

光子晶体光纤中非线性自陡峭对高阶孤子传输的影响

董琳琳, 杨性愉

(内蒙古大学物理系, 内蒙古 呼和浩特 010021)

摘 要:采用对称分步傅里叶法数值模拟了高阶孤子在自陡峭效应的影响下, 脉冲传输特性及脉冲和频谱展宽情况。另外, 讨论了存在自陡峭的情况下, 初始正啁啾在反常色散区, 导致脉冲初始窄化, 然后脉冲将有较强的展宽。初始负啁啾加强脉冲展宽。

关键词:光子晶体光纤; 自陡峭; 高阶孤子; 初始啁啾

中图分类号: TN929.11; O437

文献标识码: A

Nonlinear Self-steepening Impact on High-order Soliton Transmission in Photonic Crystal Fiber

DONG Lin-lin, YANG Xing-yu

(Inner Mongolia University Physics Department, Hohhot 010021, China)

Abstract: This paper using the symmetrical split-step Fourier' method simulates the pulse of high-order solitons transmission characteristic in self-steepening effect and broadening of pulse and spectrum situation. Otherwise, discussed under the existence of self-steepening circumstances, initial positive chirped in the anomalous dispersion section, lead pulse initial narrowing, then there will be strong pulse broadening. The initial negative chirped strengthen pulse broadening.

Key words: photonic crystal fiber; self-steepening; high-order solitons; initial chirped

1 引言

光子晶体光纤(PCF), 又叫作多孔光纤(HF)、微结构光纤(MF), 是一种由单一材料构成的新型光纤。近几年来, 随着光纤通信技术的发展, 光子晶体光纤由于其结构特性为克服传统光纤发展中的一些技术障碍提供了可能解决的途径。光子晶体光纤和传统光纤相比有许多“奇异”的特性, 例如: 无休止的单模传输特性、色散特性、强非线性特性, 有效地扩展了光子晶体光纤的应用领域。

光孤子是一种特殊形式的脉冲, 是一种在传输过程中形状、幅度和速度都维持不变的脉冲。在光纤的反常色散区, 由于色散和非线性效应的相互作用, 可产生光孤子效应。光子晶体光纤的零色散点能够移到光纤不能达到的可见光区, 因而极大地扩展了能够产生孤子效应的波段, 所以光子晶体光纤中的高阶孤子传输特性的研究就变得很有意义。同

时, 由于光子晶体光纤的强非线性作用, 所以光子晶体光纤的自相位调制(SPM)、拉曼散射(SRS)、自陡峭(SS)对光脉冲传输的影响很大。

在光子晶体光纤中超连续谱的产生、色散特性、孤子拉曼频移等方面已经取得了很大的进展, 但对于非线性自陡峭效应的影响, 还有许多值得深入的讨论。为了进一步研究光子晶体光纤的特性, 本文采用对称分步傅里叶法, 数值模拟自陡峭对光子晶体光纤中高阶孤子传输特性的影响。首先考虑反常色散区, 自陡的影响, 然后综合考虑在正负初始啁啾的影响下, 得到一些新的有意义结论, 这对进一步理解光子晶体光纤具有重要的指导意义。

基金项目:国家自然科学基金项目(No. 60468001)资助。

作者简介:董琳琳(1981-), 女, 在读研究生, 研究方向为光子学。E-mail: joeydonglinlin@163.com

收稿日期: 2007-10-21

2 理论模型与数值解法

光子晶体光纤与普通光纤最大的区别之一是光子晶体光纤具有较强的非线性,其非线性系数 γ 可达到 $50(\text{W/km})^{-1}$,而普通光纤的非线性系数典型值为 $2(\text{W/km})^{-1}$ 。可见光子晶体光纤的非线性影响不容忽视。对于窄于 5ps,但又包含多个光学周期的足够宽的脉冲(脉宽远大于 10fs),飞秒的无损耗的非线性薛定谔方程可近似为如下形式:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = -\frac{i}{2} \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(2)}} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(3)}} \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \frac{i}{24} \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(4)}} \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} + i \frac{L_{ds}}{L_{nl}} \left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0 \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau} (|u|^2 u) - \tau_r u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \right] \quad (1)$$

