

# 光子晶体光纤超连续谱产生过程中色散波的 孤子俘获研究\*

王威彬 杨华<sup>†</sup> 唐平华 韩芳

(湖南大学信息科学与工程学院, 微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 长沙 410082)

(2013年4月20日收到; 2013年5月5日收到修改稿)

基于光子晶体光纤中脉冲演化遵循的非线性薛定谔方程, 用数值模拟的方法分别研究了飞秒脉冲在单零色散点和双零色散点光子晶体光纤中超连续谱的产生和色散波的孤子俘获现象. 结果表明: 与单零色散点光子晶体光纤相比, 双零色散点光子晶体光纤产生的超连续谱既包含了蓝移色散波, 又包含了红移色散波, 且当满足群速度匹配时, 孤子通过四波混频不仅能俘获蓝移色散波, 而且能俘获红移色散波, 从而产生新的俘获波频谱成分. 为了清楚地观察脉冲传输的时频特性, 通过模拟交叉相关频率分辨光学开关技术, 得到了孤子俘获色散波的演化过程.

**关键词:** 超连续谱, 色散波, 孤子俘获, 光子晶体光纤

**PACS:** 42.25.Bs, 42.65.-k, 42.65.Tg

**DOI:** 10.7498/aps.62.184202

## 1 引言

光子晶体光纤 (PCF) 由于其可控的色散特性和高非线性特性, 在研究超连续谱产生等方面相比传统光纤具有很大的优势, 为非线性光纤光学领域的研究注入了新的活力<sup>[1,2]</sup>. 在光子晶体光纤的反常色散区, 飞秒脉冲通常是以高阶孤子的形式传输的. 然而, 超短脉冲的传输容易受到高阶色散和拉曼散射的扰动, 从而导致高阶孤子的分裂<sup>[3-5]</sup>. 在高阶孤子分裂为基阶孤子的过程中, 孤子不断向外辐射能量, 在满足相位匹配的正常色散区产生色散波. 色散波的中心波长相对于孤子中心波长既可以是红移也可以是蓝移, 这种新的频谱成分的产生, 又被称为切连科夫辐射或非孤子辐射<sup>[6,7]</sup>. 色散波的产生能使频谱得到极大展宽, 是超连续谱产生的重要物理机制之一.

2006年Dudley等<sup>[3]</sup>对于色散波的产生特性进行了非常详细的研究, 并系统地介绍了PCF中超连续谱的产生. 然而, 关于色散波与孤子的相互作用也一直是研究的热点, 它有助于我们更深地理解超

连续谱的产生特性. 2002年, Nishizawa和Goto<sup>[8,9]</sup>在实验中发现了正常色散区的波包频谱蓝移, 这是最早在实验中发现的孤子俘获现象, 这种俘获机制还用在超快开关中. 2004年, Genty等<sup>[10]</sup>解释了产生的超连续谱最蓝端的频谱峰是由于孤子与色散波之间的交叉相位调制(XPM)效应, 并得出孤子与色散波之间的相互作用能使输出频谱往更短波方向扩展. 2005年, Skryabin和Yulin<sup>[11]</sup>从理论上解释了孤子和色散波之间的四波混频(FWM)是产生蓝移俘获波包的真正原因. 2007年, Gorbach和Skryabin<sup>[12-14]</sup>提出减速运动的孤子使得折射率局部发生变化, 产生一个作用于正常色散区色散波的力, 使俘获的色散波蓝移与孤子满足群速度匹配, 从而形成稳定的俘获波包. 随后, 人们开始逐渐研究不同光纤情形下的孤子俘获现象<sup>[15-18]</sup>. 然而, 以往的研究大部分都是在单个零色散波长(ZDW)情形下, 所以只能观察到孤子与蓝移色散波之间的俘获效应<sup>[19-27]</sup>. 而双零色散光晶体的出现为我们观察红移色散波提供了可能, 孤子可以向两个正常色散区分别辐射出相位匹配的蓝移色散波(B-DW)和红移色散波(R-DW)<sup>[28,29]</sup>. 尽管关于双零色散光

\* 国家自然科学基金(批准号: 61275137)和教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-12-0166)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: huayang@hnu.edu.cn

子晶体中超连续谱的产生已有很多研究,但是很少有关于 R-DW 的孤子俘获的报道<sup>[30-37]</sup>.关于在双零色散光子晶体光纤中不同间隔的零色散波长对色散波的孤子俘获的影响我们已进行了相关的研究<sup>[38]</sup>.本文主要通过数值模拟分别研究了飞秒脉冲在单零色散点和双零色散点光子晶体光纤中超连续谱的产生,并通过模拟频率分辨光学开关技术(X-FROG)分析和对比了在两种不同情形下色散波的孤子俘获现象及特点,对优化和改进超连续谱具有非常重要的意义,使得我们对超连续谱的产生有更深入的理解.

