

用于超短脉冲扩展的时间望远镜^{*}

徐 光¹⁾ 钱列加²⁾ 王 韬²⁾ 朱鹤元²⁾ 范滇元^{1) 2)}

¹⁾ (中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

²⁾ (复旦大学先进光子学材料与器件国家重点实验室, 上海 200433)

(2002 年 12 月 10 日收到, 2003 年 3 月 5 日收到修改稿)

在理论上系统地研究了具有脉冲扩展功能的时间望远镜系统. 时间望远镜主要是利用啁啾脉冲非线性参量转换过程实现的, 它具有较高的转换效率和输出傅氏变换极限长脉冲的特点. 理论研究和数值模拟计算发现非线性晶体的群速度失配是造成时间像差和转换效率下降的主导因素, 在此基础上提出了时间望远镜系统在设计中所应遵循的基本准则. 在实验上成功地将 70fs 光脉冲扩展成了近傅氏变换极限的 60ps 长脉冲.

关键词: 啁啾脉冲, 望远镜, 光参量放大

PACC: 4265, 4265M

1. 引 言

近 10 年来, 在科学技术领域中随着飞秒激光技术的迅猛发展^[1-6], 飞秒光脉冲获得了极为广泛的应用. 目前, 针对飞秒光脉冲研究人员已经成功地实现了时间透镜、时间显微镜及脉冲波前时间反转等功能^[7-9]. 在光学技术中, 应用空间域望远镜系统可以方便地实现满足衍射极限的光束扩展. 按照时空类比, 为了获得飞秒光脉冲满足傅氏变换极限的脉冲扩展, 就需建立一种“时间望远镜”系统, 以便对飞秒光脉冲时间扩展的同时确保相应的光谱变窄. 需要强调的是, 上述脉冲扩展系统与啁啾脉冲放大中的脉冲展宽系统分别对应着两种完全不同的功能. 脉冲展宽器可以将超短脉冲展宽为长的啁啾脉冲, 但展宽了的啁啾脉冲不再满足傅氏变换极限. 此外, 通过时间望远镜所得到的窄带长脉冲是与入射飞秒脉冲在时间和空间上相干的, 而对于独立的两台激光器所输出的光而言, 它们在时间和空间上却是不相干的. 因此这一功能的实现将会推进飞秒光脉冲在超强光与物质相互作用、抽运探测类实验及激光核聚变等方面的深入应用.

在线性光学技术中, 采用光谱取样和光纤堆积的方法可以实现由飞秒光脉冲产生窄带的长脉

冲^[10]. 由于该方法是基于光谱选择的脉冲整形原理, 因而不可避免地出现产生的长脉冲不再满足傅氏变换极限及转换效率低等不足. 其中转换效率低是由于在整个过程中大部分光谱成分被剔除, 只有少量的光谱成分对产生的窄带长脉冲有贡献. 显然, 高的转换效率只能在飞秒光脉冲所有的光谱成分均参与产生窄带长脉冲的前提下获得. 非线性方法恰恰在这方面显示了其优越性. Boscheron 等人提出了利用啁啾量匹配的频率转换过程来实现高效的宽带三倍频^[11, 12]. 近来, 借助于这个思想, 研究人员在实验上利用啁啾脉冲的二阶非线性过程演示了由飞秒光脉冲产生窄带皮秒级长脉冲的脉冲扩展^[13]. 然而, 上述演示性实验工作没有对这一重要的脉冲扩展过程中, 所存在的诸如脉冲时间-带宽积偏离傅氏变换极限所对应的“时间像差”及整个过程的转换效率等问题进行深入地讨论和分析. 为了全面地认识和理解由啁啾脉冲的二阶非线性过程来实现飞秒光脉冲的扩展, 本文对此非线性方法进行了完整、系统的研究. 理论和数值模拟结果表明, 非线性时间望远镜具有较高的转换效率(~ 40%), 在脉冲扩展过程中群速度失配将是对“时间像差”及转换效率产生重要影响的主导因素. 同时, 根据理论分析提出了消除“时间像差”的时间望远镜系统在设计中应遵循的相关准则, 并且以此为基础在实验上由 70fs 超短光

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60088003, 10276012), 973 国家重点基础研究发展规划(批准号: G19990752023) 和国家 863 高技术惯性约束核聚变项目(批准号: 2003AA842016) 资助的课题.

