

基于预啁啾控制的极宽带光参量放大^{*}

宋啸中^{1)†} 刘红军¹⁾ 王屹山¹⁾ 赵卫¹⁾

1) 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710119)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2007 年 4 月 2 日收到, 2007 年 5 月 11 日收到修改稿)

在以飞秒钛宝石放大系统的倍频光为抽运光和超连续白光为信号光的光参量放大中, 针对抽运光的宽带特点, 分析了一种新的极宽带相位匹配方法. 结果表明, 10 nm 的抽运光带宽可得到近 400 nm 的相位匹配带宽. 若抽运光带宽达到 20 nm, 相位匹配带宽就能达到近 600 nm. 零色散波长为 800 nm 的光子晶体光纤产生的超连续谱经光纤传输后为二次啁啾, 宽带抽运光经棱镜对展宽具有线性啁啾, 满足了极宽带相位匹配方法所需要的光谱分布. 理论计算了对输入脉冲进行预啁啾控制应选择的光纤长度和棱镜对在光路中的插入量, 为实现极宽带光参量放大提供了理论依据.

关键词: 啁啾, 极宽带相位匹配, 光参量放大, 光子晶体光纤

PACC: 4265K, 4280W, 4260H, 4281D

1. 引 言

超短超强飞秒脉冲在强场物理和超快过程的探测等方面有重要的应用, 大量的物理、化学、生物领域的超快现象和超快过程的研究和观测需要脉宽低于 5 fs 甚至达到单周期的超短脉冲, 高次谐波及软 X 射线的产生、受控核聚变的快速点火以及小型化高能粒子加速器等需要峰值功率达到太瓦甚至拍瓦的超短脉冲. 光参量放大(OPA)具有高增益、宽增益带宽的优点, 是实现超短超强激光脉冲的重要途径. 要获得低于 5 fs 的超短脉冲, 由傅里叶变换限制可知, 在参量放大过程中就需要使增益带宽达 200 nm 以上, 才能够支持低于 5 fs 的光脉冲, 因此扩展增益带宽是光参量放大面临的一个重要问题^[1-4].

Gale 等人在光参量振荡器中首先采用了非共线方法增大增益带宽^[3], Wilhelm 等证明了当闲频光的群速度在信号光方向上的投影值等于信号光的群速度时, OPA 的增益带宽最大^[4], 用超连续白光作为信号光, 用非共线方法补偿群速失配^[5], 实现超宽带光参量放大的方法被广泛采用. 在非共线的基础上再采用更复杂的技术, 如抽运光脉冲波面倾斜, 抽运光角色散, 预压缩超连续信号光, 双光束抽运等^[6-7],

使增益带宽甚至达到 300 nm(250 THz), 获得了最窄 4 fs 的脉冲^[6]. Cerullo 等证实了增益带宽与白光中的啁啾量有关^[8], 啁啾使不同的光谱分量时间分离, 减少了和抽运光重合的光谱分量, 增益带宽减小. Ross 等提出将和频过程中的啁啾补偿方法应用到光参量放大中^[9], 在抽运光有一定带宽的情况下, 对给定的相位匹配角, 满足相位匹配的抽运光波长是信号光波长的函数, 通过控制抽运光的啁啾来补偿信号光的啁啾, 使满足相位匹配的抽运光和信号光的对应光谱分量在参量过程中同步作用, 这种方法增大了相位匹配带宽, 解决了白光中的啁啾对增益带宽的不利影响, 使增益带宽得到显著提高. Limpert 等采用这种方法实现了 400 nm 的增益带宽^[10]. 但是并未见到对这种新的极宽带光参量放大方法进行系统的理论分析.

在以钛宝石放大系统的倍频光为抽运光, 超连续白光为信号光的光参量放大中, 本文针对抽运光的宽带特点, 在共线情况下对这种基于预啁啾控制的极宽带光参量放大方法进行了系统的分析和计算, 说明了它的实现途径, 给出了不同抽运光带宽对应的相位匹配带宽、参量过程应选择的相位匹配角、预啁啾控制应选择的光纤长度和相应的棱镜对在光路中的插入量, 为实现极宽带光参量放大提供了理

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 6048002, 60678013, 60537060)和陕西省自然科学基金(批准号: 2004F02)资助的课题.