## 2 数值模型

为了研究飞秒脉冲在 PCF 中的传输,我们数值求解了广义非线性薛定谔方程,其表达式如下:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A(z, T)}{\partial z} \\ &= \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1} \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial T^k} + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \\ & \times \left[ A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right], \quad (1) \end{aligned}$$

式中  $A(z, T)$  为脉冲包络振幅,  $T$  是以群速度为参考系的时间参量,  $z$  为沿光纤方向的传输距离,  $\beta_k$  为模传输常数沿光脉冲的中心频率  $\omega_0$  处进行泰勒展开的  $k$  阶色散系数,非线性系数  $\gamma = 410 \text{ W}\cdot\text{km}^{-1}$ .  $R(T) = (1 - f_R)\delta(T) + f_R h_R(T)$  为非线性响应函数,式中  $f_R$  表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献,在石英材料的光纤中,通常取  $f_R = 0.18$ ,  $\delta(t)$  表示电学的瞬时响应,  $h_R(t)$  为拉曼响应函数,表达式可写为

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (2)$$

在石英光纤中,时间参数  $\tau_1$  和  $\tau_2$  通常分别为 12.2 fs 和 32 fs. 在双零色散光子晶体光纤中由于色散效应较强,我们考虑到了 12 阶色散,  $\beta_2 = -8.375 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\beta_3 = 3.9923 \times 10^{-2} \text{ ps}^3/\text{km}$ ,  $\beta_4 = 7.82 \times 10^{-5} \text{ ps}^4/\text{km}$ ,  $\beta_5 = -3.7891 \times 10^{-7} \text{ ps}^5/\text{km}$ ,  $\beta_6 = 1.4092 \times 10^{-9} \text{ ps}^6/\text{km}$ ,  $\beta_7 = -5.0747 \times 10^{-12} \text{ ps}^7/\text{km}$ ,  $\beta_8 = 2.1299 \times 10^{-14} \text{ ps}^8/\text{km}$ ,  $\beta_9 = -1.0951 \times 10^{-16} \text{ ps}^9/\text{km}$ ,  $\beta_{10} = 5.9219 \times 10^{-19} \text{ ps}^{10}/\text{km}$ ,  $\beta_{11} = -2.7116 \times 10^{-21} \text{ ps}^{11}/\text{km}$ ,  $\beta_{12} = 5.7033 \times 10^{-24} \text{ ps}^{12}/\text{km}$ . 在数值求解广义非线性薛定谔方程时,目前有许多较优秀的快速数值算法比如, Sinkin 等<sup>[39]</sup>提出的自适应步长

算法,能够减少傅里叶变化次数,提高运算速度;另外, Liu 等<sup>[40,41]</sup>提出的预言-校对法能够在相同精度条件下有效地提高数值计算速度.本文利用了改进的分步傅里叶方法在求解非线性项时直接采用积分处理,而不采取任何数学近似,数值计算时又将积分变成卷积利用傅里叶变化求解,从而方便而又精确地完成了非线性项的计算,保证了计算模型的精确度.数值模拟过程中,入射脉冲采用了无啁啾双曲正割脉冲  $A(0, T) = \sqrt{P_0} \text{sech}(T/T_0)$ , 初始脉宽为  $T_0 = 50 \text{ fs}$ , 孤子阶数  $N = T_0 \sqrt{\gamma P_0 / |\beta_2|}$ , 并忽略了光纤的损耗.为了更清楚地观察脉冲的演化,我们模拟了 X-FROG 技术来研究脉冲演化的时频特性, X-FROG 技术是通过非线性晶体中的和频过程来实现参考脉冲和输出脉冲的互相关,并记录所得到的频谱.从数学的角度来说,可以通过窗口傅里叶变换来实现参考脉冲和输出脉冲的互相关,从而得到脉冲演化的时频图<sup>[11,24,30,42]</sup>.具体数学形式可由下式给出:

$$S(t, \omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt' A_{\text{ref}}(t' - t) A(t') e^{-i\omega t'} \right|^2, \quad (3)$$

其中  $A_{\text{ref}}$  为被延迟一个可调谐参量  $t$  的参考脉冲的振幅,  $A$  为输出脉冲振幅.本文采用输入脉冲本身作为参考脉冲文中所有时频图都进行归一化,以 10 为底的对数表示.

## 3 数值结果与讨论

基于广义非线性薛定谔方程,我们分别研究了在单零色散点和双零色散点光子晶体光纤情形下色散波的孤子俘获现象.图 1 分别描述了两种不同光纤的色散曲线和群时延曲线.