脉冲产生了近傅氏变换极限的 60ps 扩展长脉冲,充分证明了在实现飞秒光脉冲扩展方面此二阶非线性方法具有转换效率高及傅氏变换极限好等优点.

2. 理论分析

2.1. 基本原理

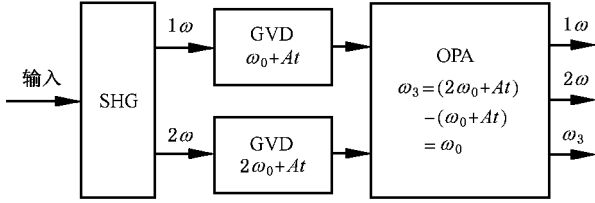


图1 时间望远镜扩展飞秒脉冲的原理示意图

非线性脉冲扩展是基于啁啾脉冲频率转换过程而实现的.图1给出了时间望远镜系统的基本原理,首先飞秒种子脉冲经倍频过程产生相应的倍频光,紧接着将分离后的基频光与倍频光经相应的色散介质展宽为具有相同啁啾量的长啁啾脉冲,最后使二者注入非线性晶体形成非线性参量相互作用.其中,光脉冲所具有的啁啾在时间望远镜中起着核心作用,它可以被看作设计飞秒光学元件的一个重要自由度.对于两中心频率分别为 ω_0 和 $2\omega_0$ (ω_0 的二次谐波)的线性啁啾脉冲的参量作用过程而言,如果两者具有相同的啁啾量 A 且在进入非线性晶体时在时间上是完全相互重叠的,那么产生闲频光将是窄带的脉冲,其中心波长为

$$\begin{aligned}\omega_3 &= \omega_2 - \omega_1 \\ &= (2\omega_0 + At) - (\omega_0 + At) = \omega_0.\end{aligned}\quad (1)$$

在不考虑群速度失配(GVM)的情况下(1)式可以直观地理解为:具有相同啁啾量的基频光脉冲与倍频光脉冲,经光参量相互作用会产生脉宽与入射啁啾脉冲相当而带宽在满足傅氏变换极限条件下大幅度变窄的窄带闲频光长脉冲.随后对耦合波方程所作的进一步数值模拟也充分证明了这个结论.事实上,对于非线性晶体而言群速度失配效应是不可避免的.当两个入射啁啾脉冲在晶体中传播长度 z 后,由于基频光与倍频光间的群速度失配,两者将互相分离,其时间间隔为 $\Delta t = z \cdot \text{GVM}$.与群速度失配量为零的情况完全不同,此时所产生的闲频光脉冲的频率将随着在晶体中的传播长度 z 或时间间隔 Δt 而变化,即与距离或时间有关,

$$\begin{aligned}\omega_3 &= \omega_0 + A\Delta t \\ &= \omega_0 + A \cdot z \cdot \text{GVM}.\end{aligned}\quad (2)$$

这必将会造成光谱变宽、产生的闲频光脉冲偏离傅氏变换极限.因此,此刻产生的闲频光脉冲除了具有傅氏变换极限所应有的自然带宽 $\Delta\omega_3^{\text{nat}}$ 外,还会附加上由群速度失配所引入的有效带宽,

$$\Delta\omega_3^{\text{eff}} = A \cdot L \cdot \text{GVM},\quad (3)$$

它是由啁啾量 A 、晶体长度 L 及基频光与倍频光间的群速度失配量GVM决定的.当 $\Delta\omega_3^{\text{eff}}$ 的量值远远大于 $\Delta\omega_3^{\text{nat}}$ 时(3)式就可看作产生的闲频光脉冲的带宽.

