

文章编号:1004-4213(2011)08-1154-7

一种高双折射光子晶体光纤中的脉冲俘获分析

张晓娟,赵建林,方亮

(西北工业大学 理学院 陕西省光信息技术重点实验室;教育部空间应用物理与化学重点实验室,西安 710072)

摘 要:数值模拟分析了一种新型高双折射光子晶体光纤中的脉冲俘获现象,以及泵浦脉冲入射条件对脉冲俘获效果的影响机理.结果表明:泵浦脉冲和信号脉冲处于零色散点附近,且分别处于光子晶体光纤的反常和正常色散区,其走离参量的数值小于 10^{-12} s/m 时,可以实现脉冲俘获;泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟对泵浦脉冲光谱红移量和信号脉冲光谱蓝移量影响很小,但时域中心延迟越大,信号脉冲的输出频谱越窄,俘获效果越差;提高泵浦脉冲峰值功率,可明显增大泵浦脉冲光谱红移量和信号脉冲光谱蓝移量,为实现不同波长范围的全光开关提供了条件;泵浦脉冲半宽度越大,泵浦脉冲频谱越宽,信号脉冲频谱越窄,俘获效果越不明显.

关键词:光子晶体光纤;高双折射;脉冲俘获;色散

中图分类号: TN253; TN929.11

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20114008.1154

0 引言

超高速全光开关是超高速光通信的关键技术之一.近年来,已提出多种途径来实现全光开关^[1-5].目前,基于光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, PCF)中脉冲俘获现象的超高速全光开关,由于其优异的特性,已引起人们的广泛关注^[6-8].PCF 是一种将光子晶体结构及结构缺陷引入光纤中而形成的新型微结构光纤^[9].脉冲俘获现象是指两个不同群速度的光脉冲在沿光纤共同传输的过程中,由于交叉相位调制等非线性效应,导致两脉冲以相同的群速度沿光纤共同传输. Islam 等^[10]发现,在低双折射光纤中,一个孤子脉冲的两个正交偏振分量间存在孤子俘获现象. Nishizawa 和 Goto^[11-12]发现,处于零色散波长附近的两个脉冲也存在俘获现象,即处于正常色散区的光脉冲被处于反常色散区的孤子脉冲俘获,并且被俘获的脉冲频谱蓝移后与孤子脉冲达到群速度匹配,后两者沿光纤共同传输.最近, Gorbach 和 Skryabin^[13]提出了另一种理论来解释短波长边持续蓝移的机理,由此说明短波长端被类似于“重力引力”的红移孤子所吸引,沿 PCF 共同传输. Hill 等^[14]进一步理论和实验验证了该解释的正确性.国内也有学者^[15-16]开展了孤子俘获和全光开

关的相关研究.

现有文献对脉冲俘获现象的研究中,多限于普通光纤或者低双折射且非线性效应较弱的 PCF.本课题组曾提出了一种高双折射 PCF 结构^[17],其特点是模式双折射可高达 10^{-2} 量级,高出普通双折射光纤至少一个数量级,且零色散波长可调,非线性效应很强.高的双折射保证了光在传输过程中偏振方向保持不变;强的非线性效应能够显著缩短用来实现全光开关的光纤长度,提高响应速率.同时,零色散波长可调的特点可用于设计不同波长的全光开关.基于以上原因,研究光脉冲在该高双折射 PCF 中的脉冲俘获现象,对于超高速全光开关技术研究,具有重要的意义.本文采用分步傅里叶算法,分析飞秒脉冲在该高双折射 PCF 中传输时的脉冲俘获现象,以及泵浦脉冲入射条件对脉冲俘获效果的影响机理.

1 数值分析的理论模型

假设泵浦脉冲和信号脉冲均沿该高双折射 PCF 的快轴入射,则在 PCF 中两脉冲的快变振幅包络 A_1 和 A_2 满足耦合非线性薛定谔方程组

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \sum_{n=2} \beta_{n1} \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} A_1 = i\gamma_1 [|A_1|^2 A_1 +$$

基金项目:瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金和西北工业大学基础研究基金(No. JC200950)资助

第一作者:张晓娟(1980—),女,博士研究生,主要研究方向为光子晶体光纤传输特性及应用. Email: zzzxdj_0913@mail.nwpu.edu.cn

导师(通讯作者):赵建林(1958—),男,教授,博导,主要研究方向为光信息技术及应用. Email: jlzhaol@nwpu.edu.cn

收稿日期:2011-03-04;修回日期:2011-05-14

$$\frac{2}{3} |A_2|^2 A_1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A_1|^2 A_1) - T_R A_1 \frac{\partial |A_1|^2}{\partial T} \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + d \frac{\partial A_2}{\partial T} + \sum_{n=1} \beta_{n2} \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} A_2 = i\gamma_2 [|A_2|^2 A_2 + \frac{2}{3} |A_1|^2 A_2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A_2|^2 A_2) - T_R A_2 \frac{\partial |A_2|^2}{\partial T}] \quad (2)$$

式中, z 为沿 PCF 轴线方向的传输距离, T 为以泵浦脉冲群速度 v_{g1} 运动的光脉冲在运动坐标系中的时间变量, d 为表征两脉冲间群速度失配程度的走离参量, β_{11} 和 β_{12} 分别为两正交偏振分量的一阶色散, β_{n1} 和 β_{n2} 为对应中心角频率 ω_0 时两正交偏振分量的第 n 阶色散系数, γ_1 和 γ_2 为非线性系数, T_R 为喇曼散射系数(此处取值为 5 fs). 式(1)和(2)中等号左边为传输和色散项;右边为非线性项,包括自相位调制、交叉相位调制、自陡及脉冲内喇曼散射效应.