这里, $u = A(z, t)/A_0$ 为电场归一化慢变振幅; $L_{ds} = \tau_p^2/\beta_2$, $L_{ds}^{(3)} = \tau_p^3/\beta_3$, $L_{ds}^{(4)} = \tau_p^4/\beta_4$ 分别为二阶、三阶、四阶色散长度; $\tau = (t - z/v_g)/\tau_p$ 为归一化时间; $\zeta = z/L_D$ 为归一化距离; $\tau_r = T_R/\tau_p$, $T_R = f_R \times \int_{-\infty}^{+\infty} t \times h_R(t) dt$ 。其中, f_R 表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献; h_R 为拉曼响应函数; $L_{nl} = 1/\gamma P_0$ 是非线性长度, P_0 是输入脉冲的峰值功率; $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ 为非线性系数, c 是光速; n_2 是非线性折射系数; A_{eff} 是纤芯的有效面积。本文采用初始脉宽 100fs ($\tau_p = 60\text{fs}$), 中心波长是 800nm 的光脉冲, 在直径为 $2\mu\text{m}$ 的光子晶体光纤中(零色散波长为 767nm)^[1], $\gamma = 0.075(\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$,

$$L_{ds} = 60\text{cm}, S = \frac{1}{\omega_0 \tau_p} = \frac{1}{141.37}, \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(3)}} = 0.1679, \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(4)}} = -1.559 \times 10^{-3}, \tau_r = 0.0244, \text{对于峰值功率为 } 1\text{kW}, \frac{L_{ds}}{L_{nl}} = 45.01, \text{输入脉冲是双曲正割脉冲:}$$

$$u(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$$

我们采用对称分步傅里叶法^[2]进行数值模拟,下面简要地介绍此方法。方程(1)可写成以下形式:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = (\hat{D} + \hat{N})u \quad (2)$$

式中, $\hat{D}$ 是差分算符,它表示线性介质的色散; $\hat{N}$ 是非线性算符,针对本文来说,我们进行数值模拟中算符分别表示为:

$$\hat{D} = -\frac{i}{2} \frac{L_{ds}}{L_{ds}^{(2)}} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}$$

$$\hat{N} = i \frac{L_{ds}}{L_{nl}} \left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0 \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau} [|u|^2 u] \right]$$

一般来说,分步傅里叶方法通过假定在传输过程中,光场每通过一小段距离 $\Delta\zeta$,色散和非线性效应分别作用而得到近似的结果,步长取得越小结果就越精确。一般分步傅里叶法可精确到步长的二阶

项。为了使计算更精确,本文采用对称分步傅里叶法^[3]。它是让非线性效应包含在小区间的中间而不是边界,即:

$$u(\zeta + \Delta\zeta, \tau) \approx F^{-1} \exp\left(\frac{\Delta\zeta}{2} \hat{D}\right) F \exp\left(\int_{\zeta}^{\zeta + \Delta\zeta} N d\zeta\right) \cdot F^{-1} \exp\left(\frac{\Delta\zeta}{2} \hat{D}\right) F u(\zeta, \tau)$$

这里 F 和 F^{-1} 分别代表傅里叶变换和逆傅里叶变换,从方程可以看到,对称分步傅里叶法,第一步,色散单独作用而没有 SPM 作用在输入端和每一部分的中心,作用步长仅为 $\Delta\zeta/2$,此时方程中 $\hat{N} = 0$ 。第二步,在每部分的中心处,仅有非线性作用,方程中 $\hat{D} = 0$ 。第三步,色散再单独在频域中起作用而没有 SPM,作用步长 $\Delta\zeta/2$,方程中 $\hat{N} = 0$ 。方程中指数算符含有了对称的形式,它最重要的优点是主要误差项来自方程中的双对易子,且它是步长的三次项,可以大大改善精度。这里我们强调选取适当的 $\Delta\zeta$ 和对脉冲的抽样间隔 $\Delta\tau$,如果步长取得不够小,程序将溢出并出现严重的计算的结果,所得模拟脉冲形状具有很大的误差。所以本文采取的步长为 $\Delta\zeta = 1/200000$, $\Delta\tau = 2^{12}$,这样能保证所得模拟结果的正确性。