在基频光与倍频光间的群速度失配量为零且小信号情况下,经时间望远镜系统后产生的闲频光脉冲的脉宽为

$$\tau_3 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{4\ln 2}{A\tau_1},\quad (4)$$

式中 τ_1 为入射种子飞秒脉冲的脉宽.对于群速度失配量不为零时,由于晶体有限的接收带宽,其脉宽不再满足(4)式,而会变窄.详细的数值模拟分析将在稍后进行.在群速度失配量不为零时晶体的接收带宽可以近似为

$$\Delta\omega_a = \frac{\pi}{L \cdot \text{GVM}},\quad (5)$$

从(5)式可知,由于群速度失配的影响,部分入射啁啾脉冲将无法参与非线性频率转换过程.因此,产生的闲频光脉冲的脉宽 τ_3^{GVM} 将变窄为

$$\tau_3^{\text{GVM}} = \frac{\Delta\omega_a}{\Delta\omega_0} \tau_3,\quad (6)$$

式中 $\Delta\omega_0$ 为入射种子飞秒脉冲的带宽.考虑到群速度失配的存在,结合(3)和(6)式,产生的闲频光脉冲的有效带宽可以表示成新的形式

$$\Delta\omega_3^{\text{eff}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{4\ln 2}{\tau_1 \tau_3^{\text{GVM}}} \cdot \frac{\Delta\omega_a}{\Delta\omega_0} \cdot L \cdot \text{GVM}.\quad (7)$$

此时其总的带宽将为 $\Delta\omega_3^{\text{eff}}$ 与 $\Delta\omega_3^{\text{nat}}$ 的卷积.种子飞秒脉冲在整个过程中的扩展比为 $\tau_3^{\text{GVM}}/\tau_1$.由以上的分析可知,为了获得脉宽为 τ_3^{GVM} 的窄带扩展闲频光脉冲,依照(3)–(7)式就可以方便地确定出此时用于脉冲展宽的色散啁啾量 A 以及参量过程所需非线性晶体的有关参数,继而可以设计出相应的啁啾脉冲展宽器和光参量放大过程.因此,上述理论结果((3)–(7)式)为实际应用中时间望远镜的设计提供了重要依据.为了使时间望远镜能实现近傅氏变换极限的脉冲扩展,在设计过程中应确保由群速度失

配所引起的有效带宽 $\Delta\omega_3^{\text{eff}}$ 小于 $\Delta\omega_3^{\text{nat}}$.

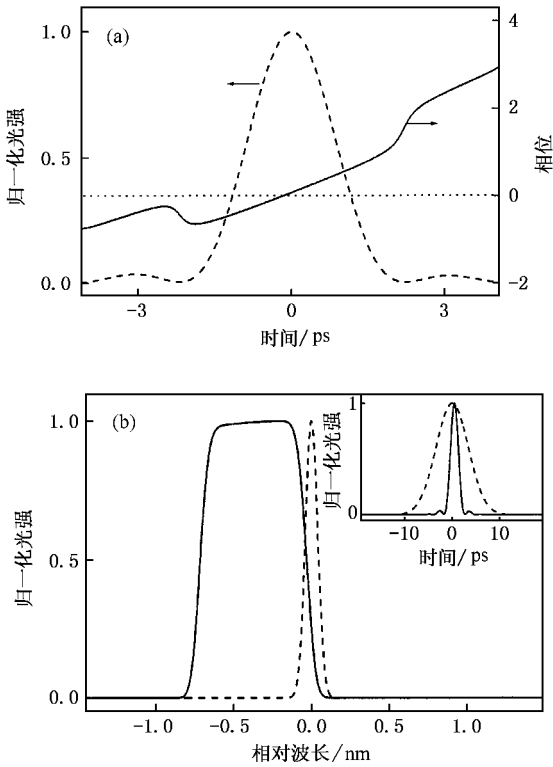


图2 窄带扩展闲置光脉冲相位及频谱变化关系图($L = 5\text{ mm}$, $L_{\text{NL}} = 500\text{ mm}$, $\Delta kL = 0$, 种子飞秒脉冲 $\tau_1 = 100\text{ fs}$ 扩展为 10 ps .) (a) 为窄带扩展闲置光脉冲相位随时间的变化关系,点线对应于 $\text{GVM} = 0$,实线对应于 $\text{GVM} = 200\text{ fs/mm}$,虚线为此时窄带扩展闲置光脉冲的脉冲形状。(b)为窄带扩展闲置光脉冲的频谱变化情况,虚线对应于 $\text{GVM} = 0$ 时的光谱,实线为 $\text{GVM} = 200\text{ fs/mm}$ 时的情形,小插图为相应的脉冲曲线)

