

文章编号: 1001-3806(2009)03-0319-04

光栅对刻线失配对啾啾脉冲时间波形的影响

苏娟¹,冯国英²,马再如³,刘文兵⁴

(1. 西南石油大学 理学院,南充 637001;2. 四川大学 电子信息学院,成都 610064;3. 西华大学 理学院,成都 610039;4. 西南技术物理研究所,成都 610041)

摘要: 为了研究啾啾脉冲在光参量啾啾脉冲放大系统中传输时脉冲变化的情况,采用光线追迹法和4阶龙格-库塔法,得到了压缩器光栅对刻线失配对输出脉冲宽度和时间波形的影响的模拟结果。结果表明,当光栅对刻线失配且夹角约在 $\pm 4^\circ$ 范围内时,若只考虑2阶色散的影响,初始啾啾导致脉冲宽度略小于无初始啾啾脉冲的宽度。当考虑到3阶、4阶及更高阶色散时,脉冲宽度大于种子脉冲的初始宽度。当入射脉冲具有正啾啾时,出射脉宽随夹角 α 的增大不断增加,但当具有负啾啾时,脉宽随 α 的增大先减小后再增大。光栅 G_2 顺时针旋转时的脉宽变化与 G_2 逆时针旋转时脉宽变化相同。另外,初始啾啾对出射脉冲出现的预脉冲、尾脉冲有一定的削弱作用,负啾啾对脉冲展宽和失真的影响明显小于相应的正啾啾。

关键词: 非线性光学;光参量啾啾脉冲放大;光线追迹法;光栅对;失配;脉冲宽度

中图分类号: O437 **文献标识码:** A

Effect of misalignment of grating pair grooves on temporal profiles of chirped-pulse

SU Juan¹, FENG Guo-ying², MA Zai-ru³, LIU Weng-bing⁴

(1. College of Sciences, Southwest Petroleum University, Nanchong 637001, China; 2. College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 3. Institute of Applied Physics, Xihua University, Chengdu 610039, China; 4. Southwest Institute of Technical and Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract: The effect of misalignment of grating grooves on the output pulse width and temporal profiles was numerically simulated with ray-tracing method and Runge-Kutta method. When the angle of grating grooves is within the range of $\pm 4^\circ$, the pulse width induced by the original chirp becomes narrower if only considering group delay dispersion (GDD). However, the pulse width becomes broader than that of seed pulse when considering third order dispersion (TOD) or fourth order dispersion (FOD), even higher order dispersion. When the input pulse is with positive chirp, the pulse width increases with the angle α continuously. However, when the input pulse is with negative chirp, the pulse width increases with the angle α first, and then decreases. The change of the pulse width is the same with grating G_2 revolving clockwise or anti-clockwise. Furthermore, the original chirp makes the pre-pulse and post-pulse weaker. The effect of the negative chirp on pulse width and distortion is much weaker than that of the positive chirp.

Key words: nonlinear optics; optical parametric chirped pulse amplification; ray-tracing method; grating pair; misalignment; pulse width

引言

光参量啾啾脉冲放大^[1-3] (optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA) 技术是一种获得宽带宽、大能量及高质量的超短脉冲激光的非常有效的技术。在 OPCPA 技术中,需先将待放大的飞秒种子光

通过展宽器展宽至纳秒或亚纳秒的啾啾脉冲,然后通过光参量放大器进行放大,最后再压缩回飞秒脉冲。光栅对已成为脉冲展宽压缩、成形技术中的主要元件,并成为 OPCPA 系统的核心元件之一。