### 3.1 单零色散点光子晶体光纤中的孤子俘获现象

首先模拟了单零色散点光子晶体光纤下的孤子俘获现象,所模拟的单零色散光子晶体光纤的零色散波长为 780 nm, 输入脉冲波长为 835 nm, 位于反常色散区.图 2 为  $N = 5$  时输入脉冲沿光纤长度频域和时域的演化.如图 2(b) 所示,在  $z = 5 \text{ cm}$  之前频谱演化主要呈现为由自相位调制导致的对称的频谱展宽.随后,由于受到高阶色散和拉曼散射的影响导致孤子的分裂,形成一个基阶拉曼孤子,同时在正常色散区辐射出 B-DW.在时域上, B-DW

位于孤子的后沿, 由于处在正常色散区, 色散波展现为一个很宽的低振幅时域基座. 产生的拉曼孤子由于受到拉曼感应频移 (RIFS) 的影响, 而逐渐红移远离零色散波长, 同时群速度也逐渐减少, 因此, 随着孤子的不断红移, 当在时域上与色散波发生交叠时, 通过孤子与色散波之间的四波混频从而产生新的频谱成分. 为了清楚地观察到俘获波, 图 3 是模拟 X-FROG 技术得到的在单零色散点光子晶体光

纤中输出信号的时频图, 与光纤的群时延曲线一致, 输出信号频谱呈现出抛物线分布的群速度延迟特性, 从中可以同时观察到输出信号的时域和频域特性. 另外, 从时频图中可以清楚地看到位于频谱最蓝端的俘获波包, 因此, 产生的俘获波频谱成分有助于超连续谱往短波长方向扩展, 这与文献 [27] 中的现象类似.