2.2. 时间像差

基频光与倍频光间的群速度失配量 GVM 将会导致产生的闲置光脉冲偏离傅氏变换极限或时间像差,造成脉冲质量下降。为了全面、清晰地描述由于群速度失配量 GVM 所造成的时间像差,我们借助计算机对光参量过程的非线性耦合波方程进行了相应的数值计算^[14]。数值模拟中我们应用了非线性长度 L_{NL} 来衡量入射抽运光的强弱,

$$L_{\text{NL}} = \frac{2nc}{\omega\chi^{(2)}E}, \quad (8)$$

依据理论分析(3式)在啁啾量 A 一定时,长的非线性晶体或大的群速度失配量 GVM 都将导致产生的扩展闲置光脉冲的光谱展宽,从而严重地偏离傅氏变换极限。与之相应,对产生的扩展闲置光脉冲相位所进行的数值模拟结果显示(图2(a))群速度失

配量 GVM 不为零时(实线)脉冲在相位上相对于群速度失配量 GVM 为零时的常数(点线)有一个随时间的变化,很显然这相当于闲置光脉冲的中心频率在移动,从而造成了光谱(图2(b),实线)相对于群速度失配量为零时(虚线)变宽,其变化量与理论分析(3式)相吻合。由此可见群速度失配量 GVM 所造成的脉冲中心频率移动是引起光谱展宽的主要因素,这种效应会产生一个准方形的脉冲光谱(图2(b),实线),相应的脉冲波形则近似为带有旁瓣的 sinc 函数(图2(b)中的小插图、实线),其中脉冲变窄是由群速度失配量 GVM 引起的晶体有限接收带宽所导致的。同时,图2(b)还给出了在同样情况下群速度失配量 GVM 为零时脉冲的波形。从数值模拟结果可清晰地看到,在脉冲扩展过程中由于群速度失配量 GVM 的影响,光谱的变宽及脉冲的变窄是非常明显的,其中光谱变宽的程度要大于脉冲变窄程度,这就造成了扩展以后的闲置光脉冲偏离傅氏变换极限。需要进一步指出的是,由于脉冲主要部分所具有的啁啾量是不规则的,从而导致了此非傅氏变换极限的闲置光脉冲不可压缩。

时间像差是通过时间-带宽积偏离傅氏变换极限来衡量的。在图3给出了不同群速度失配量时,按傅氏变换极限归一化的时间-带宽积随晶体长度的变化情况。低入射抽运光强条件下(图3(a)),在群速度失配量为零时(点线)随着晶体长度的变化傅氏变换极限始终得以满足。与此不同,在群速度失配量不为零时(虚线、实线)随着晶体长度的变化偏离傅氏变换极限的程度不断加重。与理论分析相一致((3式),晶体长度的增加或群速度失配量的变大都将导致更严重的偏离出现。在高入射抽运光强时(图3(b))脉冲扩展过程与低入射抽运光强时基本一致,只是在群速度失配量为零时(点线)随着晶体长度的增加傅氏变换极限不再满足,这是由于产生的扩展闲置光脉冲在强的非线性作用下脉冲被额外展宽而造成的。对于脉冲扩展过程中相位失配 ΔkL 对傅氏变换极限的影响,数值模拟显示,其相对于群速度失配的影响而言是一个较弱的因素。

为了作更进一步的讨论,脉冲扩展过程中所产生的闲置光脉冲在时域和频域中的变化特征可以与超短脉冲的倍频过程相比较。无啁啾或傅氏变换极限的超短光脉冲在倍频时,由于群速度失配所造成的时间走离及光谱截除将会导致倍频光脉冲展宽和频谱变窄^[15]。由于啁啾脉冲与无啁啾脉冲间有着互

为傅氏变换的关系,因此对于啁啾脉冲的频率转换而言,所表现出的时间和光谱特征正好与无啁啾情况相反,即光谱变宽而脉冲变窄(图2).作为总的效果,两种情况所对应的时间-带宽积的特性却非常相似.