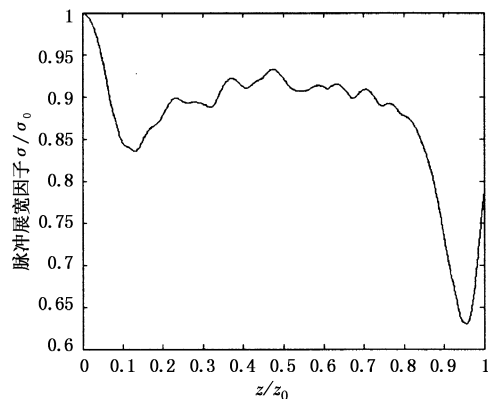
3 计算结果与分析

3.1 自陡对高阶孤子传输的影响

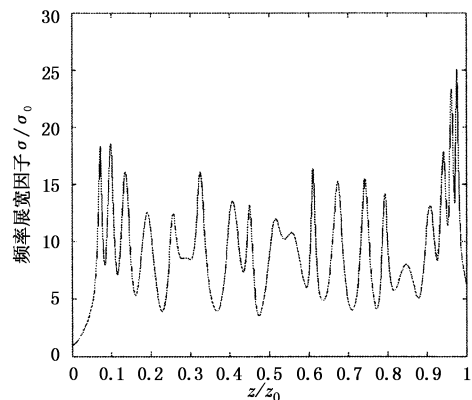
为了更好地明确自陡峭^[4]对高阶孤子的影响,首先,我们首先考虑只有 GVD 和 SPM 的作用。如图 1 所示,其中图 1 中(a)是脉冲展宽因子,(b)是频率展宽因子。从图 1(a)中可以看到在一个孤子周期内当只有 GVD 和 SPM 作用时,脉宽整体是变窄的,当 $z/z_0 = 0.15$ 和 $z/z_0 = 0.95$ 时,脉冲窄化,且在 0.95 时,展宽因子取最小值。而图 1(b)频谱展宽因子图正好相反,展宽因子在一个周期内它是展宽的并且在某个值的范围上下振动。

在光子晶体光纤中,由于它具有较强的非线性效应,在 GVD 和 SPM 两者共同作用下,脉冲的前沿产生负啁啾,脉冲后沿产生正啁啾,并且啁啾是对称分布的,同时随着传输距离的增加,啁啾强度增加,所以频谱展宽,脉冲变窄。从展宽因子图可以看到,对于高阶孤子,一开始 SPM 起主要作用,SPM 致频率上啁啾(尽在脉冲中心部分近似为线性)。此时,脉冲前沿成红移,脉冲后沿成蓝移。在反常色散区, GVD 使脉冲前沿传输速度慢,后沿传输速度加快(反常色散区红移分量比蓝移分量传输速度慢),导致脉冲中心部分变窄,中间部分强度迅速增加。由于本文采用的光子晶体光纤中孤子阶数并非整数,所以最终在一个孤子周期 $z/z_0 = 1$ 处,形成孤子脉

宽为 $T'_0 = (\bar{N}/(\bar{N} + \varepsilon))T_0$ ($|\varepsilon| < 1/2$), 脉冲在一个孤子周期只是近似为双曲正割脉冲。所以我们在图1(a)中可以看到, 在传输距离为1的位置, 脉冲的展宽因子并不是1。



(a) 脉冲展宽因子



(b) 频率展宽因子

图1 只有GVD和SPM作用的展宽因子

然后我们考虑存在自陡峭的情况, 我们模拟了在一个孤子周期内随着传输距离的增加, 脉冲的变化, 如图2所示。

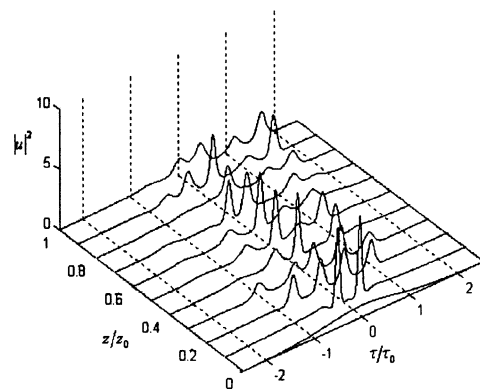
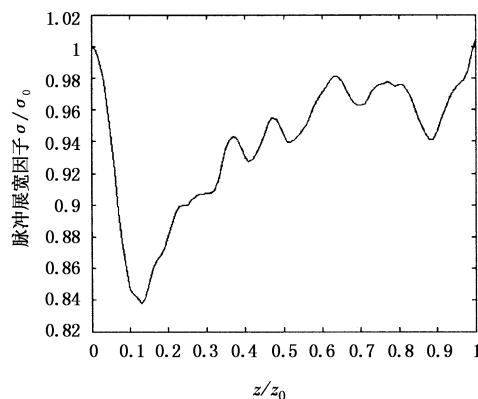