[†] E-mail: songxz@21.cn.com

论依据. 这种分析和计算方法对同类型其他波段宽带抽运的光参量放大同样适用.

2. 分 析

2.1. 极宽带相位匹配

对于光参量放大过程, 应满足能量守恒和动量守恒条件

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i, \quad (2)$$

式中 ω 表示圆频率, \mathbf{k} 为波矢, 下标 p, s, i 分别表示抽运光、信号光和闲频光. (2) 式即是三波混频的相

位匹配条件, 在共线情况下, 波矢 \mathbf{k} 可直接写成标量形式 (2) 式可表达为

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i}, \quad (3)$$

式中 n_m ($m = p, s, i$) 表示对应光在晶体中的折射率, λ 表示波长. 对于第 I 类相位匹配, 抽运光为 e 光, 信号光和闲频光为 o 光, 在单轴晶体中, 由折射率曲面方程可得

$$n_p = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}}, \quad (4)$$

式中 n_o 和 n_e 为抽运光在晶体中的两个主折射率, θ 为相位匹配角. 由 (3) (4) 两式可得到共线作用时单轴晶体第 I 类相位匹配的相位匹配角

$$\theta = \sin^{-1} \left[\frac{n_o^2 n_e^2 \lambda_s^2 \lambda_i^2 - n_e^2 (n_s^2 \lambda_p^2 \lambda_i^2 + n_i^2 \lambda_p^2 \lambda_s^2 + 2n_s n_i \lambda_s \lambda_i \lambda_p^2)}{(n_o^2 - n_e^2) (n_s^2 \lambda_p^2 \lambda_i^2 + n_i^2 \lambda_p^2 \lambda_s^2 + 2n_s n_i \lambda_s \lambda_i \lambda_p^2)} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

对第 I 类相位匹配的 BBO 晶体中的光参量放大, 由 (5) 式计算得到在共线情况下相位匹配角随信号光波长的变化如图中图 1 曲线所示, 从左至右的曲线依次对应的抽运光波长分别为 405, 402, 400, 398 和 395 nm. 可以看出, 对每一波长的抽运光, 在一定的相位匹配角下, 只能有有限的信号光光谱分量满足相位匹配条件, 而对于带宽范围在 395—405 nm 的宽带抽运光, 取抽运光的最大波长 405 nm 和信号光中简并波长 ($\lambda_s = \lambda_i$) 800 nm 对应的相位匹配角 28.85° 为参量过程的相位匹配角, 信号光波长在 640—1030 nm 范围内的每一波长分量, 在抽运光的 395—405 nm 范围内总有相应的波长分量和它满足相位匹配条件. 相位匹配带宽近 400 nm. 飞秒钛宝石激光器的宽带特点为宽带抽运提供了条件, 飞秒钛宝石啁啾脉冲放大 (CPA) 系统一般都可实现超过 30 nm 的带宽输出, 用较薄的晶体直接倍频或采用角度色散等一些宽带二倍频方案, 可以较容易地得到宽带抽运光. 在宽带抽运情况下, 这种相位匹配方法使信号光中不同光谱分量和抽运光中不同光谱分量分别满足相位匹配条件, 它有别于传统的非共线方法, 极大地扩展了参量过程的相位匹配带宽.

从图 1 还可以看出, 在这种相位匹配方法中, 相位匹配角应选择抽运光中的最大波长与超连续谱信号光中的简并波长所对应的相位匹配角, 这时的相位匹配带宽最大. 不同的抽运光带宽范围应选取不同的相位匹配角, 当宽带抽运光的最大波长取不同

