yu L, Liang X, *et al.* High-energy noncollinear optical parametric-chirped pulse amplification in LBO at 800 nm [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(22): 4837-4840.
- [4] Yu L, Liang X, Xu L, *et al.* Optimization for high-energy and high-efficiency broadband optical parametric chirped-pulse amplification in LBO near 800 nm[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(14): 3412-3415.
- [5] Rothhardt J, Hädrich S, Gottschall T, *et al.* Generation of flattop pump pulses for OPCPA by coherent pulse stacking with fiber Bragg gratings[J]. *Optics Express*, 2009, 17(18): 16332-16341.
- [6] Witte S, Eikema K S E. Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2012, 18(1): 296-307.
- [7] Waxer L J, Bagnoud V, Begishev I A, *et al.* High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(14): 1245-1247.
- [8] Paschotta R, Nilsson J, Tropper A C, *et al.* Ytterbium-doped fiber amplifiers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1997, 33(7): 1049-1056.
- [9] Frantz L M, Nodvik J S. Theory of pulse propagation in a laser amplifier[J]. *Journal of Applied Physics*, 1963, 34(8): 2346-2349.
- [10] van Wonterghem B M, Murray J R, Campbell J H, *et al.* Performance of a prototype for a large-aperture multipass Nd:glass laser for inertial confinement fusion[J]. *Applied Optics*, 1997, 36(21): 4932-4953.
- [11] Schimpf D N, Ruchert C, Nodop D, *et al.* Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers[J]. *Optics Express*, 2008, 16(22): 17637-17646.
- [12] Zeng Shuguang, Hu Jing, Wang Fei, *et al.* Pulse stacking scheme based on wavelength division multiplexing[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(5): 0514001.
曾曙光, 胡 静, 王 飞, 等. 基于波分复用思想的啁啾脉冲堆积方法[J]. *光学学报*, 2013, 33(5): 0514001.
- [13] Zhang Yanli, Zhang Junyong, You Kewei, *et al.* Fast shape prediction in multi-pass amplifier of high power laser system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0714001.
张艳丽, 张军勇, 尤科伟, 等. 高功率激光多程放大系统中的快速波形预测[J]. *光学学报*, 2016, 36(7): 0714001.
- [14] Wang Chen, Liu Baiyu, Ouyang Xian, *et al.* Programmable arbitrary electrical waveform generator for temporal pulse shaping of high power laser system[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, 36(7): 1181-1186.
王 琛, 刘白玉, 欧阳娴, 等. 用于高功率激光脉冲整形的可编程任意波形电脉冲发生器[J]. *光子学报*, 2007, 36(7): 1181-1186.
- [15] Lin Honghuan, Wang Jianjun, Sui Zhan, *et al.* Integrated all fiber optical pulse generation system for laser fusion driver[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(3): 1771-1777.
林宏奂, 王建军, 隋 展, 等. 用于激光聚变驱动器的全光纤、全固化光脉冲产生系统[J]. *物理学报*, 2008, 57(3): 1771-1777.
- [16] Zheng Dongyang, Fang Xuguang, Cui Yajun, *et al.* Synthesis of Nd:LiYF₄ polycrystalline materials and crystal growth[J]. *Journal of the Chinese Ceramic Society*, 2014, 42(6): 756-760.
郑东阳, 方旭光, 崔亚军, 等. 掺钕氟化钪锂多晶料的合成与晶体生长[J]. *硅酸盐学报*, 2014, 42(6): 756-760.
- [17] Lowdermilk W H, Murray J E. The multipass amplifier: Theory and numerical analysis[J]. *Journal of Applied Physics*, 1980, 51(5): 2436-2444.
- [18] Koechner W. *Solid-state laser engineering*[M]. 6th ed. Berlin: Springer, 1999.