作者利用光线追迹法和4阶龙格-库塔法分析了初始啾啾脉冲在 OPCPA 系统中展宽、放大、压缩的整个物理过程,并讨论了光栅对刻线失配对脉冲时间波形的影响。

1 物理模型

在实际 OPCPA 系统中,对于超短脉冲而言,假设

作者简介:苏娟(1980-),女,助教,硕士,主要从事超短脉冲激光技术研究。

E-mail: sujuan815@gmail.com

收稿日期:2008-03-04;收到修改稿日期:2008-09-08

入射种子脉冲形式为双曲正割形^[4]: $E_{in}(t) = A_0 \times \text{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \exp\left(-\frac{iCt^2}{2T_0^2}\right)$, 其中, T_0 为半峰全宽(在强度的 $1/e$ 处), 与均方根脉冲宽度 T_{RMS} 的关系为: $T_{RMS} = \frac{\pi}{\sqrt{12}} T_0 = 0.9069 T_0$, C 为初始啁啾量, 当 $C=0$ 时表示入射的光脉冲是无初始啁啾的双曲正割脉冲, A_0 为脉冲的复振幅。

假设进入 Martinez 型反平行光栅对展宽器的初始光脉冲的入射场为 $E_{in}(t)$, 对其进行傅里叶变换得到:

$$E_{in}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{in}(t) \exp(i\omega t) dt \quad (1)$$

光脉冲通过展宽器后, 由于展宽器提供正色散, 使得脉冲的频谱分量在时域中被色散开, 输出脉冲的光场为^[5]:

$$E_{sur}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{in}(\omega) \exp\left\{i\left[\frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \frac{1}{120}\beta_5(\omega - \omega_0)^5 + \dots\right]\right\} \exp(-i\omega t) d\omega \quad (2)$$

式中, $\beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5$ 等为展宽器引入的色散。

脉冲经过展宽器展宽后, 进入光参量放大器进行放大。其放大过程实际上就是 2 阶非线性过程, 用 3-波耦合波方程组^[1]来描述:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{n_1}{c} \frac{\partial E_1}{\partial t} + \alpha_1 E_1 = -j \frac{\omega_1 d_{eff}}{n_1 c} E_2^* E_3 \exp(-j\Delta kz) \\ \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{n_2}{c} \frac{\partial E_2}{\partial t} + \alpha_2 E_2 = -j \frac{\omega_2 d_{eff}}{n_2 c} E_1^* E_3 \exp(-j\Delta kz) \\ \frac{\partial E_3}{\partial z} + \frac{n_3}{c} \frac{\partial E_3}{\partial t} + \alpha_3 E_3 = -j \frac{\omega_3 d_{eff}}{n_3 c \cos^2 \beta} E_1 E_2 \exp(j\Delta kz) \end{cases} \quad (3)$$

式中, c 为光速, 下标 1, 2, 3 分别表示信号光、空闲光以及抽运光; E, ω, n, α 分别为 3 种波的电场、频率、折射率和损耗系数; d_{eff} 表示有效非线性系数; β 是 Poynting 矢量的走离角; Δk 代表相位失配。由于晶体对光的吸收很小, 故暂不考虑放大过程中的损耗。将上述方程组进行适当的坐标变换成 1 阶常微分方程组^[1], 利用 4 阶龙格-库塔法对其进行数值求解可以得到放大后的光场。

在放大器中获得足够的增益后, 将进入压缩器, 压缩后的脉冲宽度越窄, 则峰值功率越高。此时, 压缩器引入的负色散将附加在脉冲的频谱分量上, 则压缩脉冲的输出脉冲光场为:

$$E_{comp}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{amp}(\omega) \exp\left\{i\left[\frac{1}{2}\beta_2'(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3'(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4'(\omega - \omega_0)^4 + \frac{1}{120}\beta_5'(\omega - \omega_0)^5 + \dots\right]\right\} \exp(-i\omega t) d\omega \quad (4)$$

式中, $\beta_2', \beta_3', \beta_4', \beta_5'$ 等为压缩器引入的色散。这里, $E_{amp}(\omega)$ 是放大后的脉冲频谱:

$$E_{amp}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{amp}(t) \exp(i\omega t) dt \quad (5)$$