上述非线性偏微分方程,仅仅在能用逆散射方法分析的某些特殊情况下才有可能解析求解,一般情况下只能采用数值方法求解. 本文采用分步傅里叶算法模拟分析高双折射 PCF 中光的非线性传输特性.

分析表明^[17],选择合适的结构参量可使该 PCF 的双折射很高,模场面积很小,非线性效应极强. 图 1 所示为采用频域有限差分法^[20]计算得到的色散曲线,其中两个零色散点分别位于 710 nm 和 1 515 nm. 其一阶色散系数 β_1 随波长的变化关系如图 2. 图中直虚线与实线有两个交点,对应波长的一阶色散系数相同,即群速度相同.

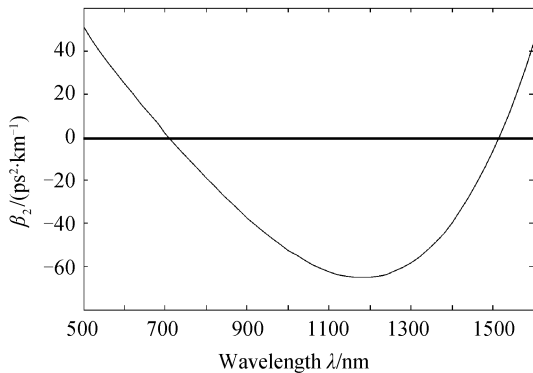


图 1 色散随波长的变化关系

Fig. 1 Relationship between the group velocity dispersion and the wavelength

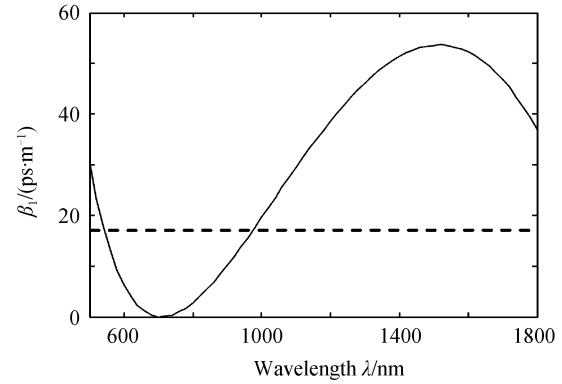


图 2 一阶色散系数随波长的变化

Fig. 2 Relative group delay β_1

设泵浦脉冲和信号脉冲的输入波形分别为

$$A_1(z=0, T) = \sqrt{P_1} \operatorname{sech}(T/T_1) \quad (3)$$

$$A_2(z=0, T) = \sqrt{P_2} \operatorname{sech}[(T-T_d)/T_2] \quad (4)$$

式中 $P_1 = A_{10}^2$ 和 $P_2 = A_{20}^2$ 分别表示输入泵浦脉冲和信号脉冲的峰值功率, T_1 和 T_2 分别表示泵浦脉冲和信号脉冲的半宽度, T_d 为泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟.

2 数值模拟结果

针对 710nm 零色散点,模拟分析了不同泵浦脉冲入射条件时的脉冲俘获情况. 所选泵浦脉冲中心波长 λ_1 为 720 nm,处于 PCF 的反常色散区,非线性系数 $\gamma_1 = 0.1806 (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$;信号脉冲中心波长 $\lambda_2 = 680 \text{ nm}$,处于 PCF 的正常色散区,非线性系数 $\gamma_2 = 0.191 (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$,峰值功率 $P_2 = 1 \text{ W}$,脉冲半宽度 $T_2 = 100 \text{ fs}$;传输距离为 0.5 m;各色散系数如表 1.

表 1 色散系数 $\beta_n (\text{fs}^n \cdot \text{nm}^{-1})$

Table 1 Dispersion coefficient $\beta_n (\text{fs}^n \cdot \text{nm}^{-1})$

Coefficients	$\lambda_1 = 720 \text{ nm}$	$\lambda_2 = 680 \text{ nm}$
β_2	-2.43×10^{-6}	6.4117×10^{-6}
β_3	5.963×10^{-7}	5.5174×10^{-7}
β_4	-2.8484×10^{-5}	-2.9238×10^{-5}
β_5	-6.4624×10^{-6}	4.7661×10^{-7}
β_6	-2.5417×10^{-5}	1.19543×10^{-4}
β_7	7.3291×10^{-8}	8.95153×10^{-8}
β_8	6.149×10^{-3}	-3.6554×10^{-3}
β_9	-6.744×10^{-2}	-5.2598×10^{-2}
β_{10}	-5.0783×10^{-2}	2.3×10^{-1}

2.1 群速度失配对俘获效果的影响

选择泵浦脉冲半宽度 $T_1 = 50 \text{ fs}$,泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟 $T_d = 100 \text{ fs}$,泵浦脉冲和信号脉冲群速度失配程度(这里用走离参量 d 表征)对俘获效果的影响如图 3.