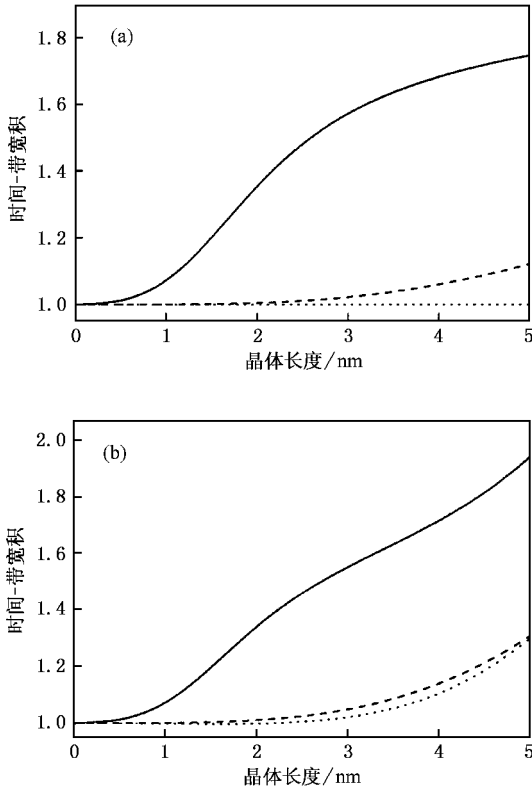


图3 窄带扩展闲置光脉冲按傅氏变换极限归一化的时间-带宽积随群速度失配及晶体长度的变化曲线($L = 5\text{mm}$, $\Delta kL = 0$, 种子飞秒脉冲 $\tau_1 = 100\text{fs}$ 扩展为 10ps .) (a) 为 $L_{\text{NL}} = 500\text{nm}$ 弱抽运时的变化情况 (b) 为 $L_{\text{NL}} = 0.2\text{mm}$ 强抽运时的变化情况. 点线对应于 $GVM = 0$, 虚线对应于 $GVM = 50\text{fs/mm}$, 实线对应于 $GVM = 200\text{fs/mm}$)

2.3. 转换效率

对于非线性时间望远镜系统而言,转换效率的高低也是决定其能否获得更多实际应用的关键.脉冲扩展过程实质上是一个光参量放大过程,啁啾抽运光脉冲($2\omega_0 + At$)与啁啾信号光脉冲($\omega_0 + At$)通过光参量相互作用交换能量产生窄带的闲置光长脉冲(ω_0).图4给出了在强抽运时,转换效率随群速度失配量 GVM 及晶体长度的变化.需要指出的是,这里所定义的转换效率是指产生的闲置光脉冲相对于抽运光脉冲的能量比,所以总的转换效率(指相对于入射种子飞秒光脉冲)要稍低些.由图4可知,转

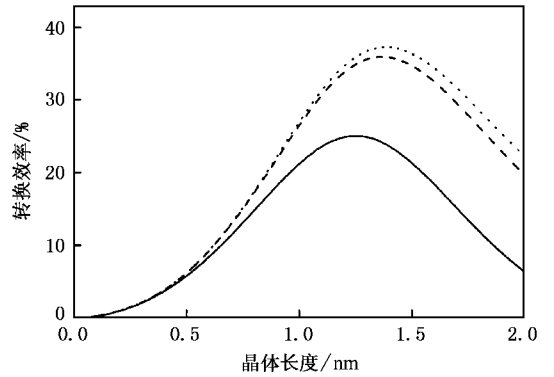


图4 窄带扩展闲置光脉冲转换效率随群速度失配及晶体长度的变化关系曲线($L = 2\text{mm}$, $\Delta kL = 0$, $L_{\text{NL}} = 0.05\text{mm}$, 种子飞秒脉冲 $\tau_1 = 100\text{fs}$ 扩展为 10ps .) 点线对应于 $GVM = 0$ 时的转换效率, 虚线对应于 $GVM = 50\text{fs/mm}$ 时的情形, 实线对应于 $GVM = 200\text{fs/mm}$ 时的转换效率变化)

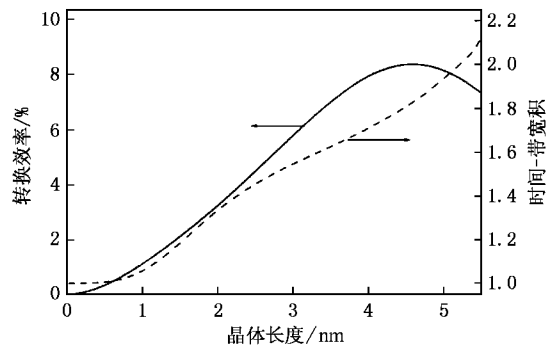


图5 窄带扩展闲置光脉冲按傅氏变换极限归一化的时间-带宽积及转换效率随晶体长度的变化曲线($L = 5.5\text{mm}$, $\Delta kL = 0$, $L_{\text{NL}} = 0.2\text{mm}$, 种子飞秒脉冲 $\tau_1 = 100\text{fs}$ 扩展为 10ps .) 实线为转换效率随晶体长度的变化, 虚线为扩展闲置光脉冲的时间-带宽积随晶体长度的变化曲线)