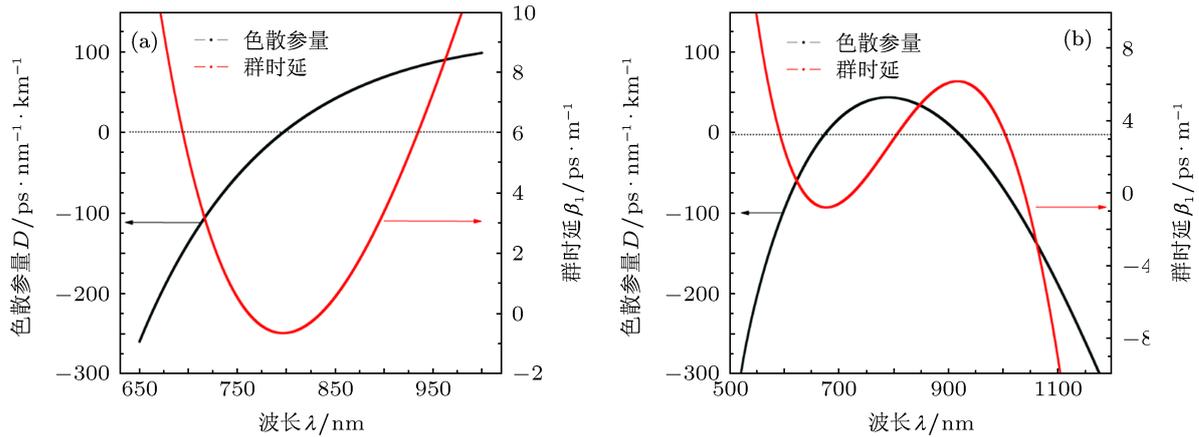


图 1 单零色散点光子晶体光纤 (a) 和双零色散点光子晶体光纤 (b) 的色散与群时延曲线

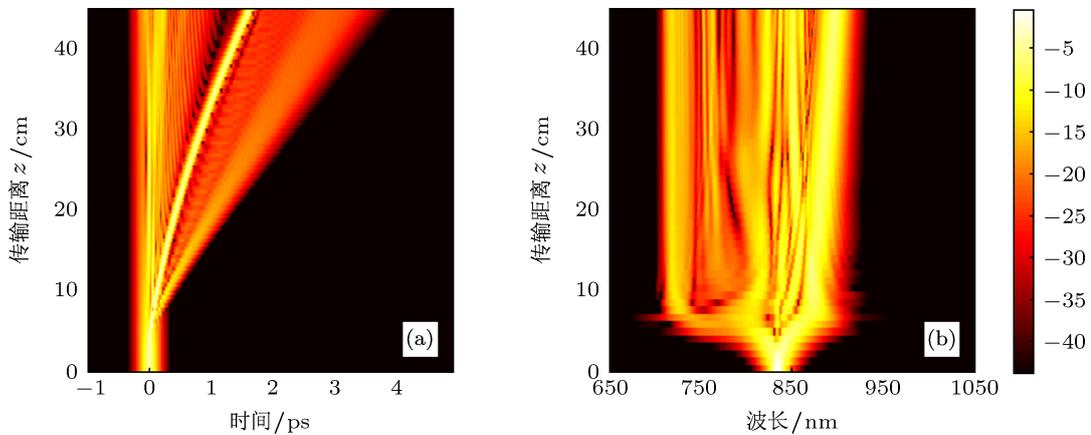


图 2 单零色散点光子晶体光纤情形下输入脉冲时域强度 (a) 和频谱强度 (b) 随传输距离  $z$  的演化

### 3.2 双零色散点光子晶体光纤中的孤子俘获现象

本文模拟的双零色散点光子晶体光纤的两个零色散波长分别为 650 nm 和 930 nm, 输入脉冲波长为 725 nm, 同样位于光纤的反常色散区. 图 4 为  $N = 5$  时, 输入脉冲沿光纤长度频域和时域的演化. 由于在双零色散光子晶体光纤低零色散波长附近色散斜率为正, 而在高零色散波长附近色散斜率为负, 因此, 由相位匹配条件可得孤子在低零色散波

长附近辐射出 B-DW, 而当孤子红移至高零色散波长附近时则辐射出 R-DW<sup>[10,31]</sup>. 如图 4(b) 所示, 在输出频谱短波长 500 nm 处产生了 B-DW, 而在长波长处 1100 nm 处产生了 R-DW. 另外, 我们还发现了稳定的孤子自频移现象, 即孤子在高零色散波长附近拉曼感应频移趋于饱和, 这是由于随着孤子的红移而不断接近高零色散波长, 产生的红移色散波不断放大, 由此导致的频谱反弹效应与孤子的拉曼感应频移达到平衡所致<sup>[34,35]</sup>. 在时域上, 如图 4(a) 所示, 产生的 R-DW 和 B-DW 分别位于孤子的前沿和

后沿, 由于处在正常色散区, 它们在时域上都显示为一个较宽的低振幅基座. 图 5 为双零色散光子晶体光纤情形下输出脉冲的时频图, 频谱成分呈现出“Z”形分布的群速度延迟特性, 从中可以清楚地看到输入脉冲分裂而产生的基阶孤子和色散波. 如图 5 所示, 可以很明显地观察到两个拉曼孤子, 并且最先分离出来的孤子相比第二个孤子具有更大的强度、更宽的频谱宽度、更大的拉曼感应频移. 值得注意的是, 尽管最先分离出的孤子未能俘获位于其前沿的 R-DW 而只能俘获位于其后沿的 B-DW, 但传输在第一个孤子前沿的第二个孤子却能俘获由第一个孤子产生的 R-DW, 产生的俘获波包位于孤子和红移色散波之间, 相应的频谱成分如图 4(b)

中白色长方形所示, 这样通过它们的四波混频而产生的新的频谱成分能有效弥补孤子与色散波之间的频谱间隙, 有助于超连续谱的平坦性. 由于四波混频在超连续谱产生过程中起着非常重要的作用 [43,44], 并且根据光子晶体光纤的可控色散特性, 可以设计出多个零色散点的光子晶体光纤、甚至近零色散平坦光子晶体光纤. 因此, 从本文的数值模拟结果可知, 有效地利用超连续谱产生过程中孤子与色散波之间的四波混频, 能为今后研究如何在多个零色散点以及近零色散平坦光子晶体光纤中获得宽而平坦的超连续谱提供一定的参考和指导.