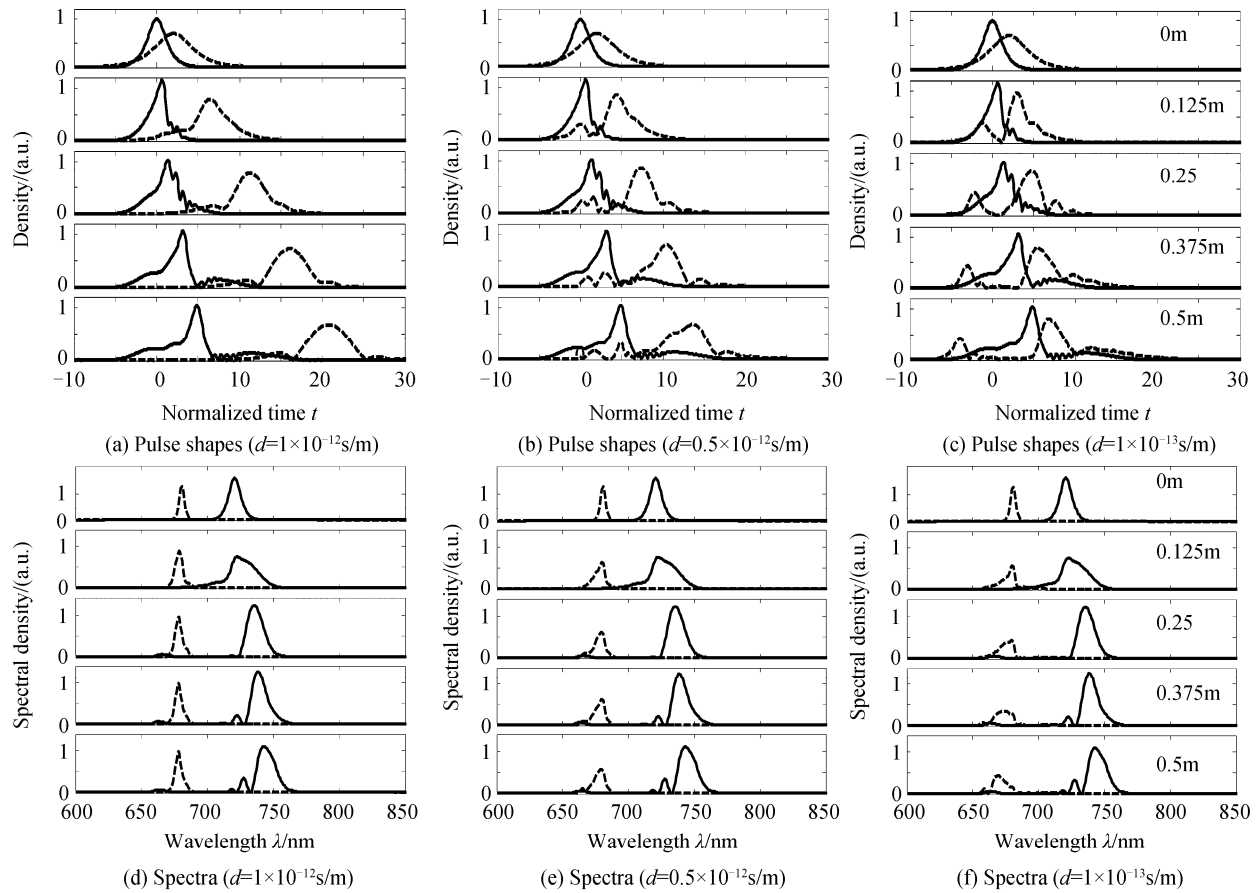


图3 走离参量不同时,泵浦脉冲和信号脉冲的时域及频域演化

Fig. 3 Evolution of pulse shapes and spectra for the pump pulse (solid line) and signal pulse (dashed line) with different d

由图3(a)和(d)可以看出,当走离参量 $d=1 \times 10^{-12}$ 时,初始泵浦脉冲先于信号脉冲耦合进光纤中,且泵浦脉冲的初始群速度大于信号脉冲,随后两者相互作用,泵浦脉冲红移,群速度减小,信号脉冲蓝移,群速度也减小.当传输 0.5 m 时,泵浦脉冲红移到 742.8 nm,信号脉冲蓝移到 678 nm.很明显,泵浦脉冲红移量比信号脉冲蓝移量要大,其群速度减小的自然就快.虽然如此,信号脉冲并没有赶上泵浦脉冲,且差距越来越大,这样两者的相互作用越来越弱,到最后达到稳定,各自传输,并未出现脉冲俘获.

由图3(b)和(e)可以看出,走离参量 d 减小到 0.5×10^{-12} s/m 时,在交叉相位调制的作用下,信号脉冲发生分裂,其中一部分和泵浦脉冲同步传输,剩下的随泵浦脉冲之后传输,泵浦脉冲红移到 742.8 nm,信号脉冲蓝移到 677.3 nm,群速度相同,沿光纤共同传输,实现脉冲俘获.