图2 存在自抖时高阶孤子脉冲的演变

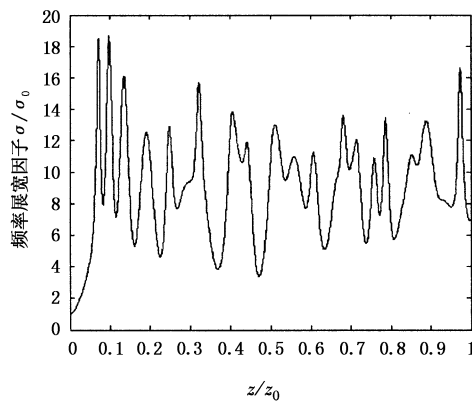
在自陡峭效应的影响下, 高阶孤子产生的主要影响是不再保持周期性的形变特征, 而是发生衰变。逐步成为几个振幅不等的基孤子, 同时它们向脉冲后沿偏移^[5]。自陡系数越大, 向后沿偏移量也越大。可见, 自陡峭效应对高阶孤子有较显著的影响,

它导致高阶孤子分解为它的分量, 即孤子的衰变分裂。如果没有自陡峭, 高阶孤子保持束缚态^[6], 所有分量将以相同的群速度传输。自陡峭效应使得高阶孤子的分量以不同的速度传输(峰值强度大的分量传输的慢, 偏向后沿), 结果使基孤子互相分开, 并且随着传输距离使分开的间隔线性增加, 导致高阶孤子的分裂衰变。

当存在自抖时, 如图3中(a)脉冲图, 在 z/z_0 从0.15到1变化范围内, 存在自陡时展宽因子比没有自陡时要大。频谱图3(b)是展宽的, 并在某一个值上下振动。所以自陡不利于脉冲变窄。



(a) 脉冲展宽因子



(b) 频率展宽因子

图3 存在自抖时展宽因子图

同时根据文献[7]所得的只有SS, SPM, GVD产生的总啁啾是不对称的, 前沿啁啾为负, 后沿为正。并且啁啾整体向后沿提升, 后沿的啁啾明显比前沿陡峭, 随着传输距离的增加, 啁啾的不对称越来越显著, 后沿的峰值急剧增加。较陡的脉冲后沿意味着蓝侧有更宽的频谱展宽, 如果没有自抖时, 频谱出现对称谱, 而自抖展宽了频谱的蓝侧部分, 因为相同的能量分布到了更宽的频谱范围, 致使蓝侧峰幅度小于红侧峰幅度, 表现出光孤子在一个周期上的脉冲整体向后沿平移。由于光子晶体光纤PCF的强非线性, 后沿显著的变陡, 使得脉冲向后沿移动速度明显比前沿快。脉冲受自陡

的影响较大,相应地,其频谱展宽也变得不对称了。自陡是一种累加的效应,随着传输距离的延长,SS效应也越来越强,即自陡效应对频谱的不对称展宽作用也越来越显著。

3.2 存在自陡效应的高阶孤子的传播中,初始啁啾的影响

3.2.1 正啁啾的影响

我们模拟的是初始啁啾 $C = 4^{[8]}$, $N^2 = 45$ 的双曲正割脉冲。图4(a)、(b)、(c)的传输距离分别为 $z/z_0 = 0.4, 0.8, 1$ 。实线 s_1 是不带有啁啾的图形,虚线 s_2 是带有初始正啁啾的图形。