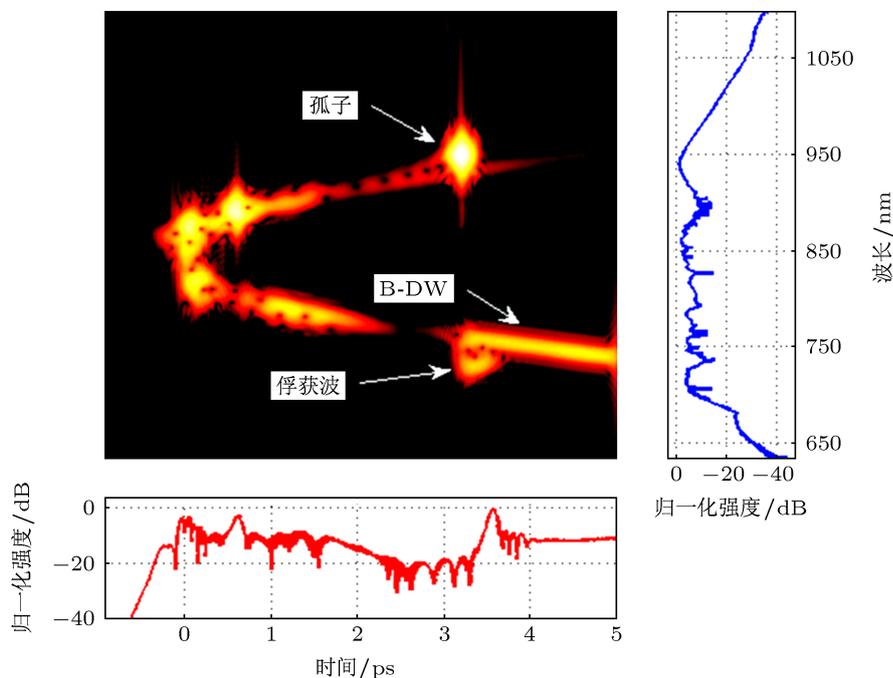


图 3 单零色散点光子晶体光纤中输出信号的时频图

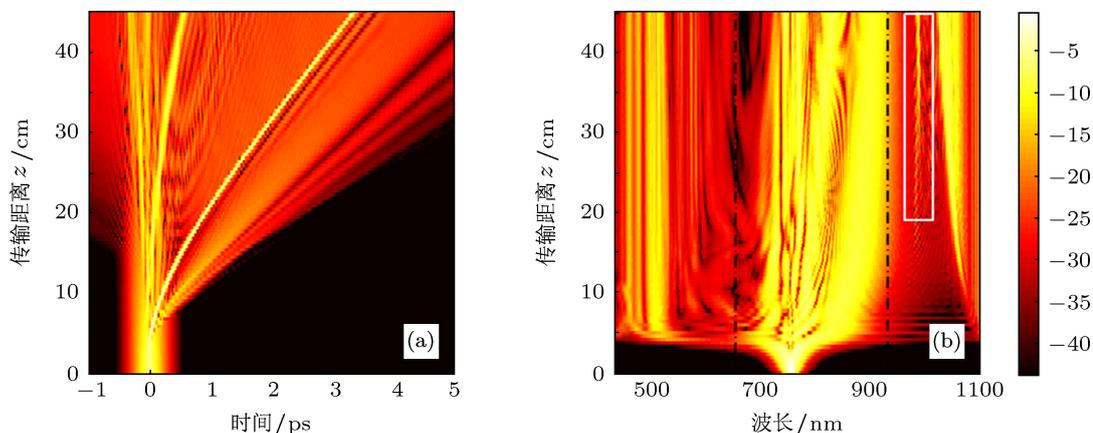


图 4 双零色散点情形下输入脉冲时域强度 (a) 和频谱强度 (b) 随传输距离  $z$  的演化

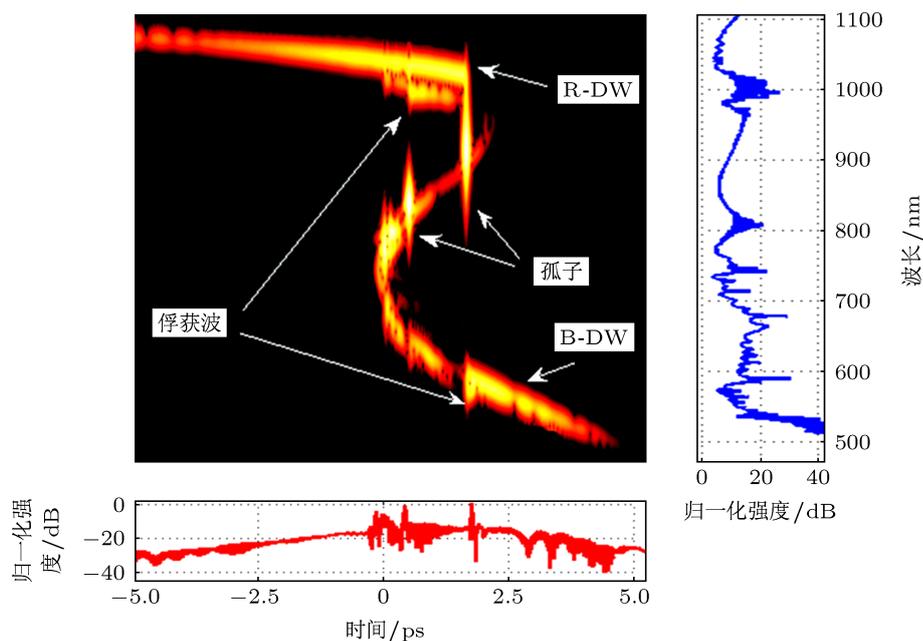


图5 双零色散点光子晶体光纤情形下输出信号的时频图

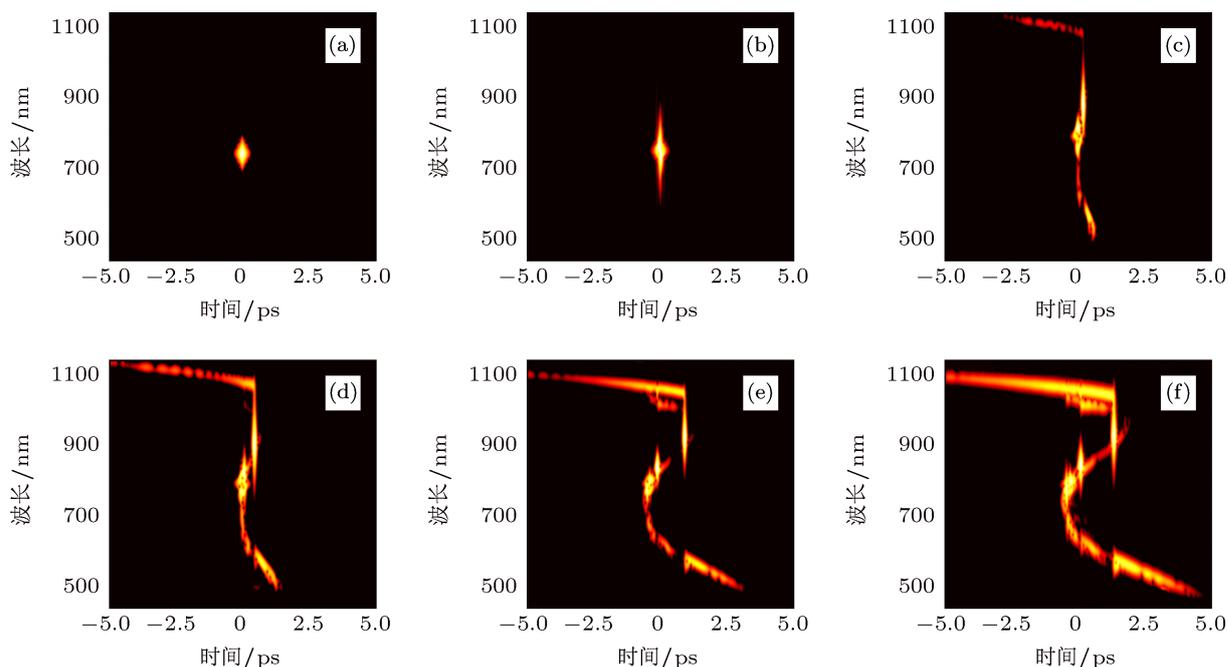


图6 双零色散点光子晶体光纤情形下不同传输距离时的时频图 (a)  $z = 0$  cm; (b)  $z = 3$  cm; (c)  $z = 10$  cm; (d)  $z = 25$  cm; (e)  $z = 35$  cm; (f)  $z = 45$  cm

为了观察双零色散点光子晶体光纤中孤子俘获色散波的整个过程,如图6所示,我们选取了六个不同的传输距离  $z$  所对应的时频图,来记录孤子俘获色散波的整个过程. 在脉冲传输的初始阶段(0—3 cm),脉冲主要由自相位调制导致的对称的频谱展宽,如图6(b)所示. 随着传输距离的增加,自相

