

文章编号: 1001-3806(2010)06-0789-05

剩余啾啾对自相关法测量超短脉冲脉宽的影响

郝欣^{1,2}, 朱启华^{1*}, 张颖¹, 王芳¹, 王逍¹, 赵磊¹, 周凯南¹, 曾小明¹

(1. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900; 2. 中国工程物理研究院 研究生部, 绵阳 621900)

摘要: 为了研究待测超短脉冲存在剩余啾啾对2次谐波自相关法测量脉宽产生的影响,以2次谐波自相关法测量原理为出发点,采用2次耦合波方程数值模拟计算了中心波长800nm、脉宽100fs的超短激光脉冲存在不同啾啾量时,经过偏硼酸钡(β -BaB₂O₄, BBO)晶体I类非共线相位匹配进行2次谐波自相关测量对测量结果的影响。分析发现,正啾啾使测量值比实际值偏大,负啾啾使测量值偏小;负啾啾比正啾啾对脉宽测量的影响更大,当脉冲的啾啾参量 $C=20$ 时测量误差为23%,而 $C=-20$ 时测量误差高达53%;且测量误差随啾啾量的增大而增大。模拟计算了非线性晶体厚度对脉宽测量的影响,结果表明,选取较薄的非线性晶体能够有效控制啾啾量引起的测量误差,使用非线性晶体的厚度 $L \leq 0.5L_d$ 可将脉宽测量误差控制在理想的范围。

关键词: 测量与计量;超快光学;2次谐波自相关;剩余啾啾;脉宽测量

中图分类号: TN247 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.06.019

Effect of residual chirp on ultrashort pulse width measured with autocorrelation method

HAO Xin^{1,2}, ZHU Qi-hua¹, ZHANG Ying¹, WANG Fang¹, WANG Xiao¹,
ZHAO Lei¹, ZHOU Kai-nan¹, ZENG Xiao-ming¹

(1. Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China; 2. Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

Abstract: To study the effect of residual chirp on ultrashort pulse width measurement by means of the second harmonic autocorrelation, starting from its measurement principle, the effect was simulated for ultrashort laser pulses with different chirps at center wavelength of 800nm and pulse width of 100fs. The results show that the measured value would be larger than factual value with positive chirp, smaller with negative chirp. Moreover, the measurement error will be augmented with the chirp. The effect of the thickness of β -BaB₂O₄ (BBO) crystal on the pulse width measurement was also discussed numerically. It is found that choosing thin nonlinear crystal could control the measurement error effectively. Using the nonlinear crystal width of $L \leq 0.5L_d$, the measurement error caused by chirp can be controlled to an ideal range.

Key words: measurement and metrology; ultrafast optics; second harmonic autocorrelation; residual chirp; measurement of pulse width

引言

过去几十年超短激光脉冲技术的飞速发展^[1],使高功率飞秒激光脉冲成为人们开展强场物理等科研实验最常用的工具之一^[2-3]。超短激光脉冲技术的广泛应用也使人们对脉冲宽度测量精度^[4]的要求越来越高,它直接关系到最终可获得的功率密度,关系到准确

判定所从事实验的实验条件,也关系着实验的可靠性和成功率,因此,准确地提供超短激光脉宽对激光系统的正常运行起着重要作用。目前,在众多测量方法^[5-6]中,2次谐波自相关法^[7-8]以其造价低、结构简单、调整方便、精度高而占有重要地位。

2次谐波自相关法利用基频光通过非线性晶体,产生2次谐波的强度与基频光的强度平方成正比的原 理,用光电探测器接收倍频光时间维上的光强积分,把基频光的时间测量转换为倍频光空间维的长度测量。而在实验中,往往会存在高强度的飞秒超短脉冲经过压缩器时调整不到位导致脉冲过压缩或未压缩到极限,而存在剩余啾啾量(带负(或正)啾啾),这将严重影响2次谐波自相关法测量脉宽的精度。目前飞秒脉

基金项目:高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室课题资助项目(9140C6803010904)

作者简介:郝欣(1985-),女,硕士研究生,主要从事超短激光脉冲技术方面的研究。

*通讯联系人。E-mail: qihzh@163.com

收稿日期:2009-11-02;收到修改稿日期:2010-05-05

冲测量仪普遍采用偏硼酸钡(β -BaB₂O₄, BBO)晶体,故本文中针对BBO晶体I类相位匹配,结合2倍频耦合波方程,着重从理论上分析了待测超短脉冲存在线性啁啾对2次谐波自相关法测量脉宽产生的影响。