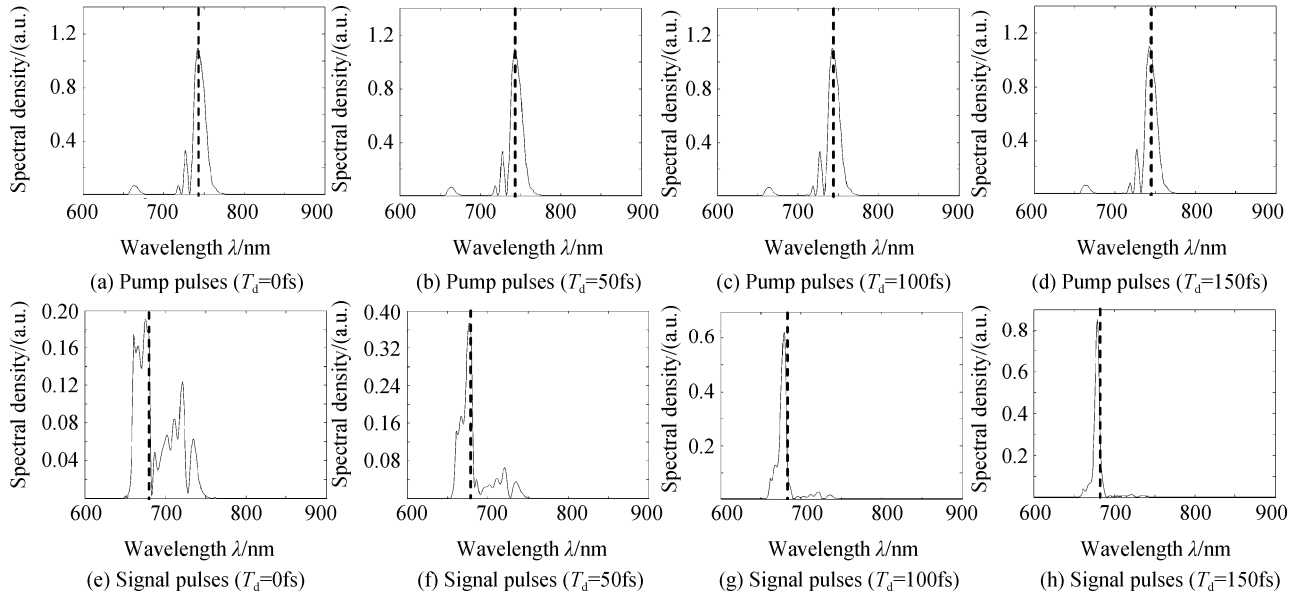
继续减小走离参量 $d=1 \times 10^{-13}$ s/m,如图3(c)和(f),由于两者群速度相差较小,因此相互作用明显,信号脉冲发生明显分裂,且蓝移加剧.信号

脉冲的前沿超过泵浦脉冲,独立传输,而后一部分,紧跟泵浦脉冲之后,在传输的过程中一直没有超过泵浦脉冲,实现了脉冲俘获.

模拟发现,取走离参量 $d > 10^{-12}$ s/m 时,泵浦脉冲在前,信号脉冲在后,泵浦脉冲和信号脉冲相互作用很弱,传输中迅速分开,不能实现脉冲俘获;而当走离参量 $d < 10^{-13}$ s/m 时,信号脉冲和泵浦脉冲的时域和频域演化规律与 $d=1 \times 10^{-13}$ s/m 时的情况几乎相同,可以实现脉冲俘获.因此,要想实现脉冲俘获,必须使 $d < 10^{-12}$ s/m.在本文中当泵浦脉冲和信号脉冲的中心波长选择分别为 720 nm 和 680 nm 时,计算得到 $d=3.15 \times 10^{-13}$ s/m,因此能够实现脉冲俘获.

2.2 时域中心延迟对俘获效果的影响

选择泵浦脉冲峰值功率 $P_1=100$ W,脉冲半宽度 $T_1=50$ fs,传输距离 $z=0.5$ m,得到泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟 T_d 不同时的输出频谱如图4.其中,(a)~(d)和(e)~(h)分别为泵浦脉冲和信号脉冲的频谱分布.由图2可知,图4中虚线对应的两个波长群速度相同.