位调制导致的频谱展宽过程结束,最先分离出来的孤子由于受到高阶色散和拉曼散射的影响,开始红移并在短波长处辐射出 B-DW,由于输入波长起始靠近低零色散波长,产生 R-DW 的相位匹配条件失配较大,因此,与 B-DW 相比, R-DW 的强度非常弱,如图6(c)所示. 随着最先分离出来的孤子的进一步

红移而逐渐靠近高零色散波长 (10—35 cm), R-DW 的强度也逐渐放大, 并且由于在反常色散区孤子的红移将导致其群速度的减少, 当孤子脉冲的后沿与 B-DW 的前沿相遇时, 孤子开始俘获 B-DW. 当最先分离出来的孤子红移至高零色散点附近时, 由于频谱反弹效应而使拉曼感应频移趋于饱和, 但随后分离出来的第二个孤子位于第一个孤子的前沿, 却能有效地与第一个孤子产生的 R-DW 在时域上交叠, 从而产生新的俘获波包.

为了观察输入脉冲功率对孤子俘获的影响, 图 7 为固定光纤传输长度和输入脉冲宽度, 增加输入脉冲功率使得孤子阶数  $N = 7$ , 来观察色散波的孤子俘获现象. 可以看出增加输入功率, 使得在给定的光纤长度下, 分离出来的孤子数增加, 并且色散波的孤子俘获现象更加明显, 从图 7 可以看出, 第二个分离出来的孤子对 B-DW 和 R-DW 都有较明显的俘获现象, 第三个分离出来的孤子对 R-DW 也有较明显的俘获现象. 因此, 适当增加输入功率能使得孤子俘获现象越明显.