1 2次谐波自相关的基本原理

2次谐波自相关测量的基本原理^[9]是利用激光与非线性晶体的非共线倍频效应,将基频光时间的“超快过程”转换成倍频光强度的空间分布自相关函数,用CCD接收记录倍频光空间分布,再分析换算出脉冲时间宽度。2次谐波自相关法测量脉宽基本原理如图1所示。

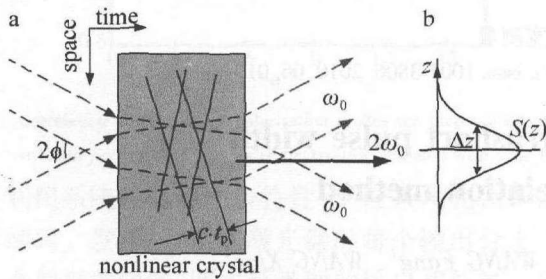


Fig. 1 Schematic of measurement principle

两基频光以一定的夹角 2ϕ 非共线射入非线性晶体中,在二者时空重叠区域产生了2次谐波信号,CCD接收该信号并将其转换为光电流 $S(z)$ 。这样一来,自相关函数转化为倍频光的空间强度分布 $S(z)$ (沿 z 方向)。如果脉冲形状已知,则激光脉冲的半峰全宽(t_p)可由自相关函数的半峰全宽(Δz)导出。二者关系如下:

$$t_p = (k\Delta z \sin\phi) / c \quad (1)$$

式中, ϕ 是两束光夹角的一半, k 为脉冲线形修正系数。对于高斯型和 sech^2 型, k 分别为 $\sqrt{2}$ 和 1.3 。

由上面对测量原理的分析可知,测量结果与倍频脉冲的时空特性息息相关。对于长脉冲(如皮秒、纳秒)倍频,其功率较低且可忽略基频光和倍频光群速度的差异,作稳态问题来解决;而超短脉冲,功率高倍频时3阶非线性现象明显,基波和谐波之间的群速失配^[10]等问题,都将影响倍频脉冲的形状,特别是当超短激光脉冲存在啁啾时,这些现象将更加严重。

故作者从2倍频耦合波方程出发^[11],研究2次谐波自相关法。假设基频光存在线性啁啾,时间上呈高斯型脉冲,空间振幅呈高斯型分布,表达式可写为:

$$E_1(z, t) = I_0 \exp\left[-\frac{(1+iC)t^2}{2t_p^2}\right] \exp\left[-\left(\frac{z}{r_0}\right)^2\right] \quad (2)$$

式中, I_0 为基频光峰值光强, C 为剩余啁啾参量, t_p 为脉冲半峰全宽, r_0 为光束空间宽度。

由于在自相关测量中所需基频光功率密度不高,

故忽略3阶非线性效应,I型2倍频的瞬态耦合波方程组如下:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E_1(z, t) = i\kappa E_2 E_1^* \exp(i\Delta k z) \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E_2(z, t) = i\kappa E_1^2 \exp(-i\Delta k z) \quad (4)$$

式中, E_1, E_2 分别为基频光和倍频光的振幅; z 为光的传播方向;上角标“*”表示复共轭; v_1 和 v_2 分别为基频光和倍频光的群速度, $\frac{1}{v_i} = \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_i}, i=1, 2; \beta_{21}$ 和 β_{22} 分别为基频光和倍频光的群速度色散, $\beta_{2i} = \frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_i}; \kappa = \frac{\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c}, \Delta k = k_2 - 2k_1$ 为相位失配量。采用分步傅里叶4阶龙格-库塔法解耦合波方程组,可以求出倍频光光场,再利用 $S(z) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E_2(z, t)|^2 dt$,由(1)式换算出基频光脉宽。

2 数值模拟及分析

基于上述的理论分析,作者提出的数值计算模型由3个矩阵来表示:矩阵1和矩阵2分别模拟两束在传播方向上夹角为 $2\phi = 35^\circ$ 的基频光 $E_1(z, t), E_1'(z, t)$,矩阵横、纵轴分别代表空间、时间光强分布,其余参量为:中心波长 800nm ,实际半峰全宽 $t_p = 100\text{fs}$,功率密度 $3\text{GW}/\text{cm}^2, r_0 = 100\mu\text{m}$;矩阵3为通过解2倍频耦合波方程组,求得在两基频光满足BBO晶体I类相位匹配角 29.2° 时,经过厚度 $L = 1\text{mm}$ 的BBO晶体产生的倍频光 $E_2(z, t)$ 。