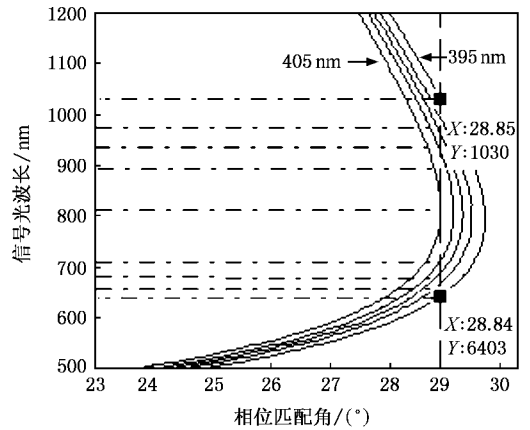


图 1 相位匹配曲线

值, 信号光中简并波长为 800 nm 时, 依据 (5) 式计算出参量过程应选取的相位匹配角如图 2 所示. 如果抽运光带宽进一步增大, 图 1 中抽运光中最大波长和最小波长对应的相位匹配曲线分别会向左和向右移动, 可使满足相位匹配的信号光范围进一步增大. 当抽运光带宽分别在 375—395 nm, 380—400 nm, 385—405 nm, 390—410 nm, 395—415 nm, 400—420 nm 时, 依据图 2 选取参量过程相应的相位匹配角, 由 (3) 式计算出能满足相位匹配的抽运光和信号光对应的光谱分量如图 3 中曲线所示, 图 3 中的粗实线部分是图 1 所对应的抽运光带宽在 395—405 nm 时满足相位匹配的抽运光和信号光对应的光谱分量.

可以看出,随着抽运光带宽的增大,相位匹配带宽明显增大,当抽运光带宽达到 20 nm 时,相位匹配带宽近 600 nm. 抽运光的带宽范围不同,满足相位匹配的抽运光和信号光对应的曲线也不同,但是曲线的形状是基本相同的,不同曲线上相同的抽运光带宽量对应的信号光带宽量基本相同.

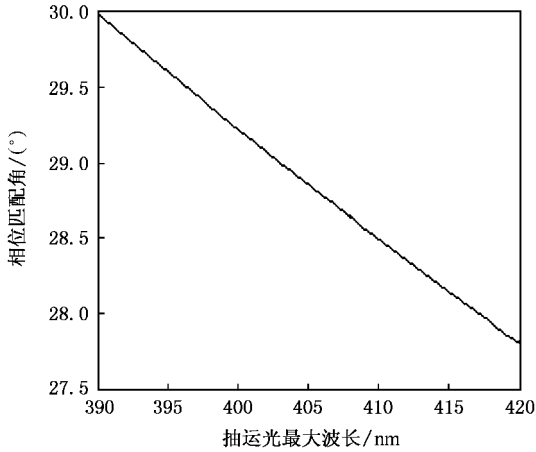


图 2 与抽运光最大波长对应的相位匹配角

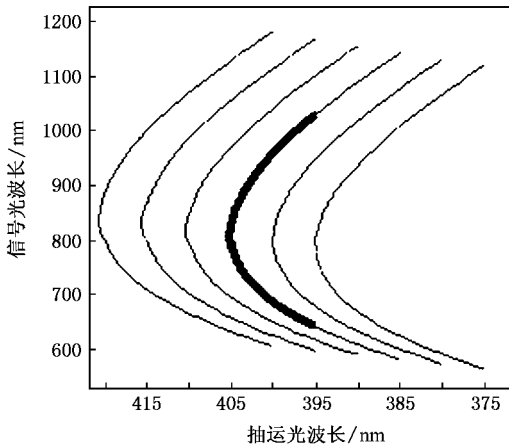


图 3 满足相位匹配的信号光和抽运光对应的光谱分量

如果抽运光和信号光是无啁啾脉冲,在参量过程中脉冲内的每一时刻,满足相位匹配条件的相应光谱分量可以发生参量作用,但是由于同时也存在着大量不能满足相位匹配条件的光谱分量,因此参量过程的效率是非常低的.如果使输入脉冲的光谱在时间上重新分布,使两脉冲内所有满足相位匹配的对应该光谱分量能够在时间上精确同步而发生参量作用,在相互作用的两脉冲内的每一时刻,仅存在满足相位匹配的对应该光谱分量,就能够明显提高光参

量过程的能量转换效率,使相位匹配带宽转化为增益带宽,因此需要对抽运光和信号光进行预啁啾控制,使其满足一定的啁啾关系,以保证满足相位匹配的对应该光谱分量在时间上同步.

若将图 3 中的横坐标变换为时间轴,就能表示信号光光谱在时域的分布.图 4 是取图 3 中粗实线部分将横坐标表示为时间,将原来的抽运光对应位置在图中用虚竖线表示,虚曲线是对其进行的二次曲线拟合.可以看出,如果超连续谱信号光的光谱在时域的分布也为这样的二次函数曲线,即具有二次啁啾,将抽运光开展成相应的线性啁啾脉冲,则信号光和抽运光中满足相位匹配的对应该光谱分量就可以实现作用时间上的精确同步.飞秒脉冲在零色散波长为 800 nm 的光子晶体光纤中产生的超连续谱在光纤中传输时,由于色散使得输出脉冲恰为二次啁啾脉冲,宽带抽运光可用棱镜对开展成线性啁啾脉冲,得到需要的光谱分布.