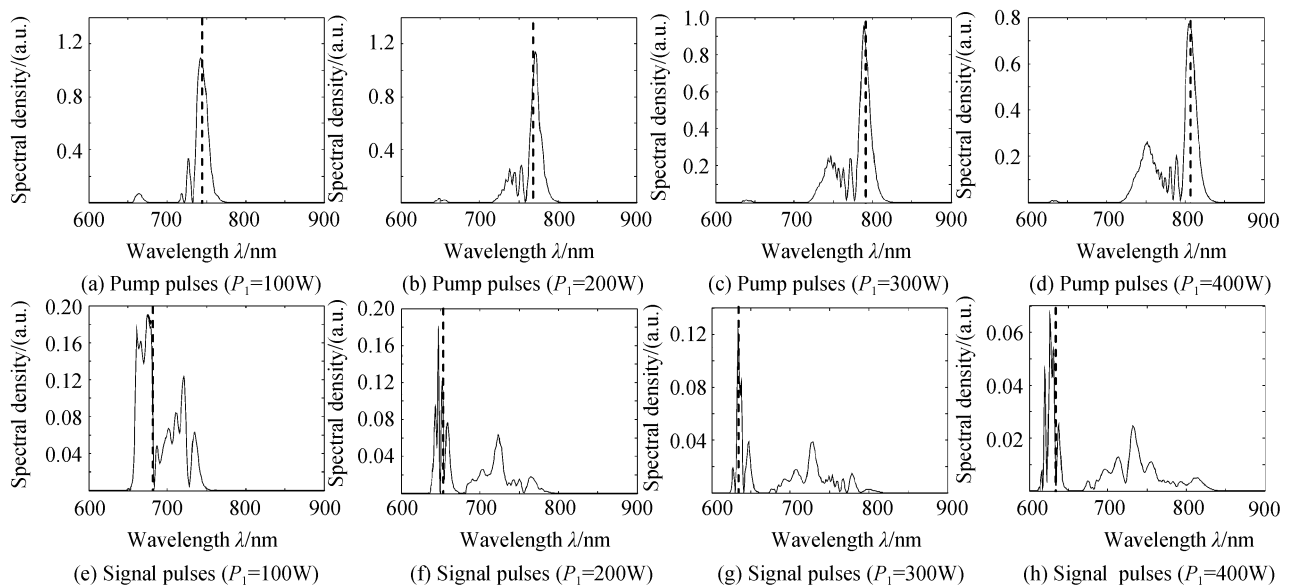
图 4 时域中心延迟 T_d 不同时泵浦脉冲和信号脉冲的输出频谱Fig. 4 Spectra of the pump and signal pulses as initial temporal separation T_d

模拟结果表明:传输距离为 0.5 m 时,即可实现脉冲俘获;时域中心延迟 T_d 越大,信号脉冲的输出频谱越窄,信号脉冲频谱蓝移量和泵浦脉冲频谱红移量适当减小;当 $T_d=0$ fs 时,泵浦脉冲中心波长发生红移,从 720 nm 频移到 744 nm,而信号脉冲发生蓝移,从 680 nm 移至 676.2 nm;当 T_d 增加到 150 fs 时,泵浦脉冲红移至 742.8 nm,信号脉冲蓝移至 677.3 nm. 出现以上结果的可能原因是:由于泵浦脉冲和信号脉冲发生非线性相互作用,导致泵浦脉冲的波长发生红移,群速度减小;同时,信号脉冲受到交叉相位调制作用,波长蓝移,因其波长位于正常色散区,其群速度也减小,最终两者群速度匹配,实现脉冲俘获;泵浦脉冲在前,信号脉冲在后,由

图 2 可知,输入的泵浦脉冲要比信号脉冲群速度大,所以,两个脉冲的时间延迟越长,相互作用的时间越短,作用距离越小;当两脉冲之间的时域中心延迟 T_d 较大时,两脉冲之间的相互作用较弱,导致信号脉冲光谱的蓝移量减小,频谱变窄,俘获效果变差.

2.3 泵浦脉冲峰值功率对俘获效果的影响

选择泵浦脉冲半宽度 $T_1=50$ fs,泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟 $T_d=0$,传输距离 $z=0.5$ m,得到泵浦脉冲峰值功率 P_1 不同的输出频谱如图 5. 同样,(a)~(d)和(e)~(h)分别为泵浦脉冲和信号脉冲的输出频谱,虚线对应的两个波长群速度相同.

图 5 泵浦脉冲峰值功率 P_1 不同时泵浦脉冲与信号脉冲的输出频谱Fig. 5 Spectra of the pump and signal pulses as the input peak power P_1 of the pump pulse

可以看出:随着泵浦脉冲峰值功率 P_1 的逐渐增大,泵浦脉冲红移和信号脉冲蓝移的现象越来越显著. $P_1=100$ W 时,泵浦脉冲中心波长从 720 nm 红移至 744 nm,信号脉冲中心波长从 680 nm 蓝移至 676.2 nm; $P_1=200$ W 时,泵浦脉冲和信号脉冲中心波长分别移至 774 nm 和 653 nm; $P_1=300$ W 时,泵浦脉冲和信号脉冲中心波长分别移至 792.5 nm 和 638 nm; $P_1=400$ W 时,其中心波长分别移至 805.2 nm 和 630 nm. 主要原因是:泵浦脉冲的峰值功率 P_1 增加时,非线性长度减小,非线性效应增强,泵浦脉冲波长红移量增加,被俘获的信号脉冲为满足群速度匹配条件,蓝移量也有所增加. 因

此,增加泵浦脉冲峰值功率 P_1 能够获得更大的频谱偏移量,这为在不同波长范围实现全光开关提供了条件.

2.4 泵浦脉冲半宽度对俘获效果的影响

选择泵浦脉冲的峰值功率 $P_1=100$ W,泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟 $T_d=0$,传输距离 $z=0.5$ m,脉冲半宽度 $T_1=50$ fs、100 fs、150 fs 及 200 fs 时,得到泵浦脉冲和信号脉冲的输出频谱分别如图 6(a)、(e), (b)、(f), (c)、(g), (d)、(h). 图中 (a)~(d) 和 (e)~(h) 分别为泵浦脉冲和信号脉冲的输出频谱.

