

文章编号 1004-924X(2013)03-0583-07

基于单块晶体级联二阶非线性的 超短激光脉冲脉宽压缩

叶 荣¹, 曾曙光², 张 彬^{1*}, 李恪宇³

(1. 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064; 2. 三峡大学理学院, 湖北 宜昌 443002;
3. 中国工程物理研究院, 四川 绵阳 621900)

摘要:研究了基于单块偏硼酸钡(BBO)晶体的级联二阶非线性效应实现超短激光脉冲脉宽压缩的原理。采用分步傅里叶变换及四阶龙格-库塔算法对描述 I 类飞秒脉冲倍频过程的耦合波方程组进行了数值计算, 定量分析了基频光与倍频光位相失配量、非线性晶体长度、入射基频光峰值光强和初始脉宽等因素对脉宽压缩效果的影响, 并对实验参数进行了优化。采用单块 BBO 晶体, 对中心波长为 800 nm、脉宽为 140 fs 的超短激光脉冲开展了脉宽压窄的实验研究, 获得了两倍以上脉宽压缩倍率。对不同基频光峰值强度和不同初始脉宽下的实验结果与理论模拟结果进行了比较与分析, 结果表明, 倍频过程中的位相失配量、初始基频光峰值光强、脉冲啁啾, 以及初始基频光脉宽等因素对脉冲压缩效果的影响较大。若要获得较高的压缩倍率, 需要综合考虑上述多种因素。

关键词:非线性光学; 脉冲压缩; 级联非线性; 峰值光强; 单块偏硼酸钡晶体

中图分类号: O437.1; TN241 **文献标识码:** A **doi:** 10.3788/OPE.20132103.0583

Pulse-duration compression of ultra-short laser pulse by cascaded second-order nonlinearity

YE Rong¹, ZENG Shu-guang², ZHANG Bin^{1*}, LI Ke-yu³

(1. *School of Electronics and Information Engineering,*
Sichuan University, Chengdu 610064, China;

2. *Polytechnic Institute of China Three Gorges University, Yichang 443002, China;*

3. *China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)*

* *Corresponding author, E-mail: zhangbinff@sohu.com*

Abstract: The pulse-duration compression principle of a ultra-short laser pulse by cascaded second-order nonlinearity from a single β -barium borate (BBO) crystal was studied theoretically and experimentally. By using the split-step Fourier transformation and fourth-order Runge-Kutta methods, the type I coupled wave equations describing for Second Harmonic Generation (SHG) process of femtosecond pulse were simulated and calculated. The influences of the phase mismatch between fundamental harmonic(FH) and second harmonic(SH) pulses, the length of nonlinear crystal, peak intensity and the initial pulse-duration of the FH pulse on the pulse-duration compression were analyzed quantitatively and the experimental parameters were also optimized. Furthermore, the experiment of the pulse-width

收稿日期: 2012-09-24; 修订日期: 2012-11-09.

基金项目: 中国工程物理研究院重点实验室基金资助项目(No. 9140C680301100C6806); 四川大学优秀青年学者科研基金资助项目

compression was performed for the ultra-short laser pulse with a center wavelength of 800 nm and a pulse width of 140 fs, and the pulse-width compression of more than two times was achieved. Finally, the experimental and simulation results for different fundamental peak intensities and initial pulse-widths were compared. Obtained results show that some factors like the phase mismatch between fundamental harmonic(FH) and second harmonic(SH) pulses, peak intensity, pulse chirp and the initial pulse-duration of the FH pulse have much influence on the pulse compression, so these facts mentioned above should be taken into consideration.

Key words: nonlinear optics; pulse compression; cascaded nonlinearity; peak intensity; single β -barium borate (BBO) crystal

