

文章编号:1001-5078(2007)01-0056-03

初始啁啾对光子晶体光纤中飞秒脉冲压缩的影响

张兴坊, 郑 义, 李爱萍

(郑州大学河南省激光与光电信息技术重点实验室, 河南 郑州 450052)

摘 要:运用分步傅里叶方法数值模拟了飞秒高斯脉冲在光子晶体光纤中的传输, 计算分析了初始啁啾对脉冲压缩效应的影响。结果表明, 初始啁啾有利于增强压缩效果, 提高脉冲压缩质量和峰值功率, 但使得最佳光纤长度减小。选取合适的光纤长度, 可望对各种波长的脉冲进行压缩。

关键词:啁啾; 分步傅里叶方法; 光子晶体光纤; 压缩效应

中图分类号: TN929.11 **文献标识码:** A

Effect of Initial Chirp on Femtosecond Pulse Compression in Photonic Crystal Fibers

ZHANG Xing-fang, ZHENG Yi, LI Ai-ping

(Henan Key Laboratory of Laser and Opto-electric Information Technology, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract: A theoretical investigation by split-step Fourier method is presented on the propagation of a femtosecond Gauss pulse in photonic crystal fibers. The effect of initial chirp on pulse compression is simulated and analyzed. It is found that compression factor, compression quality factor and peak power increase with initial chirp, while optimal fiber length decreases. If an appropriate optical fiber length is selected, efficient pulse with various central wavelength compression can be attained in photonic crystal fibers.

Key words: chirp; split-step Fourier method; photonic crystal fiber; compression

1 引 言

光纤非线性效应的一个重要应用就是孤子效应压缩器^[1-2], 这类脉冲压缩器就是一根单模光纤, 由于结构简单紧凑、操作方便, 加之较好的压缩效果而被广泛应用, 但因为光纤的色散原因, 只能在1.3~1.6 μm 范围内使用。光子晶体光纤(photonic crystal fiber, PCF)^[3]的出现改变了这一限制, 由于在很宽的谱带范围内支持单模传输并且在可见光波段具有反常色散^[4-5], 因此, 当此波段范围内的光脉冲在光子晶体光纤中经历自相位调制和反常群速度色散, 这两者的共同作用使得光脉冲在演化起始阶段被压缩, 形成光子晶体光纤压缩器, 它实际上是孤子效应压缩器在光子晶体光纤中的应用, 使得孤子效应压缩器可以将压缩脉冲范围拓展到近红外波段范围。近年来, 利用PCF压缩脉冲已成为国际上新的研究热点, 许多实验利用光子晶体光纤的特殊性质获得了高质量的飞秒压缩脉冲。J. Limpert等人将中心波长1040nm, 250fs的脉冲通过2m长的PCF

获得100fs的压缩脉冲^[6]。F. Druon等报道了利用20cm长PCF和棱镜对将波长1070nm, 脉宽110fs的脉冲压缩至20fs^[7]。Chang等人将峰值功率8kW、脉宽100fs、中心波长790nm的脉冲通过5cm长的PCF压缩至2.54fs^[8]。

本文用分布傅里叶方法数值模拟了具有初始啁啾的飞秒高斯脉冲在光子晶体光纤中的传输演变, 研究初始啁啾对脉冲的压缩因子、压缩质量、峰值功率和最佳光纤长度的变化, 并与皮秒脉冲在光纤中的压缩效应进行了简单的比较, 得到了一些有意义的结论。

2 理论分析与数值模拟

飞秒脉冲在光子晶体光纤中的传输方程为^[9]:

基金项目:国家自然科学基金资助项目(60478021)。

作者简介:张兴坊(1981-), 男, 郑州大学河南省激光与光电信息技术重点实验室硕士研究生, 研究方向为光子晶体光纤非线性光学特性。

收稿日期:2006-04-09

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} [|A|^2 A] - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right) \quad (1)$$

式中, A 为电场的慢变振幅; α 为损耗系数; β_2, β_3 为 PCF 的二阶和三阶色散系数, 最后三项分别为自相位调制 (SPM)、自变陡 (SST) 和脉冲内拉曼散射 (SRS)。