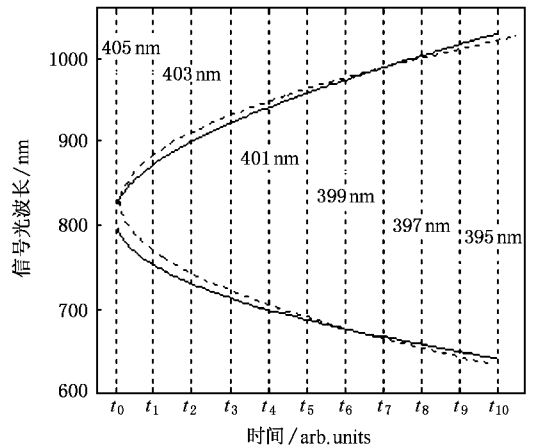


图 4 满足相位匹配的抽运光和信号光时域分布示意图

2.2. 光子晶体光纤产生的超连续谱的色散展宽

超连续谱的产生是光子晶体光纤在非线性光学中的重要应用之一,纳焦量级的飞秒脉冲在光子晶体光纤中可以较容易地产生超过两个倍频程的超连续谱,它产生的超连续白光为光参量放大提供了极宽光谱的信号光.

光纤包层的多孔结构使得光子晶体光纤具有较大的色散可控性^[11-14],按照 Birks 等提出的等效折射率模型^[15],光子晶体光纤的色散可表示为

$$D_1(\lambda) = -\frac{1}{2\pi c} \left(2\lambda \frac{d\beta}{d\lambda} + \lambda^2 \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right), \quad (6)$$

式中 $\beta = \beta(\lambda)$, $m_m(\lambda)$ 是光纤中传导模的传播常量,

β 依赖波长 λ 的部分为波导色散, β 通过 $n_m(\lambda)$ 对波长的隐性依赖为材料色散. 因此光子晶体的色散主要包括波导色散和材料色散

$$D_i(\lambda) = D_w(\lambda) + D_m(\lambda), \quad (7)$$

光纤的材料色散 $D_m(\lambda)$ 是不可变的, 波导色散 $D_w(\lambda)$ 对光纤总色散的贡献很大, 调节空气孔直径和孔间距, 可以改变包层的有效折射率, 使波导色散得以改变, 光子晶体光纤的这种色散可控性能使零色散波长移动到近红外以至可见光区域, 可以依据需要的色散来设计光纤结构.

由图 4 可知, 预啁啾控制需要的信号光光谱在时域上的分布应是以 800 nm 为中心, 其他光谱分量相对于 800 nm 分量依次延迟的二次啁啾脉冲, 利用零色散波长在 800 nm 的光子晶体光纤可实现这一要求. 根据等效折射率模型, 通过数值方法求解包层的有效折射率和传导基模的传播常数, 再由 (6) 式可以计算出当空气孔直径 $d = 1.95 \mu\text{m}$, 孔间距 $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ 时, 光子晶体光纤的零色散波长在 800 nm^[14] 理论计算的色散曲线如图 5 所示. 在波长小于 800 nm 的正常色散区域 ($D < 0$), 波长越小, 群速越小, 在波长大于 800 nm 的反常色散区 ($D > 0$), 波长越大, 群速越小, 因此输出超连续谱中 800 nm 两侧的光谱分量相对于 800 nm 在时间分布上依次滞后.

超连续谱中不同光谱分量相对于 800 nm 成分的时间延迟量为

$$\Delta t_1 = D_i(\lambda) \cdot L_0 \cdot (\lambda - \lambda_0), \quad (8)$$

式中 L_0 为超连续谱在光纤中的传输长度, λ_0 为 800 nm. 可以近似认为光在光纤中经历了超连续谱的产生和传输两个阶段, 光纤的长度 $L_1 = L_0 + L$, L 为产生超连续谱需要的长度. 对一非线性系数为 120/Wkm 的光纤, 通过求解非线性薛定谔方程发现, 3 nJ, 60 fs 的脉冲只需 4.2 cm 就可产生 450—1400 nm 的超连续谱. 计算出超连续谱经过不同长度光子晶体光纤传输后输出光谱在时域的分布曲线如图 6 所示, 为二次啁啾脉冲, 满足图 4 所要求的光谱分布. 图中对应的光纤长度分别为 10 cm, 15 cm, 20 cm, 25 cm, 30 cm, 光纤长度不同, 时间延迟量也不同. 零色散波长在 800 nm 的光子晶体光纤所具有的这种色散特性是进行预啁啾控制, 实现宽带抽运的极宽带光参量放大的重要条件.