1 引言

超高功率、超高强度激光是开展“快点火”激光聚变、探索极端条件下物质行为等重大科学研究的基本手段。脉冲压缩是提高脉冲峰值功率的有效途径之一。为了提高时间分辨率,以便更好地运用超短脉冲,人们一直致力于脉冲压缩技术的研究和探索。现有的非线性脉冲压缩技术主要包括:(1)倾斜波技术^[1-2]; (2)先利用充有惰性气体的空心光纤对飞秒脉冲进行光谱展宽后,再采用超宽带啁啾镜对脉冲进行压缩^[3]; (3)以超连续白光作为信号光,在单块偏硼酸钡(Single β -barium Borate, BBO)晶体中采用宽带非共线光参量放大方式获得短脉冲^[4]。上述方法中,倾斜波技术先利用光栅的色散使脉冲前沿倾斜,再通过倍频过程中基频光与倍频光的群速度匹配关系来产生脉宽更短的倍频光,该方法对光栅的线密度要求较高,实验装置调整也较难;利用空心光纤压缩仅能获得 ~ 1 mJ 的能量输出,且装置较为复杂;使用非共线光参量放大方式仅能获得 ~ 1 μ J 的能量输出,既不利于实际应用,其装置也十分复杂。自 1992 年 DeSalvo 等人在磷酸氧钛钾(KTiOPO₄, KTP)晶体中观测到近位相匹配下产生的级联二阶非线性相移以来,利用级联二阶非线性进行脉冲压缩的研究取得了很大进展^[5-6]。在国内, LiuXiang 等在 1999 年利用一块 17 mm 的 BBO 倍频晶体与一块 2 cm 长的方解石补偿晶体使 120 fs 光脉冲压缩到 30 fs^[7]。此后,刘红军等人在 2003 年对非线性相移又进行了理论上的解析研究^[8]。2008 年,王科等人将级联二阶非线性相移技术从倍频过程拓展到差频过程,并进行了理论计算与分析^[9]。2007 年,美国的 Morten

等人对级联非线性过程中的二阶和三阶效应做了更为详细的理论分析,获得了接近两个单周期脉冲的理论极限^[10];而在 2010 年,他们又将该技术应用于高功率光纤激光器中,采用 10 cm 长的碲酸锂晶体,获得了将 1.03 μ m 的基频光从 300~500 fs 压缩到 100 fs 的理论结果^[11]。

本文介绍了利用单块 BBO 晶体的级联二阶非线性效应实现超短激光脉冲脉宽压缩的原理,理论分析了脉冲压缩效果随初始基频光的峰值光强、脉宽等参数的变化规律。针对中心波长为 800 nm 的超短激光脉冲,采用单块 BBO 晶体开展了脉宽压窄实验,获得了较理想的压缩效果,并将实验结果与理论计算结果进行了比较和分析。

2 理论分析

假定光脉冲沿 z 轴通过非线性晶体,在缓变包络近似下,描述 I 类倍频过程的耦合波方程组为^[12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} &= i\xi_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} - i\rho_1 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta k z) - \\ &\quad i\sigma_1 (|A_1|^2 A_1 + 2|A_2|^2 A_1) \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} &= -\zeta \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + i\xi_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} - \frac{1}{2} i\rho_2 A_1^2 \exp(i\Delta k z) - \\ &\quad i\sigma_2 (|A_2|^2 A_2 + 2|A_1|^2 A_2), \end{aligned} \quad (1)$$

式中: A 表示光场复振幅; ξ_1 和 ξ_2 表示与群速度色散(Group Velocity Dispersion, GVD)有关的物理量,即 $\xi_1 = \frac{1}{2} \ddot{k}$, $\xi_2 = \frac{\dot{k}_2^2 - k_1^2 + k_2 \dot{k}_2}{2k_2}$; $\Delta k = k_2 - k_1$; $\eta = t - \frac{z}{v_1} = t - k_1 z$; $\zeta = k_2 - k_1$; $\rho_j = \frac{\omega_j d_{\text{eff}}}{cn_j}$, d_{eff} 为有效倍频系数; $\sigma_j = \frac{3\omega_j \chi^{(3)}}{8cn_j}$, $\chi^{(3)}$ 为三阶非线性系数;下标 1,2 分别代表基频光和倍频光。

为了获得高的倍频转换效率,通常要求基频

光和倍频光满足位相匹配条件,即 $\Delta k=0$ 。然而,当基频光和倍频光的位相不匹配时($\Delta k \neq 0$),光脉冲在非线性晶体的作用下除了存在一个正向的二次谐波产生(Second Harmonic Generation, SHG)过程,还存在一个“回流”的逆过程,即光波能量从基频光转换成倍频光,再从倍频光转换回基频光,从而产生级联的二阶非线性效应: $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ 和 $\chi^{(2)}(\omega; 2\omega, -\omega)$ ^[11]。虽然此时的谐波转换效率会大大降低,但却能使基频光产生与自相位调制作用类似的相移。于是,在光波能量“回流”的过程中,基频光产生的附加相移 $\Delta\Phi^{\text{NL}}$ 可近似表示为^[5]:

$$\Delta\Phi^{\text{NL}} \cong -\frac{\omega^2 d_{\text{eff}}^2 |E_0|^2 L^2}{c^2 n_1 n_2 \Delta k L}, \quad (2)$$