对方程(1)进行化简, 由于通常光纤很短, 一般只有厘米量级, 故可以忽略光纤的损耗, 得到:

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = -i \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \frac{\delta_3}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + iN^2 \cdot \left(|u|^2 u + is \frac{\partial}{\partial \tau} [|u|^2 u] - \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \right) \quad (2)$$

其中, $u = A/A_0, A(z=0, \tau) = A_0 \exp[-(1+iC)T^2/2T_0^2]$ 为输入的啁啾高斯脉冲; $\xi = z/L_D^{(2)}$; $N^2 = L_D^{(2)}/L_{NL}$, 非线性长度为 $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$, $L_D^{(n)} = T_0^n/|\beta_n|$ 为 n 阶色散长度, P_0 为脉冲峰值功率, 非线性系数 $\gamma = n_2 \omega_0 / (cA_{\text{eff}})$, n_2 为 PCF 的非线性折射率, A_{eff} 为有效模面积; δ_3, s, τ_R 分别描述三阶色散 (TOD), SST, SRS 系数, 表达式为: $\delta_3 = L_D^{(2)}/L_D^{(3)}, s = 1/(\omega_0 T_0), \tau_R = T_R/T_0$, 其中的 $T_R = f_R \times \int t \times h_R(t) dt, h_R(t)$ 是拉曼响应函数, f_R 表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献。

由于方程(2)的 $\xi, \tau, \delta_3, \tau_R, s$ 均为量纲为 1 的量, 故很容易用分布快速傅里叶方法进行数值求解。

模拟初始脉宽为 100fs ($T_0 = 60\text{fs}$), 中心波长为 800nm 的高斯脉冲在直径为 2.2 μm 的 PCF 中传输的情况, 零色散波长为 743nm, 在 800nm 处的非线性系数为 $\gamma = 100/(\text{W} \cdot \text{km}^{-1})$, 二阶色散系数 $\beta_2 = -13.9\text{ps}^2/\text{km}$, 三阶色散系数 $\beta_3 = 8.24\text{ps}^3/\text{km}$ 。可以计算出: $\delta_3 = 0.098, \tau_R = 0.024, s = 0.0071$ 。程序中对输入脉冲取样 2^{12} 点, 获得了可靠的模拟结果。

3 计算结果与分析

当输入脉冲的峰值功率为 575W, 即 $N = 5$ 时的脉冲在 PCF 的传输情况, 可以推断出如果只有二阶色散和 SPM 效应时则形成 5 阶孤子。但是, 从图 1

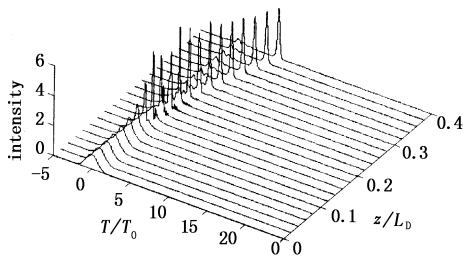


图 1 $N=5$ 的飞秒高斯脉冲在光纤中演变的过程
Fig. 1 evolution of fifth-order Gauss pulse transmission in PCF

中可以看到, 随着传输距离的增加, 光脉冲受到 TOD、SST 和 SRS 的共同影响, 破坏了孤子的稳定性, 引起了孤子分裂。开始时脉冲宽度变窄, 然后在 $z/L_D = 0.2$ 处发生了明显的分裂现象, 随着传输距离的增加, 这种分裂现象越来越明显。这主要是由于蓝移分量 (对应图 1 中左侧的低强度孤子) 较红移分量 (对应图 1 中右侧强孤子) 传输得快, 与入射脉冲相比, 蓝移分量超前, 而其他分量是被延迟而造成的。

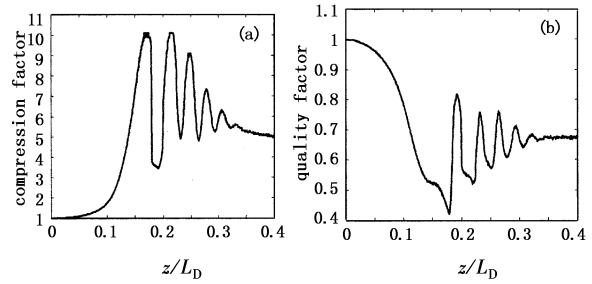


图 2 飞秒高斯脉冲在光纤中传输时的压缩因子和品质因子的变化

Fig. 2 calculated compression factor and quality factor of Gauss pulse transmission in PCF