在实际 OPCPA 系统中展宽器与压缩器的高阶色散不能完全补偿, 如图 1 所示的平行光栅对压缩器^[5], 当光

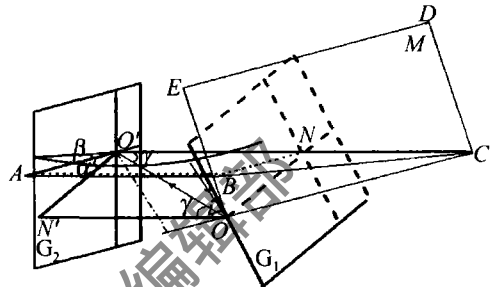


Fig. 1 Delineation of the nonparallel grating grooves

栅刻线失调时, 以光栅 G_1 的入射面 $O'N'ON$ 为参考面, 两光栅刻线不平行就可看作是光栅 G_2 的水平面 $ABNO'$ 绕法线 $O'C$ 旋转一个小角度 α 。对于不同的光谱成分, 衍射面不是单一的平面, 所有衍射光线将形成一个锥面^[6], 利用光线追迹法可得到光栅刻线不平行时的色散^[7-8]。

可以看出, 当平行光栅对刻线间出现夹角时, 将改变光传播的光程, 从而改变由压缩器所引入的色散, 而不能完全补偿展宽器和经过放大器时所引入的色散, 最终导致出射脉冲时间波形改变。

2 计算结果及讨论

假设信号光的初始波形是带初始啁啾的双曲正割形, C 值分别取为 1, 2, -1, -2, 信号光的中心波长为 800nm, 其均方根脉宽为 60fs, 展宽器的光栅常数是 1/1200mm, 压缩器的光栅常数是 1/1480mm。光线入射到展宽器和压缩器的入射角均为 Littrow 角, 展宽器中透镜焦距 $f=900\text{mm}$, 透镜与光栅的间距 $s=300\text{mm}$, 压缩器两光栅间垂直距离 $G=293.6\text{mm}$ 。参量放大使用两块 BBO 晶体, 其长度分别为 14mm, 12mm。

2.1 光栅对表面夹角对啁啾脉冲脉宽的影响

若信号光和抽运光的初始峰值强度分别为 $3 \times 10^9 \text{W/m}^2$ 和 $4.5 \times 10^{13} \text{W/m}^2$, 当压缩器的光栅对刻线不平行时, 且夹角 α 从 -10° 变化到 10° , 此时出射脉宽与夹角 α 的关系如图 2 所示。

当仅考虑 2 阶色散且光栅刻线夹角 α 约在 $\pm 4^\circ$ 范围内, 入射脉冲具有初始啁啾, 相比无啁啾的脉冲, 其

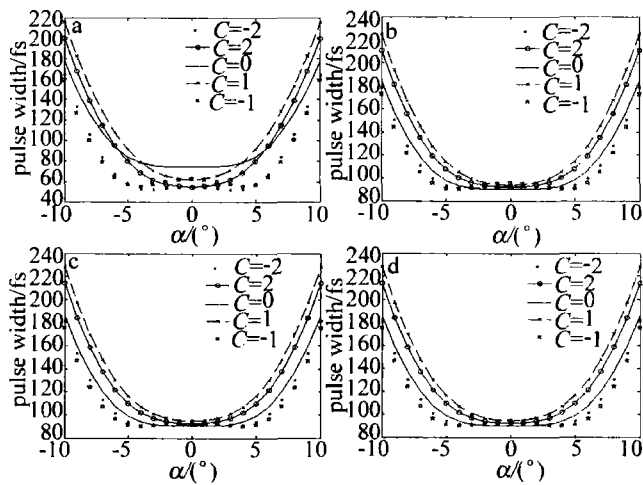


Fig. 2 Effect of nonparallel grating grooves on the pulse width a—only considering GDD b—considering GDD and TOD c—considering GDD, TOD and FOD d—considering GDD, TOD, FOD and fifth order dispersion

宽度将变窄。脉宽之所以会变窄可能是因为压缩器的失调补偿了放大过程中引起的相位畸变^[9-10]以及初始脉冲的啁啾引入的色散补偿了展宽器和压缩器产生的正负色散。

当入射初始脉冲具有正啁啾时,脉冲宽度随光栅刻线夹角的增大而增加,且啁啾值越小脉宽越宽。而当入射初始脉冲具有负啁啾时,脉宽随 α 的增大先减小后增加,当 $C = -2$ 时夹角 $\alpha \approx 3^\circ$ 脉宽达到最小值,