式中: L 为晶体长度; Δk 为位相失配量; n_1 和 n_2 分别为基频光和倍频光的折射率; E_0 表示基频光的电场振幅。

式(2)表明,基频光产生的附加相移与基频光强度、基频光与倍频光的位相失配量、晶体长度和有效倍频系数等因素有关。级联二阶非线性会致使基频光产生附加相移,进而导致其频谱加宽。以高斯脉冲为例,根据傅里叶变换受限脉冲时间带宽积^[13]:

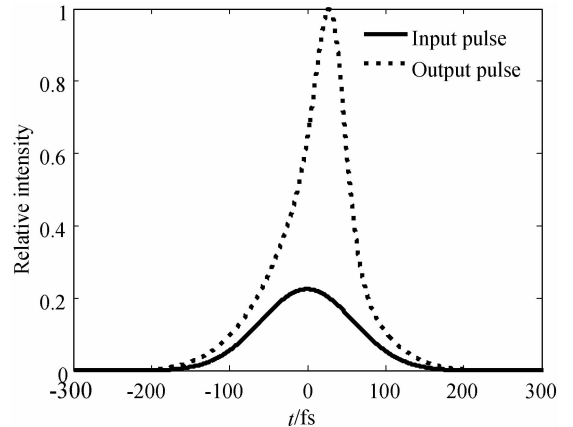
$$\Delta\nu T_w = 0.441, \quad (3)$$

式中: T_w 为脉冲的时域脉宽, $\Delta\nu$ 为脉冲频谱的半高全宽。因此,当基频光频谱因级联二阶非线性产生附加相移而得到展宽时,再辅以同块晶体的GVD(正/负)对基频光感应的符号相反的啁啾(负/正)进行补偿,就能实现基频光脉宽的压缩^[11,14]。

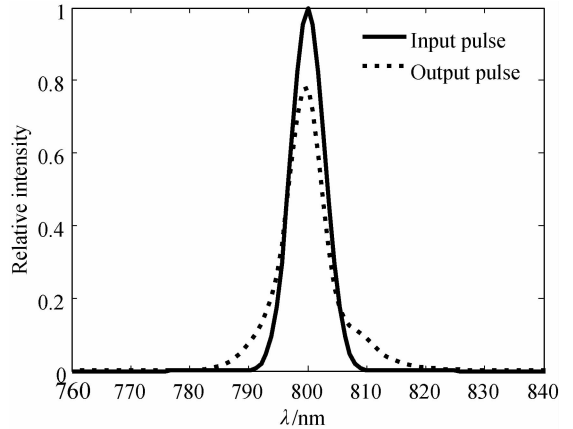
由于非线性晶体的有效倍频系数越大,越有利于非线性作用的发生,因此选用了 $d_{\text{eff}} \approx 2$ pm/V的BBO晶体。同时,BBO晶体还有另一个优势,即它对波长为400 nm光波的双光子吸收较小。由于脉冲压缩过程中的光脉冲峰值强度较大,需要考虑晶体中的三阶非线性效应,对于BBO晶体来说, $\chi^{(3)} = 5 \times 10^{-22}$ m²/V²^[15]。值得注意的是,三阶非线性效应将产生一定的正相移,从而会抵消掉一部分基频光感应的负相移,致使脉冲压缩效果变差^[14]。计算中,采用分步傅里叶方法和四阶龙格-库塔算法对式(1)进行数值求解。

假设输入基频光为高斯脉冲,中心波长 $\lambda_0 = 800$ nm,脉宽 $T_w = 140$ fs,峰值强度 $I_0 = 22.5$ GW/cm²。当位相失配量 $\Delta k = 60$ mm⁻¹时,采用长度为25 mm的BBO晶体,可以获得超过2倍