2.3. 宽带抽运光的展宽

对于飞秒钛宝石激光放大系统的宽带倍频光,

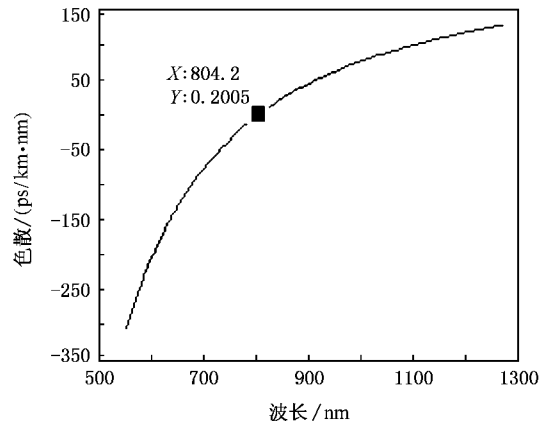


图 5 零色散波长为 800 nm 的光子晶体光纤色散曲线

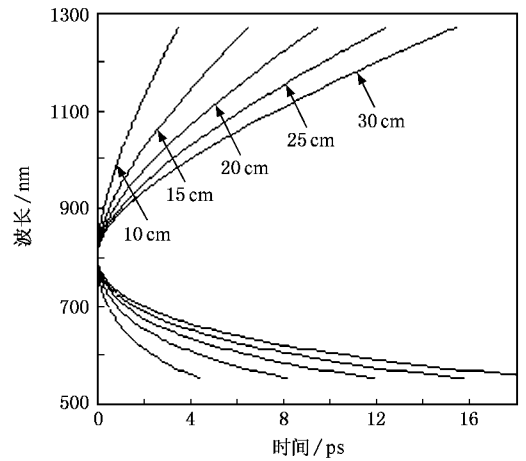


图 6 光子晶体光纤输出超连续谱的时域分布

需要展宽成线性啁啾脉冲. 棱镜对具有构成简单、使用灵活、损耗小、色散可调节等优点, 可用来进行脉冲展宽与压缩. 如果用两组棱镜对如图 7 所示对称放置, 可以消除空间啁啾和光束畸变, 并且不改变光路. 当棱镜的顶角以布儒斯特角切割, 且光以布儒斯特角入射时, 在各镜面的入射角、出射角都与最小偏向角相等, 是布儒斯特角. 这样可以最大限度地减小插入损耗, 并且光在棱镜中的传播方向与棱镜底边平行, 可以方便地控制棱镜间距和棱镜对在光路中的插入量, 得到需要的色散^[16, 17]. 棱镜对的色散包括角度色散和材料色散, 总色散量可表示为

$$D_2 = D_a + D_m, \quad (9)$$

其中 D_a 为角度色散, 对于图 7 所示的布儒斯特四棱镜对, 引入的角度色散可表示为^[16]

$$D_a = \left(\frac{\lambda}{cl} \right) \frac{d^2 P}{d\lambda^2}, \quad (10)$$

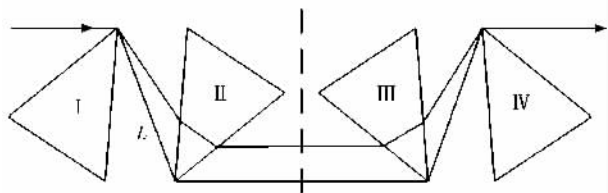


图7 布儒斯特四棱镜对

式中 l 为棱镜对系统的光路总长度, P 为与色散相关的光程。经计算可知, 石英棱镜对在 400 nm 处, 当棱镜的间距 $L = 74.9 \text{ mm}$ 时, 角度色散值为零。这时, 棱镜对引入的色散就仅为与棱镜对在光路中插入量有关材料色散。材料色散可表示为

$$D_m = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (11)$$

石英棱镜的材料色散值为 $-1.147 \text{ fs/mm} \cdot \text{nm}$ 。当将棱镜沿与底边垂直的方向移动时, 可以改变棱镜对在光路中的插入量, 很方便地调整棱镜对引入的色散。由于色散, 光谱的短波分量相对于长波分量延迟滞后, 忽略高阶色散时, 入射宽带抽运光经棱镜对展宽成线性啁啾脉冲, 满足了图4中对抽运光光谱分布的要求。