## 4 结论

基于广义非线性薛定谔方程, 利用分步傅里叶算法分别数值模拟了飞秒脉冲在单零色散点和双零色散点光子晶体光纤中色散波的孤子俘获现象. 为了观察孤子俘获的整个过程, 用窗口傅里叶变化模拟 X-FROG 技术得到了不同传输距离时输出信号的时频图. 数值结果表明: 与单零色散点光子晶体光纤相比, 双零色散点光子晶体光纤产生的超连续谱既包含了蓝移色散波, 又包含了红移色散波, 且当孤子与色散波在时域上出现交叠时, 孤子通过四波混频不仅能俘获蓝移色散波, 而且能俘获红移色散波, 从而产生新的俘获波频谱成分. 在给定光纤长度的条件下, 增加输入功率使得分离出来的孤子数增加, 孤子俘获现象更加明显. 因此, 在合理设计光纤色散的条件下, 双零色散点光子晶体光纤中的色散波的孤子俘获效应有利于获得宽而平坦的超连续谱输出, 这样有助于我们更深地认识超连续谱的产生过程, 以及为优化和设计光子晶体光纤结构来控制超连续谱的产生提供一定的指导作用.

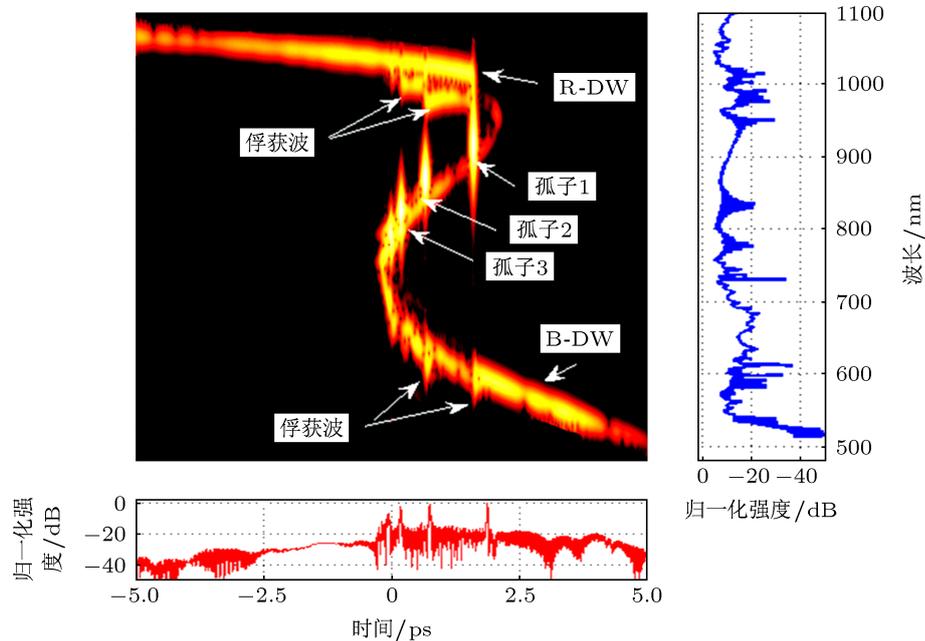


图 7 双零色散点光子晶体光纤中增加输入功率使  $N = 7$  的输出信号的时频图

[1] Russell P J 2003 *Science* **299** 358  
 [2] Knight J C 2003 *Nature* **424** 847  
 [3] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135  
 [4] Husakou A V, Herrmann J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 203901  
 [5] Cheng C F, Wang X F, Lu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1826 (in Chinese)  
 [成纯福, 王晓方, 鲁波 2004 物理学报 **53** 1826]