的频谱展宽(均方根值),使脉宽从140 fs压缩到65 fs左右,如图1所示。为了便于比较,图中实线对应输入脉冲,虚线对应从晶体出射的剩余基频光脉冲。从图1可以看出,出射基频光脉冲的频谱明显得到展宽,其脉宽明显减小,峰值功率密度也有所提高。由于位相失配量较大,倍频过程的转换效率不到1%。



(a)时间波形
(a) Temporal shapes



(b)频谱分布
(b) Spectral profiles

图1 基频光脉冲压缩前后对比

Fig. 1 Comparison of fundamental pulses before and after compressions

从公式(2)可以看出,影响基频光相移的因素较多,其中,倍频过程中的位相失配量 Δk 以及入射基频光的峰值光强 I_0 尤为突出。为此,本文重点计算了脉冲压缩效果随 ΔkL 及基频光峰值光强 I_0 的变化;此外,还进一步探讨了脉冲初始啁啾 C ,晶体长度 L_{BBO} 与初始基频光脉宽 T_w 对脉宽压缩效果的影响。

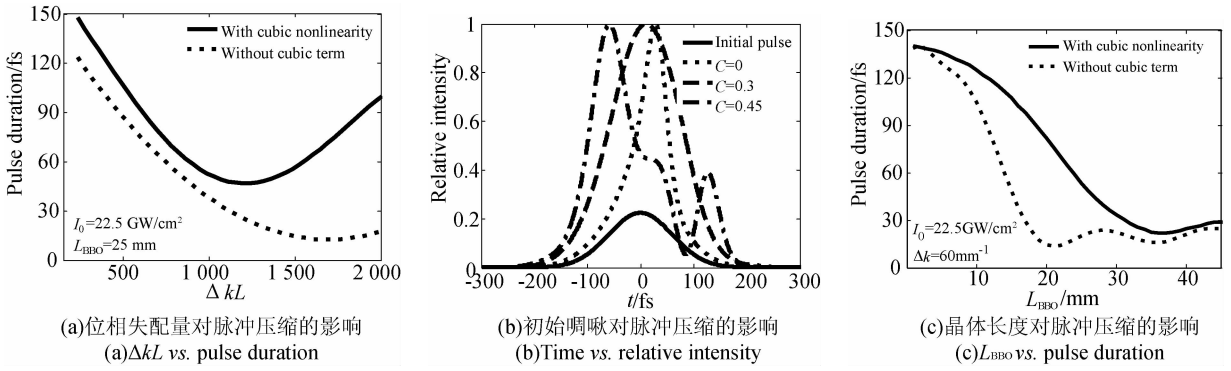
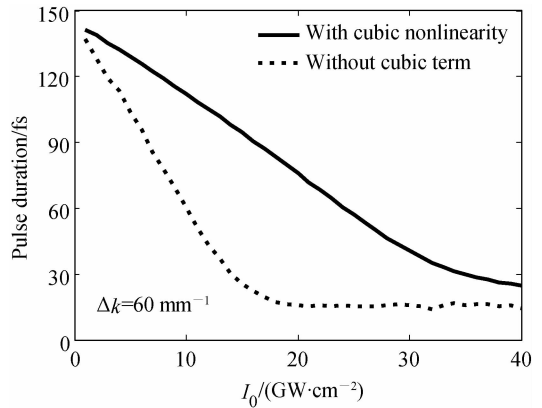


图 2 位相失配量、初始啁啾及晶体长度对脉冲压缩的影响

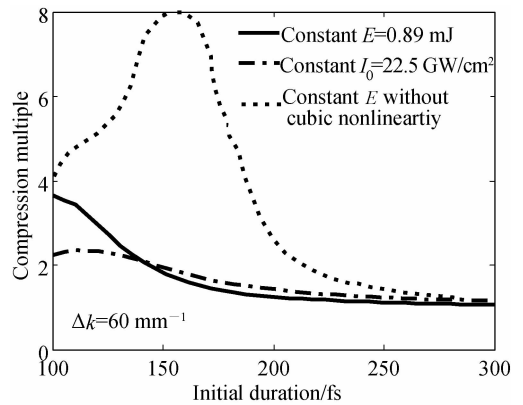
Fig. 2 Effect of phase mismatch, initial chirp and length of BBO on pulse compression