图2为基频光啁啾参量 $C = 0$ 时,倍频光时空分

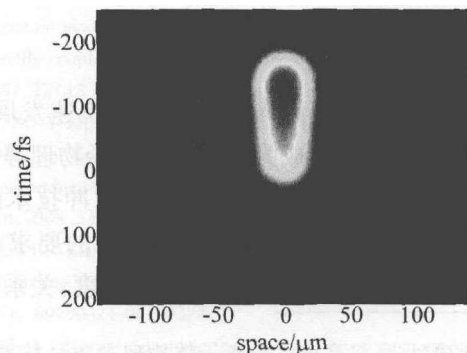


Fig. 2 Temporal and spatial intensity of the second harmonic pulse with chirp of fundamental pulse $C = 0$

布,横坐标代表空间光强分布(沿 z 方向,单位 μm),纵坐标代表光强时间分布(单位 fs)。图3为对该倍频光时间维积分 $\int_{-\infty}^{+\infty} |E_2(z, t)|^2 dt$,模拟CCD接收到的倍频光自相关曲线(沿 z 方向)。按(1)式换算得测量

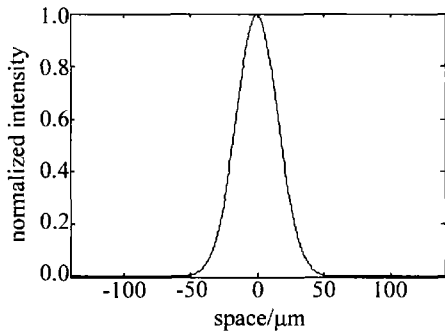


Fig. 3 Autocorrelation curve of the second harmonic pulse collected by CCD 半峰全宽 $t_p' = 100\text{fs}$ 。事实上,这些取值仅是为了便于表述和说明,由于后面的一些误差计算均为相对值,因此,这些取值对分析结果并无影响。

下面基于上述模型,保持其它量不变,改变某一参量,来分析待测超短脉冲存在啁啾对2次谐波自相关测量脉宽的影响,以及实验中控制该影响的有效方法。

2.1 正负啁啾对脉宽测量的影响

在光学系统中,超短激光脉冲穿越正色散介质(如透镜、晶体、镜片等)脉宽展宽而带正啁啾,或由于光栅压缩机调整不到位而导致脉冲过压缩或未压缩到极限,而带负或正啁啾等等,都将使待测超短脉冲带啁啾量。而啁啾脉冲倍频会加重基波和谐波之间的群速失配问题,使倍频光脉冲分裂,甚至产生多个波包,倍频光无论时间还是空间都被压缩或展宽。

如图4所示,当基频光啁啾参量 $C = 5$ 时,满足相

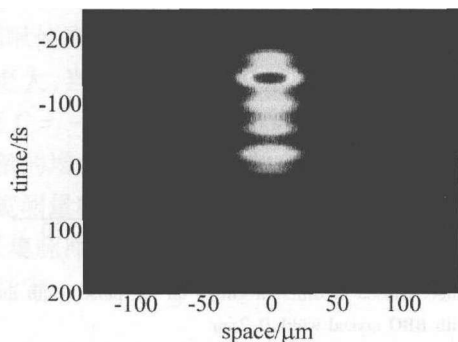


Fig. 4 Temporal and spatial intensity of the second harmonic pulse with chirp of fundamental pulse $C = 5$

位匹配条件经过1mm厚度的BBO晶体产生的倍频光时空光强分布。从图中可以看出,由于群速失配导致倍频光在时间维分裂成多个脉峰。但由于基频光带正啁啾,进入BBO晶体这种正色散介质中,脉宽不断展宽,功率密度下降很快,倍频光时间维的多脉峰结构除主脉峰外,由于倍频效率很低而强度不高。图5为所得倍频光的自相关曲线,从图中可以看出,由于该曲线是倍频光强时间维的积分,所以,曲线并没有因为倍频光分裂而形状畸变或产生尖峰毛刺等,只是在宽度上有所展宽。将测得自相关函数的半峰全宽 Δz 代入

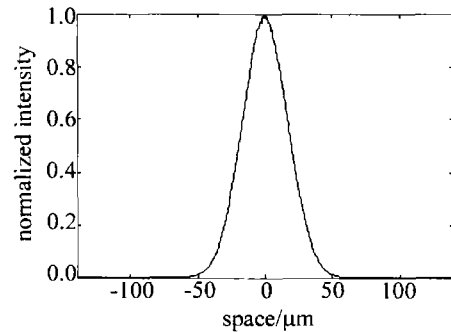


Fig. 5 Autocorrelation curve of the second harmonic pulse with chirp of fundamental pulse $C = 5$