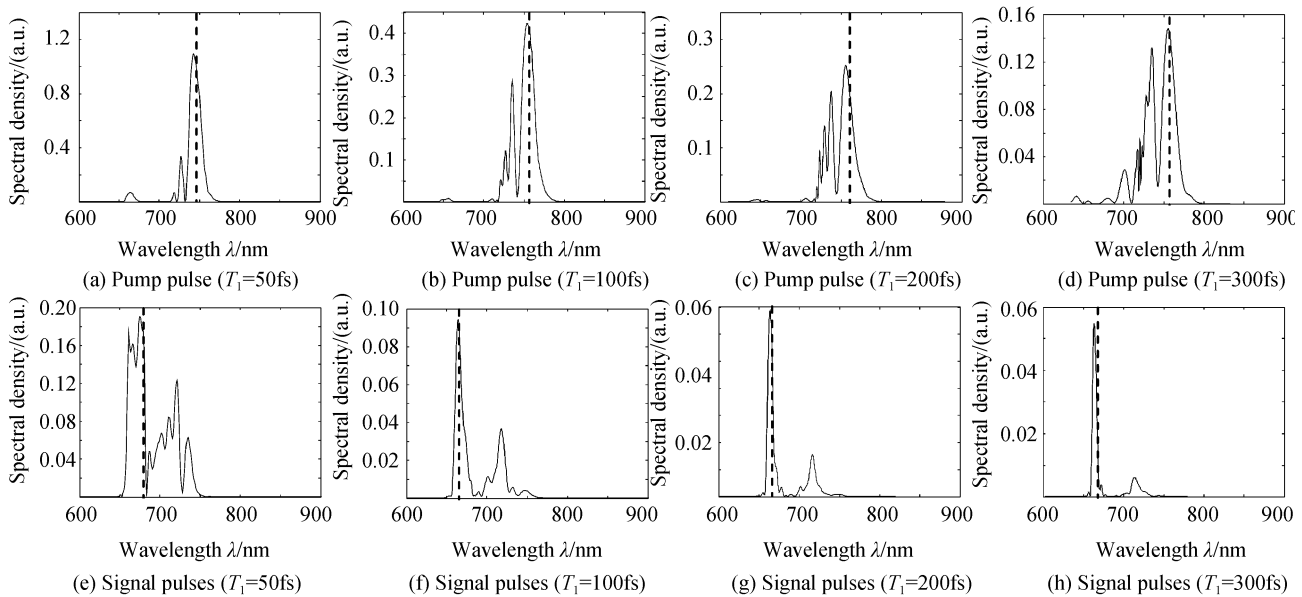


图 6 泵浦脉冲半宽度 T_1 不同时泵浦脉冲与信号脉冲的输出频谱

Fig. 6 Spectra of the pump and signal pulses as the full width T_1 at half maximum of pump pulse

可以看出:当 T_1 由 50 fs 依次增加到 100 fs、200 fs 及 300 fs 时,泵浦脉冲频谱分别从 720 nm 红移至 753.9 nm、755.7 nm 及 756.2 nm,与之对应的群速度相同的信号脉冲波长分别为 667.9 nm、666.5 nm 及 666 nm,即随着泵浦脉冲半宽度 T_1 的增加,泵浦脉冲红移和信号脉冲蓝移的现象有所增强,但不明显; T_1 增大,泵浦脉冲频谱越来越宽,信号脉冲输出频谱越来越窄,俘获效应越来越不明显. 主要原因是:在保持泵浦脉冲峰值功率不变的情况下,增大泵浦脉冲的初始脉冲半宽度 T_1 ,等同于增加泵浦脉冲的能量;而随着能量的增大,其非线性效应更加明显,对信号脉冲的交叉相位调制作用变大,从而泵浦脉冲和信号脉冲的频移量增大;泵浦脉冲半宽度 T_1 的大小直接影响到二阶色散长度的大小,脉冲半宽度 T_1 越大,二阶色散长度越大;相比较而言,非线性效应越强,在高阶非线性效应的共同作用下,泵浦脉冲的输出频谱越宽;信号脉冲参量不

变,在泵浦脉冲交叉相位调制的作用下,频谱越来越窄,俘获效果越来越差.

2.5 泵浦脉冲中心波长对俘获效果的影响

选择泵浦脉冲的峰值功率 $P_1=100$ W,脉冲半宽度 $T_1=50$ fs,传输距离 $z=0.5$ m,泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟 $T_d=0$,泵浦脉冲中心波长分别为 720 nm、750 nm 及 780 nm 时,得到泵浦脉冲和信号脉冲的输出频谱分别如图 7(a)、(d), (b)、(e), (c)、(f). 图中 (a)~(c) 和 (d)~(f) 分别为泵浦脉冲和信号脉冲的输出频谱.