图 2(a)比较了在考虑和不考虑三阶非线性效应情况下,位相失配量对脉冲压缩效果的影响。从图 2(a)可以看出,在基频光强和晶体长度一定的情况下,随着位相失配量 Δk 增大,剩余基频光的脉宽呈现出先下降后上升的趋势。其主要原因在于:当 ΔkL 小于产生最大相移对应的位相失配量时(约 400π),非线性位相漂移随着 Δk 的增加而增大; ΔkL 大于产生最大的相移对应的位相失配量时,非线性位相漂移随着 Δk 的增加而减少,从而致使脉冲压缩效果先下降后上升。此外,从图 2(a)还可以看出,在 BBO 晶体长度为 25 mm 时,若要使基频光得到两倍左右的压缩,需要 ΔkL 在 $300\pi \sim 500\pi$ 左右。进一步分析图 2(a)可知,当不考虑三阶非线性效应时,基频光的压缩效果比考虑三阶非线性效应时要好。这是由于三阶效应会产生正相移,从而会抵消一部分因级联二阶效应产生的负相移,进而影响压缩效果。分析图 2(b)可知,初始脉冲啁啾对脉冲压缩效果存在明显影响,即使很小的啁啾系数,也会影响脉冲压缩倍数,甚至会导致出射剩余基频光的脉冲前沿或后沿出现较明显的旁瓣,从而引起脉冲波形的畸变。因此,在实际工作中应尽量避免初始啁啾的存在。图 2(c)展示了晶体长度对脉冲压缩的影响。可以看出,当基频光强度 I_0 和位相失配量 Δk 一定时,晶体越长,发生的级联过程越充分,产生的附加相移越大,脉宽压缩效果越好;但并不是非线性晶体的长度越长越好,这是因为除了需要补偿级联二阶非线性产生的负啁啾外,过长的晶体所带来的过剩色散量同样也会致使脉冲展宽。

光谱展宽也就越大,进而脉宽压缩效果越好。然而,当初始基频光强度过大时,晶体中的三阶非线性效应会变得明显,从而将抵消一部分附加相移,进而随基频光强度的进一步增大,脉宽减小的趋势明显变缓。分析图 3(b)可知,对于给定的初始基频光能量(实线),随着初始脉宽的增加,压缩效果



(a)初始基频光光强对脉冲压缩的影响
(a) I_0 vs. pulse duration



(b)初始脉宽对脉冲压缩倍数的影响
(b) Initial duration vs. compression multiple

图 3 初始基频光光强及脉宽对脉冲压缩的影响

Fig. 3 Effect of peak intensity and pulse-width on pulse compression

图 3 给出了初始基频光光强及脉宽对脉冲压缩的影响。从图 3(a)可以看出,当初始脉宽为 140 fs 时,初始基频光强度越高,脉宽压缩效果越好。这是由于初始基频光强度越高,累积的相移越大,

越来越差。其主要原因在于:当脉冲能量一定时,初始基频光脉宽越宽,其强度就越低,进而导致脉冲压缩倍数减小。对于未考虑三阶非线性效应的情况(点虚线),其压缩效果随初始脉宽的增大呈现先增大后减小的趋势,在 150 fs 左右达到最大值。这是因为当脉宽较小时,虽然峰值强度有所增强,但其相应的带宽较大,谱展宽程度难以提高,导致脉宽压缩倍数有限。然而,当脉宽较大时,峰值强度又不够,其累积的相移较小,因而脉宽压缩效果亦不明显。与前面的分析类似,考虑三阶效应后与不考虑三阶效应的情况相比,压缩效果明显变差。此外,即使峰值强度不变,但随着初始脉宽的增加,累积的相移依然不够,因而难以得到充分压缩。此时,可采用的有效方法是适当增加晶体长度,或改变位相失配量 Δk 。

3 实验结果与分析

实验光路如图 4 所示,光源采用中国工程物理研究院激光聚变研究中心研制的 SILEX-I 超短脉冲系统输出的超短脉冲^[16],其中心波长为 800 nm,重复频率为 10 Hz,光束口径为 6 mm,脉冲宽度与能量可调;BBO 晶体由中科院福建物构所生产和加工,口径为 6 mm×6 mm,厚度为 25 mm,晶体按相位匹配角 $\theta_m = 29.18^\circ$ 切割。脉宽测量采用美国进口的 Frequency-Resolved Optical Gating (FROG)测量系统,通过与电脑连接直接显示脉冲波形和脉宽。