脉冲的前后沿时间延迟量

$$\Delta t_2 = D_2 \cdot L_2 \cdot \Delta\lambda, \quad (12)$$

式中 L_2 为棱镜材料在光路中的插入量。当抽运光带宽分别为 $8, 10, 12, 14, 16 \text{ nm}$ 时, 其前后沿的时间延迟量与棱镜对在光路中插入长度的关系如图8所示。可以根据需要选择棱镜对在光路中的插入量, 使脉冲展宽到需要的宽度。

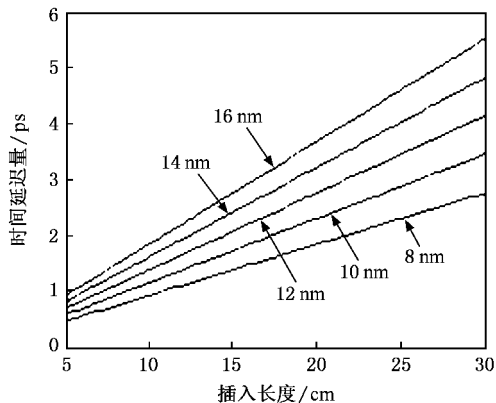


图8 脉冲宽度与插入量的对应关系

2.4. 预啁啾控制

由图3可以看出, 不同的抽运光带宽对应了不

同的信号光带宽。对抽运光和信号光进行预啁啾控制, 就是要根据抽运光的带宽量, 依据图3得到能满足相位匹配的信号光带宽范围, 若光纤长度确定, 由满足相位匹配的信号光带宽范围和光子晶体光纤长度依据图6就可知对应光谱的时间延迟量, 再由图8选择棱镜对在光路中的插入量, 使抽运光前后沿的时间间隔等于信号光中对应光谱的时间延迟量。或者相反的过程, 也可以由抽运光带宽和棱镜对在光路中的插入量来确定需要的光纤长度。

图9是入射光带宽分别为 $8, 10, 12, 14, 16 \text{ nm}$ 时, 光纤长度和棱镜对在光路中的插入量的对应关系。依据图9选择合适的光纤长度和棱镜对在光路中的插入量, 就可以实现这种极宽带参量放大的预啁啾控制, 使满足相位匹配的抽运光和信号光对应光谱分量在参量过程中同步, 使相位匹配带宽转化为增益带宽, 实现极宽带光参量放大。

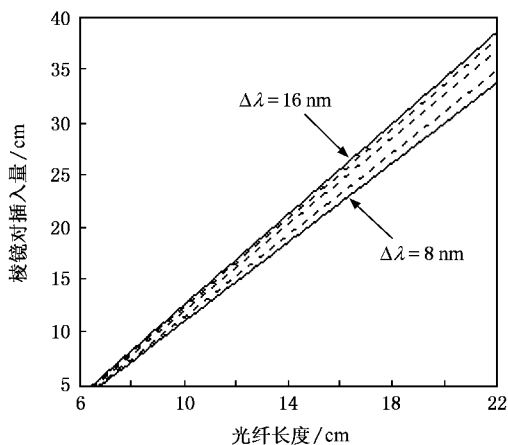


图9 预啁啾控制需要的光纤长度和棱镜对插入量对应关系

3. 结 论

零色散波长为 800 nm 的光子晶体光纤产生的超连续谱在光纤中传输后, 输出脉冲具有二次啁啾, 宽带抽运光经棱镜对展宽具有线性啁啾, 恰好满足了极宽带相位匹配需要的光谱分布。采用这种新的极宽带相位匹配方法, 相位匹配带宽得到了极大提高, 10 nm 的抽运光带宽可得到近 400 nm 的相位匹配带宽, 若抽运光带宽达到 20 nm , 相位匹配带宽就可达到近 600 nm 。参量过程的增益带宽主要取决于抽运光的带宽并依赖于信号光的啁啾, 通过预啁啾控制可以使满足相位匹配的对应光谱分量时间同步, 这是提高参量转化效率, 使相位匹配带宽转化为

增益带宽的关键环节,经计算得到了不同抽运光带宽情况下,预啁啾控制需要的光纤长度和棱镜对在

光路中插入量的对应关系,为实现基于预啁啾控制的极宽带光参量放大提供了一定的理论依据.