- [6] Chang G Q, Chen L J, Kärtne F X 2010 *Opt. Lett.* **35** 2361
- [7] Liu W H, Song X Z, Wang Y S, Liu H J, Zhao W, Liu X M, Peng Q J, Xu Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 917 (in Chinese) [刘卫华, 宋啸中, 王屹山, 刘红军, 赵卫, 刘雪明, 彭钦军, 许祖彦 2008 物理学报 **57** 917]
- [8] Nishizawa N, Goto T 2002 *Opt. Lett.* **27** 152
- [9] Nishizawa N, Goto T 2003 *Opt. Express*. **11** 359
- [10] Genty G, Lehtonen M, Ludvigsen H 2004 *Opt. Express* **12** 4614
- [11] Skryabin D V, Yulin A V 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016619
- [12] Gorbach A V, Skryabin D V 2007 *Nat. Photon.* **1** 653
- [13] Gorbach A V, Skryabin D V 2007 *Opt. Express* **15** 14560
- [14] Gorbach A V, Skryabin D V 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053803
- [15] Travers J C, Taylor J R 2009 *Opt. Lett.* **34** 115
- [16] Kudlinski A, Bouwmans G, Douay M, Taki M, Mussot A 2009 *J. Lightwave Technol.* **27** 1556
- [17] Hill S, Kuklewicz C E, Leonhardt U, König F 2009 *Opt. Express* **17** 13588
- [18] Judge A C, Bang O, Sterke C 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 2195
- [19] Skryabin D V, Gorbach A V 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1287
- [20] Driben R, Mitschke F, Zhavoronkov N 2010 *Opt. Express* **18** 25993
- [21] Travers J C 2010 *J. Opt.* **12** 113001
- [22] Tartara L, Cristiani I, Degiorgio V 2003 *Appl. Phys. B* **77** 307
- [23] Austin D R, Sterke C, Eggleton B, Brown T G 2006 *Opt. Express* **14** 11997
- [24] Travers J C, Rulkov A B, Cumberland B A, Popov S V, Taylor J R 2008 *Opt. Express* **16** 14435
- [25] Travers J C 2009 *Opt. Express* **17** 1502
- [26] Liu C, Rees E J, Laurila T, Jian S, Kaminski C F 2012 *Opt. Express* **20** 6315
- [27] Li J F, Zhou G Y, Hou L T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124203 (in Chinese) [李建锋, 周桂耀, 侯蓝田 2012 物理学报 **61** 124203]
- [28] Fang L, Zhao J L, Gan X T, Li P, Zhang X J 2010 *Acta Photon. Sin.* **39** 1921 (in Chinese) [方亮, 赵建林, 甘雪涛, 李鹏, 赵晓娟 2010 光子学报 **39** 1921]
- [29] Zhao X T, Zheng Y, Han Y, Zhou G Y, Hou Z Y, Shen J P, Wang C, Hou L T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 064215 (in Chinese) [赵兴涛, 郑义, 韩颖, 周桂耀, 侯峙云, 沈建平, 王春, 侯蓝田 2013 物理学报 **62** 064215]
- [30] Hilligsøe K M, Andersen T V, Paulsen H N, Nielsen C K, Mølmer K, Keiding S, Kristiansen R, Hansen K P, Larsen J J 2004 *Opt. Express* **12** 1045
- [31] Frosz M H, Falk P, Bang O 2005 *Opt. Express* **13** 6181
- [32] Genty G, Lehtonen M, Ludvigsen H, Kaivola M 2004 *Opt. Express* **12** 3471
- [33] Mussot A, Beaugeois M, Bouazaoui M, Sylvestre T 2007 *Opt. Express* **15** 11553
- [34] Skryabin D V, Luan F, Knight J C, Russell P St J 2003 *Science* **301** 1705
- [35] Biancalana F, Skryabin D V, Yulin A V 2004 *Phys. Rev. E* **70** 016615
- [36] Andersen T V, Hilligsøe K M, Nielsen C K, Thøgersen J, Hansen K P, Keiding S R, Larsen J J 2004 *Opt. Express* **12** 4113
- [37] Falk P, Frosz M, Bang O 2005 *Opt. Express* **13** 7535
- [38] Wang W B, Yang H, Tang P H, Zhao C J, Gao J 2013 *Opt. Express* **21** 11215
- [39] Sinkin O V, Holzlöhner R, Zweck J, Menyuk C R 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 61
- [40] Liu X M, Lee B 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 1549
- [41] Lu H, Liu X M, Gong Y K, Hu X H, Li X H 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 904
- [42] Dudley J, Gu X, Xu L, Kimmel M, Zeek E, O'Shea P, Trebino R, Coen S, Windeler R 2002 *Opt. Express* **10** 1215
- [43] Liu X M, Zhou X Q, Lu C 2005 *Phys. Rev. A* **72** 013811
- [44] Liu X M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 043818

# Soliton trapping of dispersive waves during supercontinuum generation in photonic crystal fiber\*

Wang Wei-Bin Yang Hua<sup>†</sup> Tang Ping-Hua Han Fang

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education, College of Information Science and Engineering,  
Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 20 April 2013; revised manuscript received 5 May 2013)

## Abstract

Using the generalized nonlinear Schrödinger equation, we present a numerical study of trapping of dispersive waves by solitons during femtosecond pumped supercontinuum generation in photonic crystal fiber with single or double zero dispersive wavelength. Numerical simulation results show that the generated supercontinuum in photonic crystal fiber with two zero dispersive wavelengths includes both blue-shifted dispersive wave (B-DW) and red-shifted dispersive wave (R-DW) while the generated supercontinuum in photonic crystal fiber with single zero dispersive wavelength has only blue-shifted dispersive wave. We find a novel phenomenon that not only B-DW but also R-DW can be trapped by solitons via four-wave mixing when the group-velocity matching between the soliton and the dispersive wave is satisfied, thus leading to the generation of new spectral components. In order to clearly display the evolution of soliton trapping of dispersive waves, the spectrogram of output pulses is observed using cross-correlation frequency-resolved optical gating technique.

**Keywords:** supercontinuum, dispersive waves, soliton trapping, photonic crystal fiber

**PACS:** 42.25.Bs, 42.65.-k, 42.65.Tg

**DOI:** 10.7498/aps.62.184202

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275137), and the New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-12-0166).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: huayang@hnu.edu.cn