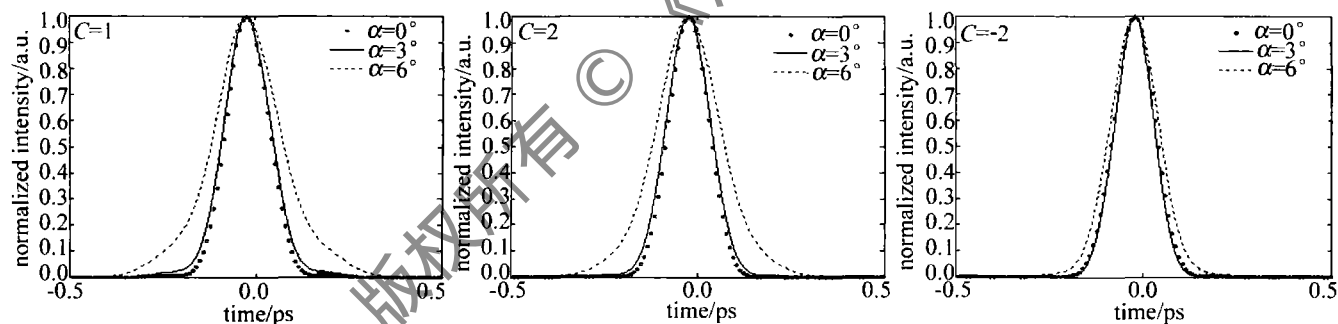


Fig. 3 Effect of GDD on temporal pulse profiles

的预脉冲被削弱,且正啁啾值越大,对预脉冲的削弱程度越显著。另外,负啁啾会抵消一部分由刻线失配所引起的脉冲展宽,其宽度明显小于相应的正啁啾的结果。

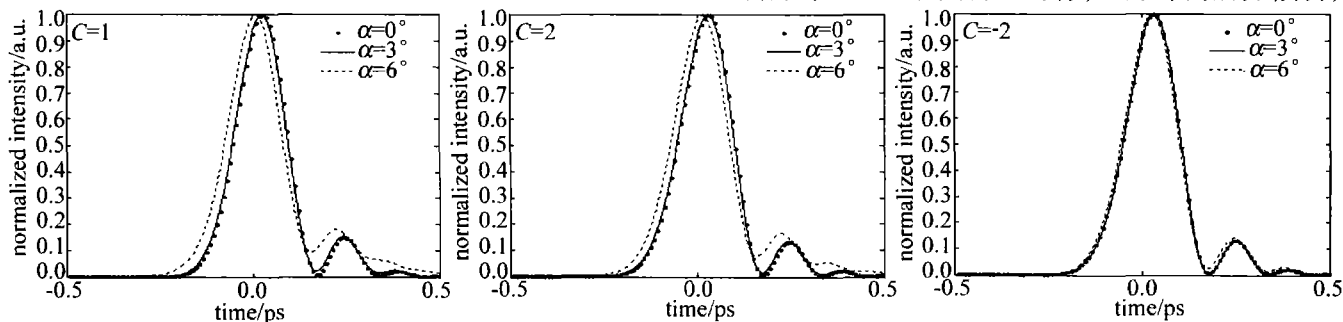


Fig. 4 Effect of TOD on temporal pulse profiles

且主脉冲后沿出现更多尾翼。随着刻线夹角 α 的增加,脉冲后沿明显变形,造成脉冲失真,因此需有效调

而 $C = -1$ 时脉宽需在 $\alpha = 4^\circ$ 附近才达到最窄,原因可能是负啁啾引入的色散一定程度上削弱了刻线失配导致的剩余色散。同时,在 $\alpha = \pm 1^\circ$ 之内时,绝对值相同的初始啁啾无论为正或负,对脉宽的影响几乎相同。