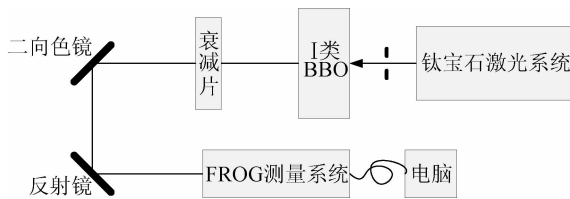
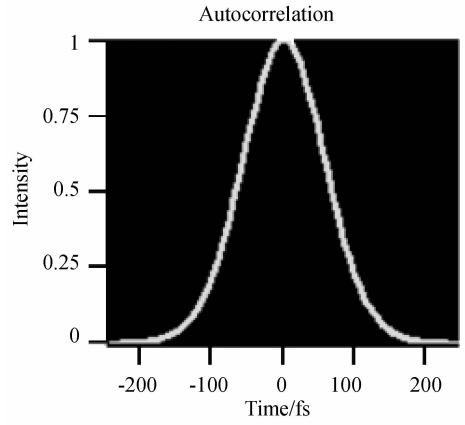


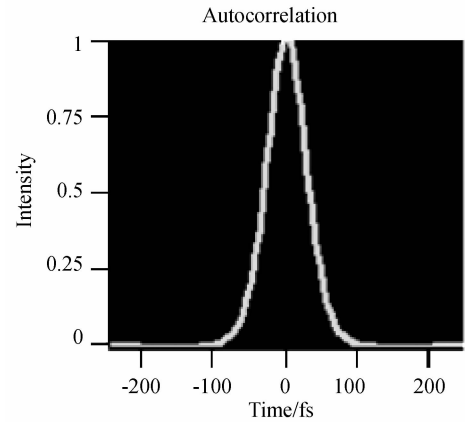
图 4 脉冲压缩实验光路图

Fig. 4 Scheme of pulse compression

在实验过程中,将钛宝石激光系统输出的脉冲能量调至 0.89 mJ,脉冲宽度调至 140 fs(对应的峰值强度 $I_0 = 22.5 \text{ GW/cm}^2$),晶体的失谐量 Δk 调整到 60 mm^{-1} (对应的失谐角为 1.98°),利用二向色镜将剩余基频光和倍频光分离后,可观察到剩余基频光的频谱带宽展宽了近两倍,脉宽压缩到了 64 fs,这与理论计算结果比较吻合,如图 5 所示。



(a) 压缩前
(a) Before compression



(b) 压缩后
(b) After compression

图 5 140 fs 脉冲压缩前后的时间波形
Fig. 5 Temporal shapes before and after compressions for 140 fs pulse

在实验过程中,分别调节晶体的敏感轴与非敏感轴来改变失谐角与方位角,进而调整位相失配量与非线性系数。实验结果表明,位相失配量对脉冲压缩存在较大影响,而晶体方位角在一定范围内的变化并不会对压缩造成明显影响。对于 140 fs 初始脉冲来说,当位相失配量在 $40 \sim 65 \text{ mm}^{-1}$ 时,其脉宽压缩效果最佳。当失谐量较大或较小时,不仅压缩效果不好,而且剩余基频光的脉冲波形也会出现较明显的旁瓣或脉冲串。此外,本文也实验研究了初始基频光的峰值光强和脉宽对脉冲压缩效果的影响,并与理论计算结果进行了比较,其结果如图 6 所示。