可以看出:当泵浦脉冲中心波长由 720 nm 增大至 750 nm 及 780 nm 时,泵浦脉冲频谱分别从 720 nm、750 nm 及 780 nm 红移至 744 nm、762 nm 及 785 nm,与之对应的群速度相同的信号脉冲波长分别为 676.2 nm、661 nm 及 644 nm. 说明选择泵浦脉冲中心波长越大,泵浦脉冲红移量越小,信号脉冲蓝移量越大. 泵浦脉冲中心波长为 720 nm 时,其群

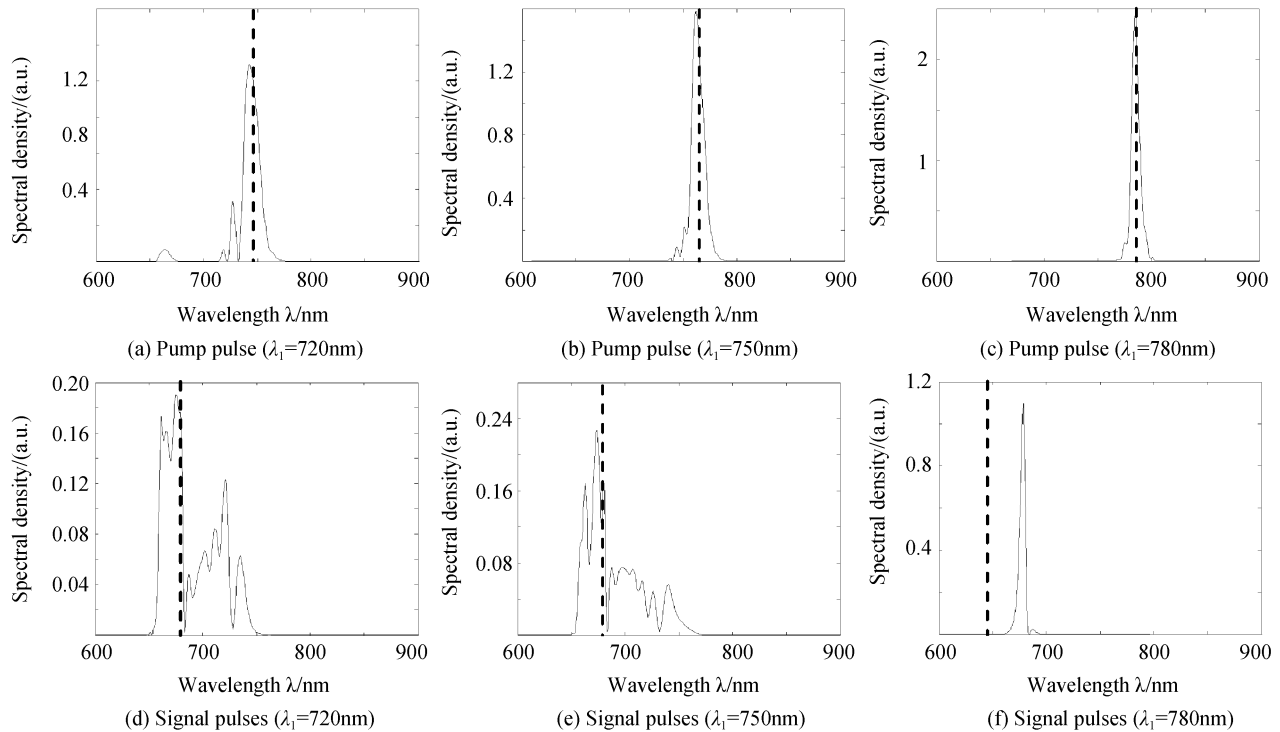


图7 泵浦脉冲中心波长 λ_1 不同时泵浦脉冲与信号脉冲的输出频谱

Fig. 7 Spectra of the pump and signal pulses as the launched wavelength λ_1 of pump pulse

速度比信号脉冲大,之后泵浦脉冲红移,群速度减小,信号脉冲蓝移,群速度也减小,但泵浦脉冲红移量比蓝移量大.因此,泵浦脉冲群速度减小得快,最终两者群速度相同,实现俘获.泵浦脉冲为750 nm时,其群速度比信号脉冲稍小,泵浦脉冲红移,信号脉冲蓝移,且蓝移量比泵浦脉冲红移量大,即信号脉冲群速度比泵浦脉冲减小得快,实现脉冲俘获;泵浦脉冲中心波长进一步增大到780 nm时,泵浦脉冲和信号脉冲群速度相差较大,不能实现脉冲俘获.因此,为了实现脉冲俘获,一般选择中心波长在零色散点附近,且其群速度相差较小的泵浦脉冲和信号脉冲.

3 结论

采用分步傅里叶算法数值模拟分析了所提出的一种新结构高双折射PCF中的脉冲俘获现象,讨论了泵浦脉冲入射条件对脉冲俘获效果的影响,并给出了可能的解释.结果表明:选择泵浦脉冲和信号脉冲的中心波长在零色散点附近,走离参量的数值小于 10^{-12} s/m,且分别处于PCF的反常和正常色散区,可以实现脉冲俘获;泵浦脉冲和信号脉冲的时域中心延迟 T_d 对信号脉冲频谱蓝移量和泵浦脉冲频谱红移量影响很小,但 T_d 越小,信号脉冲频谱越宽,越容易实现脉冲俘获;泵浦脉冲峰值功率 P_1 越大,泵浦脉冲红移和信号脉冲蓝移现象越显著,为实现不同波段的光开关提供了条件;泵浦脉冲半宽度

T_1 增加,泵浦脉冲频谱变宽,信号脉冲频谱变窄,俘获效果变差.