(1)式中得 $t_p = 106\text{fs}$ 。为了便于测量误差分析,定义半峰全宽测量误差 $d = \text{abs}[(t_p' - t_p)/t_p]$,其中 t_p 为实际半峰全宽,那么 $C = 5$ 时, $d = 6\%$ 。

图6为基频光啁啾参量 $C = -5$ 时,满足相位匹配

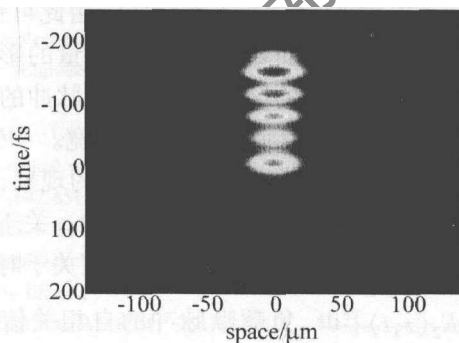


Fig. 6 Temporal and spatial intensity of the second harmonic pulse with chirp of fundamental pulse $C = -5$

条件经过1mm厚度的BBO晶体产生的倍频光时空光强分布。负啁啾脉冲进入BBO晶体中,脉宽不断被压缩,功率密度增长,由于群速失配,导致倍频光时间维产生多脉峰结构,且多峰强度都较高。图7为所得倍

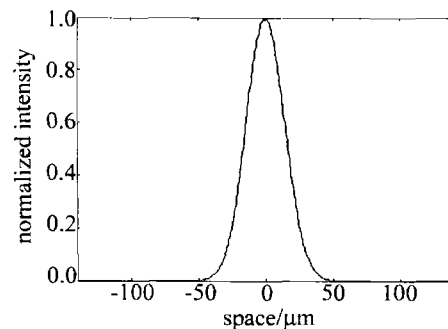


Fig. 7 Autocorrelation curve of the second harmonic pulse with chirp of fundamental pulse $C = -5$

频光的自相关曲线,将测得自相关函数的半峰全宽 Δz 代入(1)式得 $t_p' = 92\text{fs}$,脉宽测量误差 $d = 8\%$ 。

对比图2、图4和图6可以发现,超短激光脉冲带啁啾比无啁啾倍频时,倍频光更容易产生脉冲分裂等非线性现象,且带正啁啾的脉冲在空间上会被展宽,使测量值比实际脉宽偏大;带负啁啾的脉冲在空间上则被压缩,使测量值比实际脉宽偏小。

通过数值模拟计算了啁啾量对脉宽测量的影响,

如图8所示。负啾啾对脉宽测量的影响明显高于正啾啾

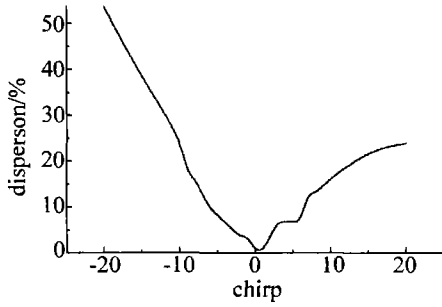


Fig. 8 The effect of different chirps on the pulse width measurement

啾,正啾啾脉冲在 $C = 10$ 时脉宽测量误差 $d = 16\%$,之后误差值增长缓慢,在啾啾参量 $C = 20$ 时测量误差达到 23% ;而负啾啾脉冲测量误差值保持线性增长,从啾啾参量 $C = -10$ 时脉宽测量误差 $d = 25\%$,直线增长到 $C = -20$ 时测量误差高达 53% 。由此可见,测量误差随啾啾量的增大而增大,对脉宽测量的影响不容小觑。故在脉宽测量的同时,应该采集脉冲的光谱分布,进而判断是否测量到的是准确的脉宽。

观察图8,作者还会发现一个有趣的现象,就是测量误差关于正负啾啾并不是对称分布的。关于这个现象,作者认为:自相关信号是倍频光强度关于时间的积分 $\int_{-\infty}^{+\infty} |E_2(z,t)|^2 dt$,负啾啾脉冲的自相关信号可以看作是多个脉峰的强度叠加,正啾啾脉冲则是单脉峰的。这样的强度叠加导致负啾啾的自相关曲线是一个相对尖顶的分布,且啾啾量越大,尖顶越明显(如图9所示)。加之负啾啾的压缩效果,这就造成曲线的半