从图 6(a)可以看出,实验结果与考虑三阶效应后的理论计算结果基本一致。随着基频光峰值

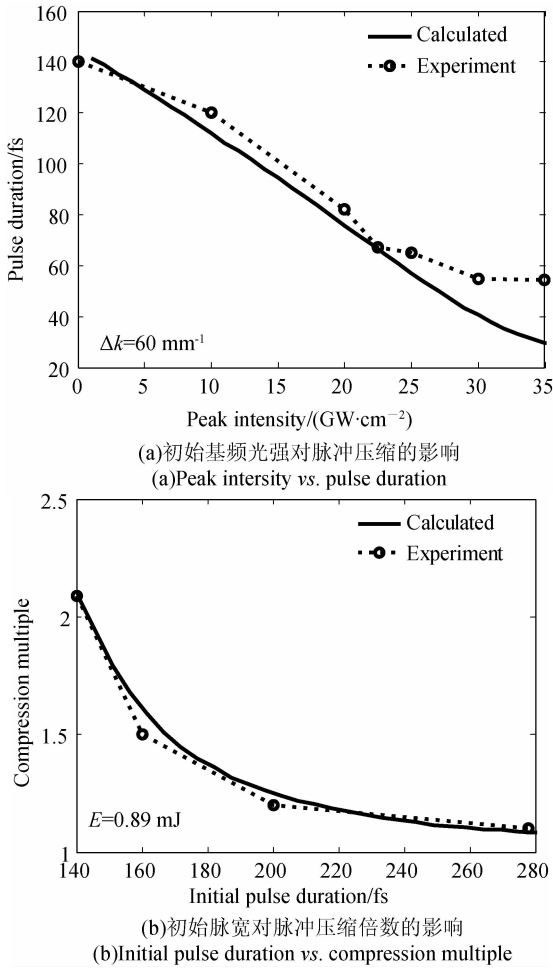


图 6 脉冲压缩效果随初始基频光强与初始脉宽的变化
Fig. 6 Variation of compression effect with initial intensity and pulse-width respectively

强度的增大, 剩余基频光的脉宽明显减小。当基频光峰值强度大于 20 GW/cm^2 时, 可获得超过两倍的脉冲压缩效果。但当初始峰值强度 $I_0 > 25 \text{ GW/cm}^2$ 时, 实验测得的压缩效果变化却并不明显, 这可能是由于当峰值强度较高时, 基频光脉宽相对较窄, 在激光源的啁啾脉冲放大过程中产生的

参考文献:

- [1] DUBIETIS A, VALIULIS G, TAMOSAUSKAS G, et al.. Tamononlinear second-harmonic pulse compression with tilted pulses [J]. *Opt. Lett.*, 1997, 22(14):1071-1073.
- [2] TRAPANI P D, CAIRONI D, VALIULIS G, et al.. Observation of temporal solitons in second-harmonic generation with tilted pulses[J]. *Phys. Rev. Lett.* 1998, 81(3):570-573.
- [3] BLATUSKA A, UDEM T, UIBERACKER M, et

剩余啁啾有所增大, 从而影响脉冲压缩效果的缘故。分析图 6(b)可知, 当脉冲能量一定时, 初始基频光脉宽越宽, 压缩倍数越小。由此可见, 当初始脉宽较宽时, 需要通过提高脉冲的峰值强度, 或者增加晶体的长度, 以便产生足够的相移, 进而实现脉宽压缩倍数的有效提升。

通过比较图 6 给出的实验结果与理论结果可知, 实验测得的压缩效果较理论计算结果偏低。其主要原因为: (1) 入射基频光存在较小的剩余啁啾, 会影响脉冲的压缩; (2) 理论计算假定基频光在空间上为均匀分布, 但实际观察到的基频光强分布却是非均匀的, 这会影响脉冲的压缩效果; (3) 由于实验平台建立在非真空环境中, 因而难免会出现光漂等不利因素, 从而也会对实验结果造成一定的影响。

4 结 论

本文首先从理论上分析了利用单块晶体的级联二阶非线性实现脉冲压缩的机理, 针对中心波长 800 nm 的基频光脉冲, 开展了数值模拟计算和分析, 并通过验证性实验研究, 获得了将基频光脉冲脉宽从 140 fs 压缩到 64 fs 的实验结果。理论与实验结果表明, 倍频过程中的位相失配量、初始基频光峰值光强、脉冲啁啾, 以及初始基频光脉宽等因素对脉冲压缩效果的影响较大。若要获得较高的压缩倍率, 需要综合考虑位相失配量、峰值光强、晶体长度以及晶体非线性系数等多种因素。本文利用单块 BBO 晶体的级联二阶非线性以及晶体自身的色散补偿作用来实现脉冲压缩, 而没有使用其他色散补偿晶体, 具有结构简单, 可操作性强的优点。论文有关结果可为非线性脉冲压缩技术提供理论参考和实验依据。