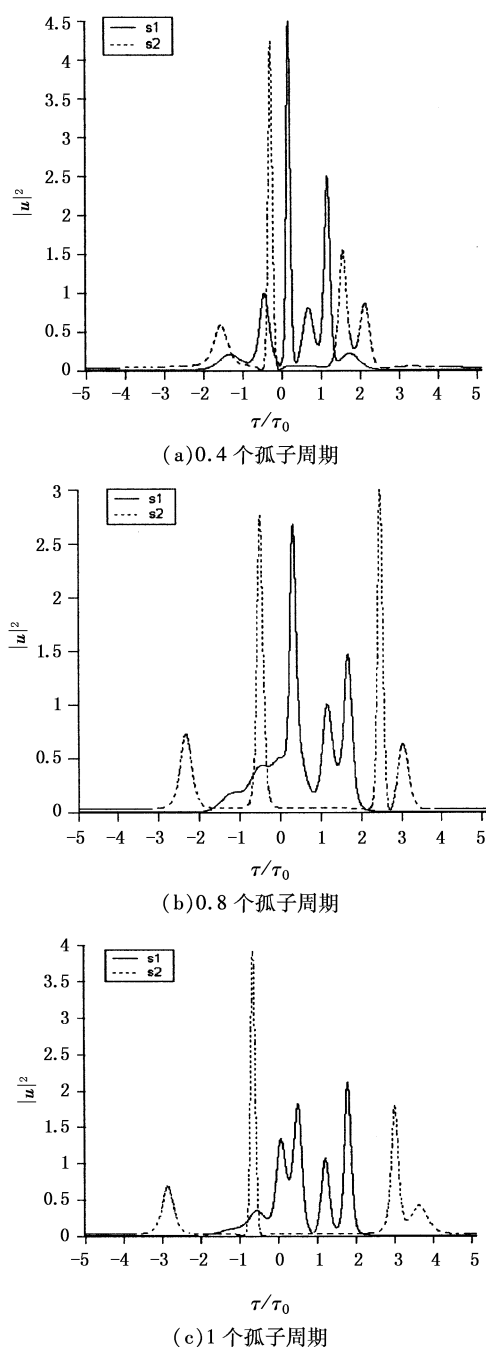


图4 存在自陡时初始正啁啾对高阶孤子的影响

从图中我们看到,随着传输距离的增加,脉冲受初始正啁啾的影响很大。脉冲向前沿和后沿移动,在前沿移动的速度大于后沿的速度。而且脉冲逐渐分解成四个脉冲,传输距离越大,四个脉冲的分离的距离越大。由于初始正啁啾较大,脉冲无法自发演化成为一个孤子。为了更好地理解初始啁啾对频谱展宽的影响,我们模拟展宽因子图如图5所示,其中图5(a)中实线 pin1 是带有正啁啾的脉冲图,虚线 pin2 是不带有啁啾的脉冲图,从图中可以看到,当存在正啁啾时,脉冲图有个初始窄化,然后整体展宽。而图5(b)中实线 pin1 是带有正啁啾的频谱图,虚线 pin2 是不带有啁啾的频谱图,从图中可以看到当存在正啁啾时,频谱是展宽的,但是存在正啁啾时频谱展宽因子比没有正啁啾时的展宽因子小。

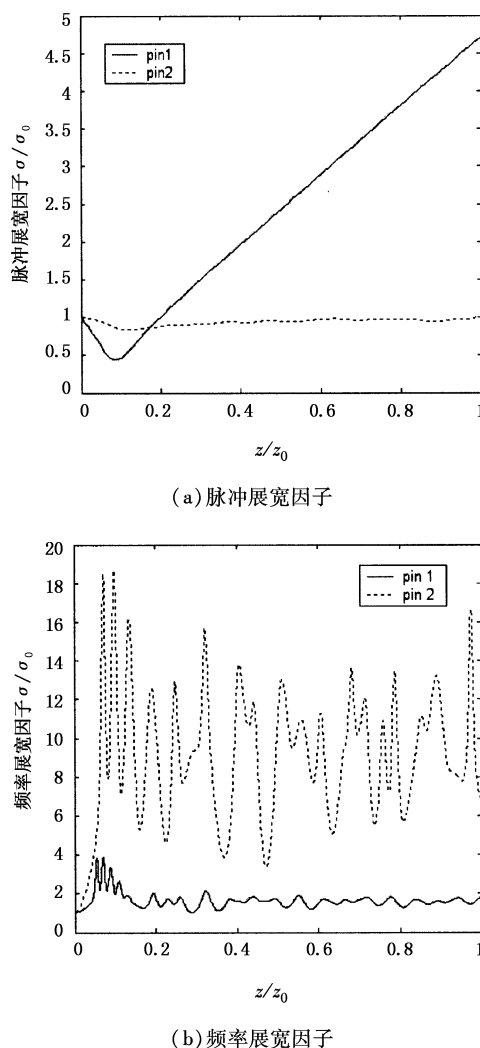
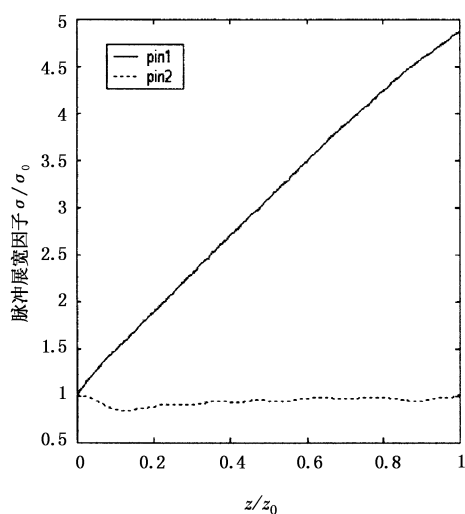