- [1] Ross I N ,Matousek P , New G H C , Osvey K 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2945
- [2] Liu H ,Zhao W , Yang Y , Wang H , Wang Y , Chen G 2006 *Appl. Phys. B* **82** 585
- [3] Gale G M , Cavallari M , Driscoll T J , Hache F 1995 *Opt. Lett.* **20** 1562
- [4] Wilhelm T , Piel J , Riedle E 1997 *Opt. Lett.* **22** 1494
- [5] Ma J , Zhang R B , Zhang W L , Wang Q Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 755 (in Chinese)[马 晶、章若冰、张伟力、王清月 2005 物理学报 **54** 755]
- [6] Baltuška A , Fuji T , Kobayashi T 2002 *Opt. Lett.* **27** 306
- [7] Zeromskis E. Dubietis A. Tamosauskas G , Piskarskas A. 2002 *Opt. Commun.* **203** 435
- [8] Cerullo G , Nisoli M , Silvestri S D 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 3616
- [9] Ross I N , Matousek P , Towrie M , Langley A J , Collier J L 1997 *Opt. Commun* **144** 125
- [10] Limpert J ,Aguergaray C ,Montant S ,Manek-Hönninger I 2005 *Opt. Express* **13** 7386
- [11] Cheng C F , Wang X F , Lu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1826 (in Chinese)[成纯富、王晓方、鲁 波 2004 物理学报 **53** 1826]
- [12] Zhao X T , Hou L T , Liu Z L , Wang W , Wei H Y , Ma J R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2275 (in Chinese)[赵兴涛、侯蓝田、刘兆伦、王 伟、魏红彦、马景瑞 2007 物理学报 **56** 2275]
- [13] Li S G ,Liu X D , Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1881 (in Chinese)[李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1881]
- [14] Li Y F , Hu M L , Wang Q Y 2003 *Chinese Journal of Lasers* **30** 427 (in Chinese)[栗岩锋、胡明列、王清月 2003 中国激光 **30** 427]
- [15] Birks T A , Knight J C , Russell P St J 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [16] Fork R L , Martinez O E , Gordon J P 1984 *Opt. Lett.* **9** 150
- [17] French P M W 1995 *The generation of ultrashort laser pulses*(UK : IOP) 228

Ultra-broadband optical parametric amplification based on pre-chirp controlling^{*}

Song Xiao-Zhong^{1,2)†} Liu Hong-Jun¹⁾ Wang Yi-Shan¹⁾ Zhao Wei¹⁾

1) *State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*

2) *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

(Received 2 April 2007 ; revised manuscript received 11 May 2007)

Abstract

For optical parametric amplification with broadband pump coming from the second harmonic of an amplified Ti:sapphire laser system, a novel ultra-broad bandwidth phase-matching approach is investigated. The results show that an approximately 400 nm phase-matching bandwidth can be obtained by using a 10 nm pump bandwidth. Moreover, the phase-matching bandwidth can reach 600 nm when the pump bandwidth attains 20 nm. In order to obtain temporal overlap of phase-matched spectral components, a linear chirp in the pump requires a quadratic chirp in signal. The photonic crystal fiber with a zero-dispersion wavelength of 800 nm generates a supercontinuum with a quadratic chirp. The broadband pump pulse is stretched to a linear chirped pulse by a prism pairs. Calculations concerning the appropriate length of fiber and prism sequence to be inserted in optical path for the pre-chirp controlling were performed, the results of which provide a theoretical basis for implementing the ultra-broadband optical parametric amplification.

Keywords : chirp, ultra-broadband phase-matching, optical parametric amplification, photonic crystal fiber

PACC : 4265K, 4280W, 4260H, 4281D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60408002, 60678013, 60537060) and the National Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2004F02).

[†] E-mail : songxz@21cn.com