图2a中只考虑了群延迟色散(group delay dispersion, GDD)。从图2b、图2c、图2d可以看到,当分别考虑3阶色散(third order dispersion, TOD)、4阶色散(fourth order dispersion, FOD)、5阶色散及更高阶色散时,最终出射脉冲宽度明显大于种子脉冲的初始宽度。当种子脉冲具有正啁啾时,脉冲宽度随光栅刻线夹角的增大而增加,其宽度均略大于 $C = 0$ 时脉冲的宽度,且啁啾量越大,脉冲变宽的幅度越小。而当入射初始脉冲具有负啁啾时,脉宽随刻线夹角的增大先减小后增大,当 $\alpha = 4^\circ$ 左右时,脉宽最窄。很显然,4阶、5阶或更高阶色散对脉宽的影响较小,脉宽增加的幅度极小,因此通常考虑到4阶色散即可,与文献[5]中的结论一致。

无论种子脉冲是否具有初始啁啾,由于光栅对刻线旋转的空间对称性,光栅 G_2 的刻线沿顺时针和逆时针旋转对脉冲宽度的影响相同。

2.2 2阶色散对啁啾脉冲时间波形的影响

从图3可以看到,脉冲由于信号光、抽运光抖动及放大过程的非线性效应,主脉冲向前沿倾斜,其前后沿出现了预脉冲。受初始啁啾的影响,脉冲前后沿出现

2.3 3阶色散对啁啾脉冲时间波形的影响

如图4所示,考虑3阶色散且入射脉冲有初始啁啾时,脉冲时间波形变得不对称,主脉冲向后方倾斜,

节光栅对,尽量做到刻线平行。 $C = 1$ 时后沿的子脉冲的强度比 $C = 2$ 时要更强一些。同样,负啁啾对脉冲

展宽和失真的影响显然小于正啾啾。

2.4 4阶、5阶色散对啾啾脉冲时间波形的影响

与图4相比,由图5可以发现4阶、5阶色散对时间波形的影响较小,因此高阶色散可以仅考虑到4阶,

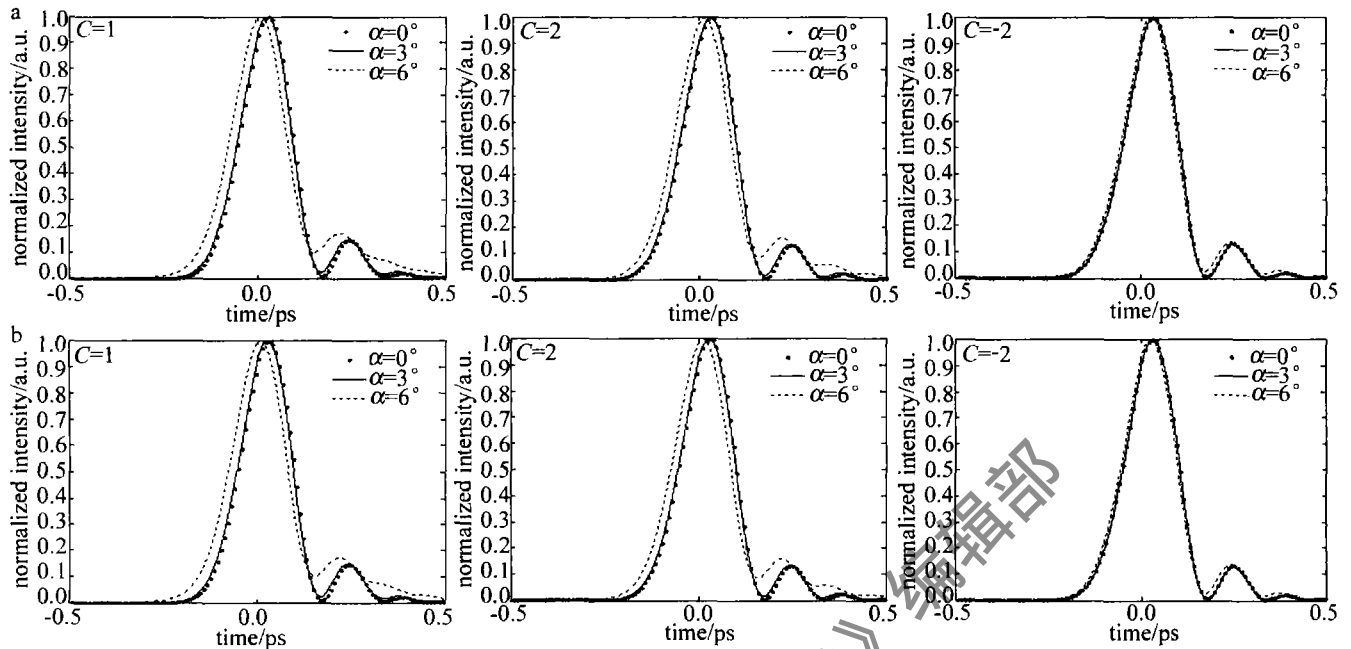


Fig.5 Effect of FOD and fifth order dispersion on temporal pulse profiles

a—considering GDD, TOD and FOD b—considering GDD, TOD, FOD and fifth order dispersion

与前面结论一致。同样正啾啾越大对后沿子脉冲的强度削弱更强。

3 结论

利用平行光栅对刻线失配所产生的色散,模拟了初始啾啾脉冲通过 OPCPA 系统时,刻线夹角对其脉宽和时间波形的影响。

模拟结果表明,当光栅对刻线不平行且夹角 α 约在 $\pm 4^\circ$ 范围内,只考虑 2 阶色散的影响时,初始啾啾导致脉冲宽度小于无初始啾啾脉冲的宽度。而考虑到 3 阶、4 阶及更高阶色散时,脉冲宽度大于种子脉冲的初始宽度。总体上,当入射脉冲具有正啾啾时,出射脉宽随夹角 α 的增大不断增加,而具有负啾啾时,脉宽随 α 的增大先减小后增大。光栅 G_2 顺时针旋转时的脉宽变化与 G_2 逆时针旋转时脉宽变化相同。另外,当脉冲有初始啾啾时,将对脉冲出现的预脉冲、尾脉冲有一定的削弱作用,负啾啾对脉冲展宽和失真的影响明显小于相应的正啾啾。

参 考 文 献

[1] BAUMGARTNER R A, BYER L. Optical parametric amplification [J]. IEEE J Q E, 1979, 15(6): 432-444.
[2] ROSS I N, MATOUSEK P, TOWRIE M, et al. The prospects for ultra-

short pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplification [J]. Opt Commun, 1997, 14(4): 125-133.
[3] ZHU P F, QIAN L J, XUE Sh L, et al. Numerical studies of optical parametric chirped pulse amplification [J]. Optics & Laser Technology, 2003, 35(1): 13-19.
[4] WANG Y, WANG Q Y, ZHANG W L, et al. Calculation and measurement of the stretching factor in chirped-pulse amplification laser system [J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2001, 18(3): 228-231 (in Chinese).
[5] SU J, FENG G Y, LIU W B, et al. Effect of misalignment of grating pair on temporal profiles of ultra-short pulse in OPCPA system [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(12): 1949-1954 (in Chinese).
[6] ZHANG Z G, HARAYAMA S, YAGI T, et al. Vertical chirp in grating pair stretcher and compressor [J]. A P L, 1995, 67(2): 176-178.
[7] LIU W B. Study on the misalignment and tiling of the gratings in pulse compression [D]. Chengdu: Sichuan University, 2005: 39-42 (in Chinese).
[8] LIU W B, FENG G Y, ZHU Q H, et al. Study of dispersion on grating-pair compressor in the case of unparallel grooves [J]. Laser Technology, 2006, 30(3): 334-336 (in Chinese).
[9] FIORINI C, SAUTERET C. Temporal aberrations due to misalignment of a stretcher-compressor system and compensation [J]. IEEE J Q E, 1994, 30(7): 1662-1670.
[10] XU Sh X, ZHANG H, GAO Y X, et al. Temporal aberrations of ultra-short pulse due to the misalignment of grating pair pulse shaper in ultrahigh power laser system [J]. Acta Optica Sinica, 1998, 18(5): 612-630 (in Chinese).