图5 带有正啁啾的展宽因子图

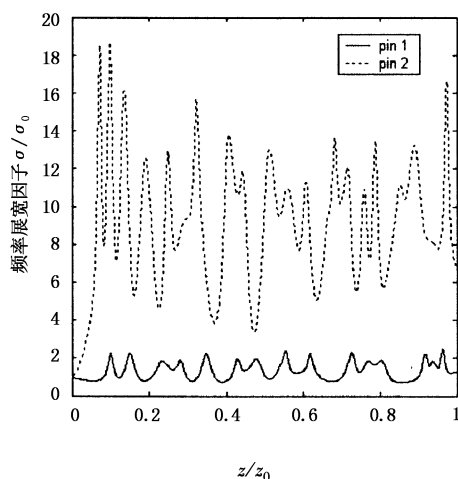
对于光子晶体光纤而言,当初始正啁啾 $C = 4$ 时, $\beta_2 C < 0$, 色散致啁啾与初始啁啾是反号的, 其结果是使脉冲的净啁啾减小, 导致脉冲初始窄化。但是 SPM, SS, GVD 产生的总啁啾强度比仅由 SPM, GVD 产生啁啾的强度大, 所以脉冲展宽先有初始窄化, 然后将有较强的脉冲展宽。

3.2.2 初始负啁啾的影响

我们模拟初始负啁啾 $C = -4$ ^[5] 脉冲和频率展宽因子如图 6 所示。



(a) 脉冲展宽因子



(b) 频率展宽因子

图6 存在初始负啁啾时展宽因子图

我们从图中可以看到, $\beta_2 C > 0$, 色散致啁啾与初始啁啾同号的, 使脉冲的净啁啾增大, 所以高阶孤子的脉冲单调展宽。同时, 展宽因子比正啁啾引起的展宽因子大。

4 结 论

光子晶体光纤的强非线性, 使得自陡峭对高阶孤子传输影响显著。自陡峭效应使得高阶孤子频谱不对称展宽, 脉冲在一个孤子周期内, 明显地向后沿移动。可见, 光子晶体光纤自陡峭导致高阶孤子的不对称的衰变分裂。同时存在自陡时, 脉冲展宽因子比不存在自陡时脉冲的展宽因子要大, 说明自陡的存在有利于脉冲的展宽。另外, 我们数值模拟存在自陡峭的高阶孤子的传输中, 初始正、负啁啾的影响看到, 初始啁啾对光孤子传输有较大的影响。初始正啁啾使脉冲随传输距离的增加分裂成 4 个基孤子, 且孤子的相对位置变大。同时, 从脉冲展宽因子图可以看出, 初始正啁啾使脉冲有一个初始窄化, 然后脉冲线性展宽, 而负啁啾则使脉冲展宽而不存在初始窄化。可见, 自陡峭不仅使高阶孤子脉冲向后沿偏移, 而且有利于脉冲的展宽。

参考文献:

- [1] M G Banaee, Jeff F Young. High-order soliton break up in Sub-picosecond pulse propagation through photonic crystal fibers[J]. Optical Society of America, 2005, 965-967.
- [2] Cheng Chun-fu, Wang Xiao-fang, Shen Bai-fei. Widely tunable femtosecond soliton pulse generation by using soliton-frequency shift in a photonic crystal fiber[J]. Chin. Phys. Lett., 2004, 21(10): 1965-1968.
- [3] F Demartini, C H Townes, T K Gustafson, et al. Self-steepening of light pulses[J]. Phys. Rev., 1967, 164(2): 312-323.
- [4] K Ohkuma, Y H Ichikawa, Y Abe. Soliton propagation along optical fibres[J]. Opt. Lett., 1987, 12(7): 516-518.
- [5] 刘卫华, 王崎山, 等. 初始啁啾对飞秒脉冲在光子晶体光纤中超连续谱产生的影响[J]. 物理学报, 2006, 55(04): 1815-1820.
- [6] 王晶, 时延梅. 光子晶体光纤中高阶非线性效应所致啁啾的研究[J]. 物理学报, 2006, 55(06): 2820-2824.
- [7] 成纯富, 王晓方, 鲁波. 飞秒脉冲在光子晶体光纤中的非线性传输和超连续谱的产生[J]. 物理学报, 2004, 53(6): 1826-1830.
- [8] 杨广强, 杨性愉. 初始啁啾对皮秒孤子效应压缩的影响[J]. 激光与红外, 2001, 31(4): 250-252.