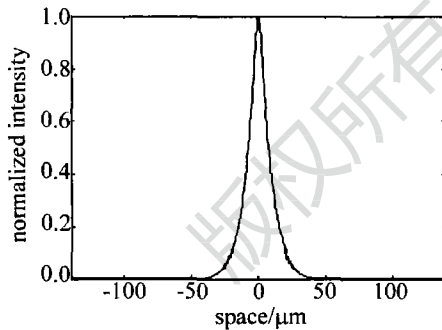


Fig. 9 Autocorrelation curve of second harmonic pulse with chirp of fundamental pulse $C = -20$

高宽更加偏小,而计算的 t_p 与 Δz 成正比($t_p \propto \Delta z$),致使误差比正啾啾时严重得多。

2.2 晶体厚度对啾啾脉冲脉宽测量的影响

2次谐波转换过程是一个时空过程,既有空间效应,又有时间效应(如群速失配和群速色散),时间与空间效应是紧密联系在一起。空间效应往往是基波和谐波在非线性晶体中时间效应的积累。对于作者提出的理论模型,基频光中心波长 800nm 、脉宽 100fs 、满足BBO晶体相位匹配角 29.2° 时,基波和谐波的群速

失配量为 $\text{abs}(v_2^{-1} - v_1^{-1}) = 193\text{fs/mm}$,群速失配量与晶体厚度的乘积为二者的时间走离。由此可见,非线性晶体越厚,时间走离越严重,脉冲形状畸变也越严重。因此,需要改变BBO晶体的厚度,保持数值模型中其它量不变,来研究一下由群速失配引起的时间走离对啾啾脉冲测量的影响。

如图10所示,当基频光啾啾参量 $C = -5$ 时,满足

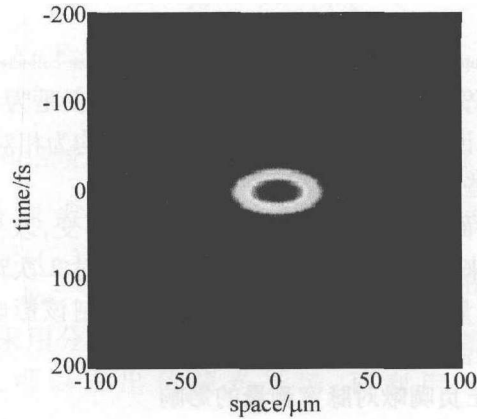


Fig. 10 Temporal and spatial intensity of second harmonic pulse with BBO crystal width 0.2mm and chirp of fundamental pulse $C = -5$

相位匹配条件经过 0.2mm 厚度的BBO晶体产生的倍频光时空光强分布。从图中可以看出,倍频光无论时间分布还是空间分布都是较好的高斯型,换算得测量激光脉冲的半峰全宽 $t_p' = 92\text{fs}$,测量误差降至 $d = 2\%$ 。

图11为BBO晶体厚度为 0.2mm 时,啾啾量对脉

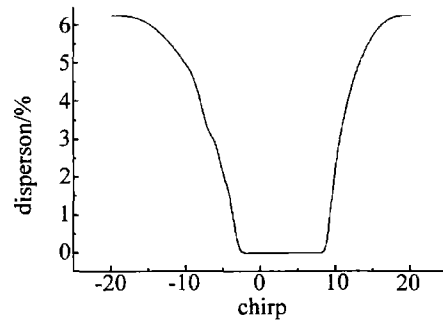


Fig. 11 Effect caused of different chirps on the pulse width measurement with BBO crystal width 0.2mm

宽测量的影响。从图中可以看出,BBO晶体很薄时,啾啾脉冲的测量误差大幅下降,啾啾参量 $C = \pm 20$ 测量误差仅为 6% 。

当然,非线性晶体厚度太薄,倍频效率会比较低,产生的倍频光强也较弱;且晶体太薄会导致晶体面形易畸变,给测量引进其它不利因素。因此,在保证足够的测量精度(误差 10% 以下)的前提下,应选取适当的晶体厚度。图12为啾啾量 $C = -20$ 时,BBO晶体厚度对脉宽测量的影响。测量误差随着晶体厚度变薄而降低,在BBO晶体厚度 $L = 0.25\text{mm}$ 时,测量误差低于 10% 。故对于啾啾量 $C \in (-20, 20)$ 、BBO晶体的厚度 $L = 0.25\text{mm}$ 就可将脉宽测量误差控制在理想的范