换效率最大可达 40%, 随着群速度失配的增大转换效率将明显下降.使脉冲扩展系统具有吸引力的是,在群速度失配量取值较接近实际情况时(实线),该系统仍可实现大于 20% 的转换效率.另一方面,转换效率同样会随着晶体长度的增加而增大直至抽运光被完全倒空而发生能量倒流为止.这预示着在获得最大转换效率的过程中存在着一个最佳晶体长度,由此可知(图4),较大的抽运光强、适当的晶体长度将会有利于较高转换效率的实现,然而正如先前所讨论的那样(图3),这同时又不可避免地会造成转换过程中的时间像差进一步加剧.因此,为了同时兼顾转换效率和时间像差,应根据实际要求选择合适的晶体长度及抽运光强.在某些实际应用中,扩

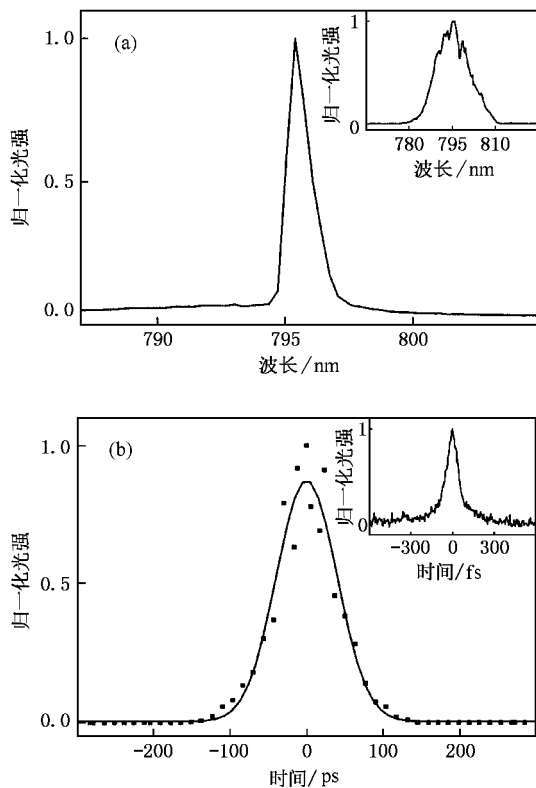


图6 窄带扩展闲置光脉冲的实验结果((a)为窄带扩展闲置光脉冲的光谱,其带宽为1nm,中心波长为796nm,小插图为入射种子飞秒脉冲的光谱,其带宽为13nm,中心波长为796nm。(b)为窄带扩展闲置光脉冲的实验测量值及其高斯型拟合曲线,其脉宽为60ps,小插图为入射种子飞秒脉冲的自相关曲线,其脉宽为70fs)

展后的光脉冲带宽并不需要窄到严格遵循傅氏变换极限的程度,可以允许有一定时间像差的出现,这将非常有利于较高转换效率的实现。图5给出了相关参数与我们实际实验取值相当的数值模拟结果,在

某种程度的时间像差允许范围内转换效率可大幅度提高。由前面的分析可知,时间望远镜所产生的闲置光脉冲的脉宽是与入射啁啾脉冲的脉宽相当的,因此为了获得更大脉宽的扩展闲置光脉冲就需要更长的入射啁啾脉冲,这必将会导致入射抽运光强下降,最终造成转换效率的降低。

3. 实验验证和总结

基于上述理论分析,我们设计了针对波长为800nm的时间望远镜,在实验上成功地实现了对钛宝石激光器输出70fs光脉冲的扩展,获得了带宽为1nm(受限于光谱仪的分辨率)的60ps窄带傅氏变换极限的扩展长脉冲,实验结果如图6所示。实验中应用了4mm的BBO晶体作为光参量放大介质,获得了近5%的转换效率,与数值模拟结果(图5)较好地吻合。