图 2 给出了脉冲在光纤中传输时的压缩因子和品质因子的变化。压缩因子和品质因子在经历了几个起伏之后趋于稳定。注意到在起伏振荡阶段, 压缩因子处于极大值时, 品质因子几乎靠近于极小值, 也就是说脉冲处于极大压缩时, 它的能量损失严重。最终压缩因子稳定在 5, 而品质因子则在 0.7 处停止振荡。这说明在 PCF 反常色散区, 高斯脉冲在 PCF 传输一段距离后, 最终形成了稳定的孤子, 沿光纤传播而形状不发生变化。图中压缩因子与品质因子分别共有 5 个极值, 其中压缩因子的最大值在第二个极值处, 而品质因子的最大值 (除去光纤长度在零点时的品质因子为 1 时的值) 就是第一个极值。为了方便计算, 我们定义以后的最佳光纤长度取为脉冲第一次压缩至最窄处的光子晶体光纤长度, 压缩因子 F_c 为初始脉冲与脉冲压缩后的半功率点处全宽度之比, 品质因子 Q_c 为压缩后脉冲半功率点之间的能量与输入脉冲半功率点之间的能量之比。

初始啁啾对于脉冲压缩各参量的影响如图 3 所示。当无啁啾 $C=0$ 和有啁啾值 $C=1$ 时, 通过改变孤子阶数分析脉冲压缩因子、最佳光纤相对长度、压缩后脉冲的峰值功率比和脉冲品质因子的变化。实线和虚线分别代表有和没有初始啁啾两种情况。

从图 3(a) 中可以看出, 初始啁啾有利于脉冲的压缩。随着峰值功率的增大, 压缩因子也逐渐增大。但当初始峰值功率增大到一定程度时, 初始啁啾的影响变小, 这是因为随着峰值功率的增加, 非线性效应产生的啁啾变大, 初始啁啾在总啁啾所占的比例减小。图 3(b) 给出了以色散长度为单位的最佳光

纤长度值随孤子阶数 N 的变化关系。从图中可见, 初始啁啾导致最佳光纤长度减小, 最佳光纤长度在高孤子阶数时非常接近无初始啁啾情况。这是由于初始啁啾增大了由光纤非线性产生的正啁啾, 也就相当于增大了光纤非线性相对于负群速度色散的作用。随着孤子阶数的增加, 初始啁啾对最佳光纤长度的影响越来越小。图 3(c) 表明, 初始啁啾对压缩后的峰值功率与入射初始峰值功率的比值在低阶孤子输入时影响较明显。 $C=1$ 时, 比值在 $N=3$ 处有一个最大值, 而 $C=0$ 的功率比值约为 $N=3.5$ 。随初始峰值功率的增加, 初始啁啾对此比值的影响有减小趋势。图 3(d) 是两种情况下脉冲的品质因子与初始峰值功率的关系。初始啁啾导致了脉冲压缩质量的提高。当孤子阶数增大时, 初始啁啾对脉冲压缩质量的影响将逐渐减小。在图 3(a) ~ (d) 中, 一个共同的特点是随输入脉冲峰值功率的增加, 初始啁啾对孤子脉冲压缩效应的影响越来越小。当脉冲带有初始啁啾时, 初始啁啾导致脉冲的压缩比、压缩后脉冲峰值功率和脉冲压缩质量的增加, 同时使最佳光纤长度减小。而且, 初始啁啾对孤子效应压缩的影响程度随孤子阶数增加而减小。这与皮秒脉冲在光纤中的压缩情况基本相同^[10-11]。对于给定初始峰值功率脉冲, 其压缩比、压缩后脉冲峰值功率与初始峰值功率的比、脉冲压缩质量随初始啁啾的增大而增大, 但最佳光纤长度将减小。