参考文献

- [1] ISLAM M N, SUNDERMAN E R, STOLEN R H, *et al.* Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirror [J]. *Optics Letters*, 1989, **14**(15): 811-813.
- [2] WANG B, BABY V, TONG W, *et al.* A novel fast optical switch based on two cascaded Terahertz Optical Asymmetric Demultiplexers (TOAD) [J]. *Optics Express*, 2002, **10**(1): 15-23.
- [3] TAJIMA K, NAKAMURA S, SUGIMOTO Y. Ultrafast polarization-discriminating Mach-Zehnder all-optical switch [J]. *Applied Physics Letters*, 1995, **67**(25): 3709-3711.
- [4] SHARPING J E, FIORENTINO M, KUMAR P, *et al.* All-optical switching based on cross-phase modulation in microstructure fiber[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2002, **14**(1): 77-79.
- [5] ANDREKSON P A, OLSSON N A, SOMPSON J R. 16Gbit/s all-optical demultiplexing using four-wave mixing [J]. *Electronics Letters*, 1991, **27**(11): 922-924.
- [6] NISHIZAWA N, UKAI Y, GOTO T. Ultrafast all optical switching using pulse trapping in birefringent fibers[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(20): 8128-8135.
- [7] LI S F, ZHU H, WEN S C, *et al.* Ultrafast all optical switching based on pulse trapping in photonic crystal fibers [C]. *SPIE*, 2005, **6019**: 60191N-1-7.
- [8] KNIGHT J C, BIRKS T A, RUSSELL P S J, *et al.* All silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Optics Letters*, 1996, **21**(19): 1547-1549.
- [9] ZHANG Xiao-juan, ZHAO Jian-lin, HOU Jian-ping. A novel photonic crystal fiber with high birefringence [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(8): 4668-4676.
张晓娟,赵建林,侯建平.一种新型高双折射光子晶体光纤[J]. *物理学报*, 2007, **56**(8): 4668-4676.
- [10] ISLAM M N, POOL E C D, GORDON J P. Soliton trapping

- in birefringent optical fibers[J]. *Optics Letters*, 1989, **14**(10): 1011-1013.
- [11] NISHIZAWA N, GOTO T. Characteristics of pulse trapping by use of ultrashort soliton pulses in optical fibers across the zero-dispersion wavelength[J]. *Optics Express*, 2002, **10**(21): 1151-1159.
- [12] NISHIZAWA N, GOTO T. Trapped pulse generation by femtosecond soliton pulse in birefringent optical fibers[J]. *Optics Express*, 2002, **10**(5): 256-261.
- [13] GORBACH A V, SKRYABIN D V. Light trapping in gravity-like potentials and expansion of supercontinuum spectra in photonic-crystal fibres[J]. *Nature Photonics*, 2007, **1**(11): 653-657.
- [14] HILL S C, KUKLEWICZ E, LEONHARDT U, *et al.* Evolution of light trapped by a soliton in a microstructured fiber[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(16): 13588-13607.
- [15] CHENG C F, WANG X F, FANG Z B, *et al.* Enhanced dispersive wave generation by using chirped pulses in a microstructured fiber[J]. *Optics Communications*, 2005, **244**(1-6): 219-225.
- [16] YAO M, WEN S C, ZHU H, *et al.* Pulse trapping characteristics for nonlinear propagation of two pulses in birefringent photonic crystal fibers[C]. *SPIE*, 2006, **6351**: 63513U-1-7.
- [17] ZHANG X J, ZHAO J L. High birefringence photonic crystal fiber with low loss and broad single-mode range[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2011, **637**(s1): s123-s126.

Analysis of Pulse Trapping Characteristic in Highly Birefringent Photonic Crystal Fiber

ZHANG Xiao-juan, ZHAO Jian-lin, FANG Liang

(*Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Science; The Key Laboratory of Space Applied Physics and Chemistry(Ministry of Education), Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

Abstract: A theoretical investigation of the pulse trapping in a highly birefringent photonic crystal fiber was presented. The strict coupled nonlinear Schrödinger equations were numerically solved using a split-step Fourier algorithm. Different incidence conditions were discussed when the two pulses were polarized along the same polarization axes. The pump pulse in abnormal dispersion regime trapped the signal pulse in the normal dispersion regime, and the signal pulse shifted to shorter wavelength with the pump pulse of the longer wavelength in order to keep the same group velocity. Different initial temporal separation between the pump pulse and the signal pulse led to different effects in the pulse trapping. As the input peak power of the pump pulse was increased, the red-shift of pump pulse was considerably enhanced with the simultaneous further blue-shift of the trapped pulse to satisfy the condition of group velocity matching. Pulse trapping was inconspicuous as the full width at half maximum of the pump pulse was increased. In order to realize pulse trapping, the wavelengths of the pump and signal pulses should be near the zero dispersion point and the discrepancy between two group velocities should be small.

Key words: Photonic crystal fiber; Highly birefringence; Pulse trapping; Dispersion