本文系统地研究了基于啁啾脉冲光参量转换的脉冲时间望远镜。对于扩展过程中的时间像差和转换效率进行了完整的理论分析及数值模拟,发现群速度失配是造成所得扩展脉冲时间像差的主要因素,以及大的入射光强在实现高的转换效率的同时也将导致扩展脉冲的时间像差进一步加剧的特征。同时提出了用于飞秒脉冲扩展的时间望远镜系统在设计上所应遵循的基本原则,并据此在实验上建立了相应的时间望远镜,由70fs光脉冲产生了近傅氏变换极限的60ps扩展长脉冲,时间放大率接近1000倍。原则上,这类非线性时间望远镜可以以较高的转换效率(~20%)将飞秒脉冲近傅氏变换极限地扩展成纳秒长脉冲。可以预期,它将在许多方面发挥其重要的作用。

[1] Spence D E, Kean P N and Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
 [2] Haus H A, Fujimoto J G and Ippen E P 1992 *IEEE. J. Quantum Electronics.* **28** 2086
 [3] Strickland D and Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
 [4] Wei Zh Y, Kobayashi Yohei, Zhang Zh G and Torizuka Kenji 2001 *Opt. Lett.* **26** 1806
 [5] Yu T Y, Yu B K, Wang Q, Wan Y B and Pan Sh K 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 463 (in Chinese) 于天燕、余丙鲲、王奇、万元宝、潘守奎 2000 *物理学报* **49** 463
 [6] Wang Sh F, Huang W T, Liu Ch L, Y X, Gong Q H 2003 *Chin. Phys.* **12** 1

[7] Marom D, Panasenko D, Rokitski R, Sun P and Fainman Y 2000 *Opt. Lett.* **25** 132
 [8] Bennett C V and Kolner B H 1999 *Opt. Lett.* **24** 783
 [9] Kolner B H and Nazarathy M 1989 *Opt. Lett.* **14** 630
 [10] Yoshida H, Ishii E, Sawai K, Kodama R, Fujita H, Kitagawa Y, Sakabe S, Miyayama N, Izawa Y, Yamanaka T and Fujita M 2001 *CLEO/Pacific Rim Digest MC3-2*
 [11] Boscheron A C L, Sauteret C J and Migus A 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 818
 [12] Raoult F, Boscheron A C L, Husson D, Sauteret and Migus A 1999 *Opt. Lett.* **24** 354

- [13] Raoult F , Boscheron A C L , Husson D , Sauteret C , Modenna A , Malka V , Dorchie F and Migus A 1998 *Opt. Lett.* **23** 1117
- [14] Xu G , Wang T , Zhu H Y , Qian L J , Fan D Y and Li F M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2261 (in Chinese) [徐 光、王 韬、朱鹤元、钱列加、范滇元、李富铭 2002 物理学报 51 2261]
- [15] Lu T Zh , Wang T , Qian L J , Lu X , Wei Zh Y and Zhang J 2002 *Acta Phys. Sin.* 51 1268 (in Chinese) [吕铁铮、王 韬、钱列加、鲁 欣、魏志义、张 杰 2000 物理学报 51 1268]

Time telescope for the expanding of ultrashort pulses^{*}

Xu Guang¹⁾ Qian Lie-Jia²⁾ Wang Tao²⁾ Zhu He-Yuan²⁾ Fan Dian-Yuan¹⁾²⁾

¹⁾*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*

²⁾*State Key Laboratory for Advanced Photonic Materials and Devices, Fudan University, Shanghai 200433, China*

(Received 10 December 2002 ; revised manuscript received 5 March 2003)

Abstract

In this paper we have theoretically investigated the time telescope that offers a function of pulse expanding. Time telescope, with features of high efficiency and near Fourier-transform limit, is constructed mainly by using nonlinear parametric conversions of chirped pulses. Based on both analytical and numerical studies, it is found that group-velocity mismatch of the nonlinear crystal plays an important role in temporal aberration and conversion efficiency, and the criteria for designing a near aberration-free telescope are summarized. Finally, it is experimentally demonstrated that a 70fs short pulse is expanded to a 60ps long pulse near Fourier-transform limit.

Keywords : chirped pulse, telescope, optical parametric amplification

PACC : 4265, 4265M

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60088003, 10276012), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G19990752023) and the National High-Tech Inertial Confinement Fusion Foundation of China (Grant No. 2003AA842016).