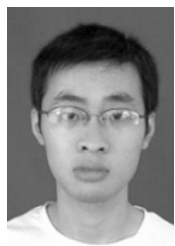
- al.. Attosecond control of electronic processes by intense light fields [J]. *Nature*, 2003, 421(6):611-615.
- [4] MOSES J, WISE F W. Soliton compression in quadratic media: high energy few-cycle pulses with a frequency-doubling crystal [J]. *Opt. Lett.*, 2006, 31(12):1881-1883.
- [5] DESALVO R, HAGAN D J, SHEIK-BAHAIE M, et al.. Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP[J]. *Opt. Lett.*, 1992,

- 17(1):28-30.
- [6] 檀慧明, BANFI G P. BBO 晶体中的级联二阶过程和三阶光学非线性效应[J]. 光学精密工程, 1994, 2(6):7-17.
TAN H M, BANFI G P. Cascaded second-order processes and third order optical nonlinear effects in BBO crystal [J]. *Opt. Precision Eng.*, 1994, 2(6):7-17. (in Chinese)
- [7] LIU X, QIAN L J, WISE F. High-energy pulse compression by use of negative phase shifts produced by the cascade $\chi^{(2)} : \chi^{(2)}$ nonlinearity [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(23):1777-1779.
- [8] 刘红军, 陈国夫, 赵卫, 等. 二次谐波产生的非线性相移的解析研究[J]. 光学学报, 2003, 23(1):11-17.
LIU H J, CHEN G F, ZHAO W, *et al.*. Analytical study of nonlinear phase shifts via second-harmonic generation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, 23(1):11~17. (in Chinese)
- [9] 王科, 钱列加, 朱鹤元. 基于差频过程级联非线性的孤子脉冲压缩[J]. 科学通报, 2008, 53(1):45-48.
WANG K, QIAN L J, ZHU H Y. Soliton pulse compression based on cascade nonlinearity in DFG [J]. *Chinese Science Bulletin*, 2008, 53(1):45-48. (in Chinese)
- [10] MORTEN B, MOSES J, WISE F W. Scaling laws for soliton pulse compression by cascaded quadratic nonlinearities [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, 24(10):2572-2762.
- [11] MORTEN B, WISE F W. Type-I cascaded quadratic soliton compression in lithium niobate: compressing femtosecond pulses from high-power fiber lasers [J]. *Phys. Rev. A*, 2010, 81(5):053815-1-053815-14.
- [12] SIDICK E, KNOESEN A, DIENES A. Ultra-short-pulse second-harmonic generation I. Transform-limited fundamental pulses [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, 12(9):1704-1712.
- [13] 张志刚. 飞秒激光技术[M]. 北京: 科学出版社, 2011: 7-9.
ZHANG ZH G. *Femtosecond Laser Technology* [M]. Beijing: Science Press, 2011: 7-9. (in Chinese)
- [14] ASHIHARA S, NISHINA J, SHIMURA T, *et al.*. Soliton compression of femtosecond pulses in quadratic media [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, 19(10):2505-2510.
- [15] HACHE F, ZEBOULON A, GALLOT G, *et al.*. Cascaded second-order effects in the femtosecond regime in β -barium borate: self-compression in a visible femtosecond optical parametric oscillator [J]. *Opt. Lett.*, 1995, 20(14): 1556-1558.
- [16] 黄小军, 彭翰生, 魏晓峰, 等. 100TW 级超短超强钛宝石激光装置[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(11):1685-1688.
HUANG X J, PENG H SH, WEI X F, *et al.*. Ultra-short ultra-intense Ti sapphire laser facility with peak power of hundred-terawatt-level [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, 17(11):1685-1688. (in Chinese)

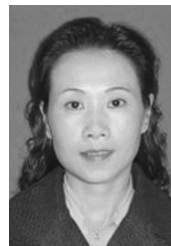
作者简介:



叶 荣(1987—),男,四川广元人,博士研究生,主要从事超短激光脉冲,非线性光学方面的研究。E-mail: yj1987211@163.com



曾曙光(1984—),男,湖南浏阳人,博士,讲师,主要从事超短脉冲及相关技术方面的研究。E-mail: zengshuguang19@sohu.com



张 彬(1969—),女,四川蓬溪人,教授,博士生导师,1990年、1993年和1998年于四川大学分别获得学士、硕士和博士学位,主要从事激光与光通信、光电子技术方面的研究。E-mail: zhangbinff@sohu.com



李恪宇(1976—),男,湖南永州人,硕士研究生,副研究员,主要从事激光技术及非线性光学方面的研究。E-mail: likeyu6969@163.com