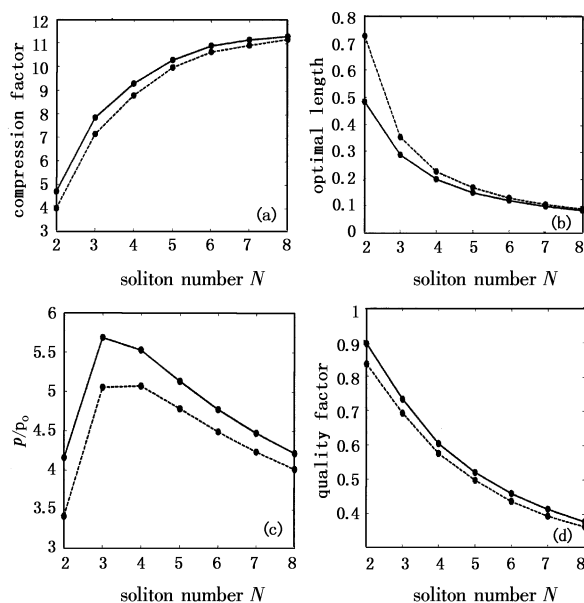


图3 脉冲各个参量与啁啾的关系图

Fig. 3 properties of compression factor, optimal fiber length, peak and compression factor as a function of soliton number N

比较飞秒脉冲与皮秒脉冲的压缩效应, 主要差别有: (1) 飞秒脉冲的最佳光纤长度远远比皮秒脉冲的最佳光纤长度要短, 这可以由各自的色散长度得出; (2) 由于存在高阶非线性效应和色散, 飞秒脉

冲的峰值功率比值要小于皮秒脉冲的峰值比值。

4 结论

本文在忽略光子晶体光纤损耗的前提下, 运用分步傅里叶方法近似求解非线性薛定谔方程, 数值模拟了飞秒脉冲在光纤反常色散区的压缩过程, 计算了脉冲在带有初始啁啾的情况下, 脉冲压缩比、最佳光纤长度、压缩前后脉冲的峰值功率比和脉冲压缩质量与输入脉冲孤子阶数的关系。结果表明, 对于给定初始峰值功率脉冲, 当脉冲带有初始啁啾时, 初始啁啾导致脉冲的压缩比、压缩后脉冲峰值功率和脉冲压缩质量的增加, 同时使最佳光纤长度减小。而且, 初始啁啾对孤子效应压缩的影响程度随孤子阶数增加而减小。选取适当的光子晶体光纤, 利用初始啁啾可有望对各种波长的飞秒脉冲进行压缩。

参考文献:

- [1] Mollenauer L F, Stolen R H, Gordon J P. Experimental picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1983, 8(5): 289 - 291.
- [2] Gouveia-Neto A S, Gomes A S L, Taylor J R. Pulses of four optical cycles from an optimized optical fibre/grating pair/soliton pulse compressor at $1.32\mu\text{m}$ [J]. *J. Mod. Opt.*, 1988, 35(1): 7 - 10.
- [3] Russell P St J. Photonic crystal fibers [J]. *Science*, 2003, 299(5605), 358 - 362.
- [4] Knight J C, Birks T A, Russell P St J, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt. Lett.*, 1996, 21(19): 1547 - 1549.
- [5] Birks T A, Knight J C, Russell P St J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, 22(13): 961 - 963.
- [6] Limpert J, Schreiber T, Nolte S, et al. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber [J]. *Opt. Express*, 2003, 11(24): 3332 - 3337.
- [7] Druon F, Georges P. Pulse-compression down to 20fs using a photonic crystal fiber seeded by a diode-pumped Yb:SYS laser at 1070nm [J]. *Opt. Express*, 2004, 12(15): 3383 - 3396.
- [8] Chang G Q, Norris T B, Winful H G. Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression [J]. *Opt. Lett.*, 2003, 28(7): 546 - 548.
- [9] Agrawal G P. 非线性光纤光学原理及应用 [M]. 贾东方, 余震虹, 译. 北京: 电子工业出版社, 2002, 20.
- [10] 杨广强, 杨性榆. 初始啁啾对皮秒脉冲孤子效应压缩的影响 [J]. *激光与红外*, 2001, 31(4): 250 - 252.
- [11] 王润轩. 皮秒正啁啾脉冲的孤子效应压缩 [J]. *量子电子学报*, 2003, 20(6): 741 - 745.