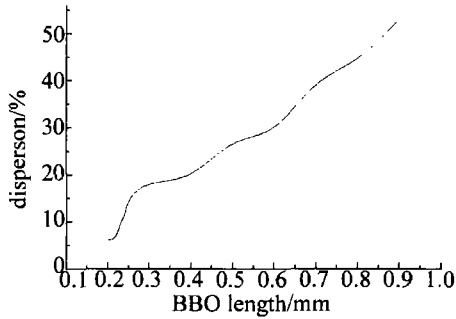


Fig. 12 Effect of different BBO crystal width on the pulse width measurement with chirp of fundamental pulse $C = -20$

围。而一般说来,应选取较薄的非线性晶体进行超短脉冲测量,才能有效控制测量误差。

定义基波与 2 次谐波间的群速失配引起的走离长度 $L_d = \frac{t_p}{\text{abs}(v_2^{-1} - v_1^{-1})}$ 。由作者提出的计算模型得 $L_d = 0.51\text{mm}$, 可知在晶体的长度 $L < L_d$ 时群速度失配对倍频光时间波形的影响可以忽略不计。在 2 次谐波自相关测脉宽时,满足非线性晶体的长度 $L \leq 0.5L_d$, 可将线性啁啾带来的测量误差降至低于 10%。

3 结论

以 2 次谐波自相关法测量超短激光脉宽的理论原理为出发点,模拟计算了中心波长 800nm、脉宽 100fs 的超短激光脉冲存在啁啾量时,经过非线性晶体 BBO I 类非共线相位匹配进行 2 次谐波自相关测量对测量结果的影响。分析发现,正啁啾使测量值比实际值偏大,负啁啾使测量值偏小;负啁啾比正啁啾对脉宽测量的影响更大,当脉冲的啁啾参量 $C = 20$ 时测量误差为 23%,而 $C = -20$ 时测量误差高达 53%;且测量误差随啁啾量的增大而增大。因此,待测超短脉冲存在啁啾对脉宽测量精度的影响不容忽视,在脉宽测量的同时,应采集脉冲的光谱分布,进而判断是否测量到的是准确的脉宽。

模拟计算了非线性晶体厚度对脉宽测量的影响,发现选取较薄的非线性晶体进行 2 次谐波自相关测量,能够有效控制测量误差。对于啁啾脉冲使非线性晶体的厚度 $L < 0.5L_d$ 可将脉宽测量误差控制在理想的范围(10% 以下)。

参 考 文 献

- [1] MORGNER U, KARTNET F X. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser[J]. Opt Lett, 1999, 24(6): 411-413.
- [2] PENG H S. Ultraintense solid-state lasers and applications to the frontiers of sciences(1)[J]. Chinese Journal of Lasers, 2006, 33(6): 721-729(in Chinese).
- [3] PENG H S. Ultraintense solid-state lasers and applications to the frontiers of sciences(2)[J]. Chinese Journal of Lasers, 2006, 33(7): 865-873(in Chinese).
- [4] HAO X, ZHU Q H, WANG X. The influence to the single-shot second-order autocorrelator due to spatial irregular intensity distribution[J]. Chinese Journal of Lasers, 2008, 35(10):1553-1557(in Chinese).
- [5] CHAI L, GAO F. Advances in the diagnostic techniques of femtosecond optical pulses[J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2002, 13(6):647-651(in Chinese).
- [6] CHEN B F, LIU T F. Numerical simulation of femtosecond pulses measurement with SPIDER[J]. Laser Technology, 2006, 30(1):15-17(in Chinese).
- [7] RAGHURAMAIAH M, SHARMA A K. A second-order autocorrelator for single-shot measurement of femtosecond laser pulse durations[J]. Sadhana, 2001, 26(6):603-611.
- [8] OUYANG X P, ZHANG F L. Second order autocorrelation applied to femtosecond laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2009, 36(3):742-745(in Chinese).
- [9] LAN X J. Laser technology[M]. Beijing: Science Press, 2000:169-171(in Chinese).
- [10] SMITH A, ARMSTRONG D J, ALFORD W J. Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals[J]. J O S A, 1998, B15(1): 122-141.
- [11] LÜ T Z, WANG T, QIAN L J. Calculation of frequency doubling efficiency of femto second pulses in BBO crystals[J]. Acta Physica Sinica, 2002, 51(6):1268-1272(in Chinese).