

文章编号: 1001-3806(2008)01-0050-03

反常色散区抽运光子晶体光纤产生的超连续谱

李爱萍, 郑 义*, 张兴坊, 孙启兵, 李 坤

(郑州大学 河南省激光与光电信息技术重点实验室, 郑州 450052)

摘要: 为了研究反常色散区抽运光子晶体光纤产生的超连续谱, 采用分步傅里叶方法数值模拟了飞秒激光脉冲在光子晶体光纤反常色散区中的非线性传输和超连续谱产生。结果表明, 初始激光脉冲的峰值功率和脉冲初始啁啾对光子晶体光纤反常色散区产生超连续谱形状和带宽是有影响的。这些结论给光子晶体光纤中产生超连续谱提供了参考。

关键词: 非线性光学; 超连续谱; 分步傅里叶法; 光子晶体光纤; 反常色散; 功率; 啁啾

中图分类号: O437 **文献标识码:** A

The supercontinuum generation in a photonic crystal fiber pumped at the anomalous dispersion region

LIA i-ping, ZHENG Yi, ZHANG Xing-fang, SUN Qi-bing, LI Kun

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

Abstract: In order to study the supercontinuum generation in a photonic crystal fiber pumped at the anomalous dispersion region, a theoretical investigation with the method of split-step Fourier is presented on the nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femtosecond laser pulse in a photonic crystal fiber. Finally, a conclusion can be drawn that the initial pulse power and initial pulse chirp have the impact on the spectral shape and band width of the supercontinuum generation at the anomalous dispersion region in a photonic crystal fiber, which provides significant reference for supercontinuum generation in photonic crystal fibers.

Key words: nonlinear optics; supercontinuum; method of split-step Fourier; photonic crystal fiber; anomalous dispersion; power; chirp

引 言

超连续光谱是指当一束强度极大的超短脉冲通过非线性材料后, 出射光谱中产生许多新的频率成分, 光谱宽度远远大于入射光脉冲的谱宽, 一般光谱展宽可达几十纳米到几百纳米^[1-2]。光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 由于具有特殊的色散^[3]和非线性特性^[4], 比一般光纤更容易产生超连续谱。频率计量学中, 利用飞秒脉冲序列与 PCF 作用产生的超连续谱已被用来制作“光频率梳”^[5]。PCF 的超连续谱也为超高分辨率的光学相干层析技术提供了理想光源^[6]。在不同色散区内抽运光子晶体光纤产生超连续谱的机制是不相同的。在 PCF 的反常色散区内抽运时, 高阶孤子的形成和裂变对光谱的展宽起主导作用^[7-8]。

飞秒脉冲激光在 PCF 传输时, 自相位调制、受激喇曼散射、四波混频、孤子形成、自变陡效应、色散效应等非线性过程都可能起作用。但每种效应的作用大小主要取决于初始超短激光脉冲的参数和光纤的色散及非线性等特性。

作者采用分步傅里叶方法数值模拟了飞秒激光脉冲在光子晶体光纤反常色散区的非线性传输和超连续谱的产生。计算和分析了初始激光脉冲的峰值功率和脉冲初始啁啾对超连续谱形状和带宽的影响。

1 实验系统与数值模拟的基本方程

1.1 实验系统

图 1 为实验系统。

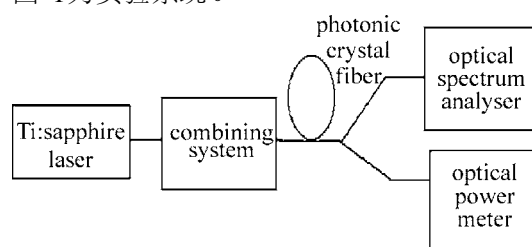


Fig 1 Experimental setup of the supercontinuum source

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60478021; 60637010)

作者简介: 李爱萍 (1982-), 女, 硕士研究生, 主要从事全固态激光技术、光子晶体光纤激光与非线性光学特性的研究。

* 通讯联系人。E-mail: yzheng@zzu.edu.cn

收稿日期: 2006-12-19; 收到修改稿日期: 2007-01-05

1.2 数值模拟的基本方程

为能够更清楚地了解飞秒脉冲在 PCF 中的传输特性,尤其是超连续谱的产生过程,使用分步傅里叶法对上述过程进行了数值模拟。数值计算时利用了非线性薛定谔方程^[9]:

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

式中, $A(z,t)$ 为脉冲复振幅, z 为脉冲在光纤内的传输距离, t 为时间, α 为损耗系数, β_n 为 n 阶色散系数, $T = t - \beta_1 z$, γ 为非线性系数, 正比于 γ 的项与脉冲的自相位调制有关, ω_0 为脉冲中心频率, 正比于 ω_0^{-1} 的项与脉冲沿的自陡和冲击有关, $T_R = f_R \times \int_{-\infty}^{\infty} t \times h_R(t) \times dt$, 其中, f_R 表示延时喇曼响应对非线性极化的贡献, h_R 为喇曼响应函数, 正比于 T_R 的项对应于脉冲内喇曼散射诱发的自频移效应。对谱宽较大的脉冲, 从同一脉冲的高频分量转移能量, 使其通过喇曼增益放大其低频分量, 这种效应被称为脉冲内喇曼散射。

对 (1) 式再进行归一化和参量变换 $u = A(z,t) / A_0$, 其中, $A(z=0,t) = A_0 \operatorname{sech}(t/\tau_p) \exp[-iC \times t^2 / (2\tau_p^2)]$ 为双曲正割型激光脉冲。 A_0 为初始振幅, C 为初始啁啾参量。另外, $\tau = T/\tau_p$, $\xi = z/L_{ds}$, $\tau_R = T_R/\tau_p$, τ_R 为脉冲内喇曼散射, τ_p 为初始脉宽。 n 阶色散长度 $L_{ds}^{(n)} = \tau_p^n / \beta_n$, β_n 为 n 阶色散系数, 色散长度 $L_{ds} = |L_{ds}^{(2)}|$, 非线性长度 $L_{nl} = 1/(\gamma P_0)$, P_0 为输入脉冲峰值功率, 非线性系数 $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$, A_{eff} 为光纤芯有效截面积, c 为光速, n_2 为非线性折射率系数, L 表示光纤长度。同时由于通常所用光纤长度比吸收长度小很多 ($\alpha L \ll 1$), 故忽略光纤的损耗是合理的, 则飞秒光脉冲在无损耗的光子晶体光纤中的传输方程为:

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = -\frac{i}{2} \operatorname{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} \operatorname{sgn}(\beta_3) \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \frac{i L_{ds}}{L_{nl}} \left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0 \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau} (|u|^2 u) - \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \right] \quad (2)$$

由于 (2) 式中 ξ, τ 均为无量纲量, 故 (2) 式可很方便地数值求解。分步傅里叶方法由于采用快速傅里叶变换方法, 使得计算速度比许多其它数值解法要快得多, 故本文中采用分步的傅里叶方法进行数值求解^[10-11]。

2 数值计算和分析

模拟中心波长为 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, 脉冲半峰全宽 $T_{FWHM} = 100 \text{ fs}$, 其中脉冲的初始脉宽 $\tau_p = \frac{T_{FWHM}}{2 \ln(1 + \sqrt{2})}$ 的

无啁啾双曲正割脉冲在光子晶体光纤中的传输和演化。脉冲在光纤中传输最大距离 $z_{max} = 6 \text{ cm}$, 计算中选取光子晶体光纤的参量为: 光纤直径 $d = 2.5 \mu\text{m}$, 零色散波长 $\lambda_d = 750 \text{ nm}$, 脉冲中心波长 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, $\gamma = 0.075 (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$, $\beta_2 = -5.99 \times 10^{-6} \text{ fs}^2/\text{mm}$, $\beta_3 = 6.04 \times 10^{-5} \text{ fs}^3/\text{mm}$ 。除非特别说明, 下面的计算都采用以上参量来进行。

2.1 脉冲峰值功率的影响

为分析初始峰值功率 P_0 对 PCF 超连续谱产生的影响, 对脉冲初始峰值功率 P_0 分别取 200 W , 500 W , 800 W , 1100 W 的光谱展宽进行了数值模拟。其结果如图 2 所示。

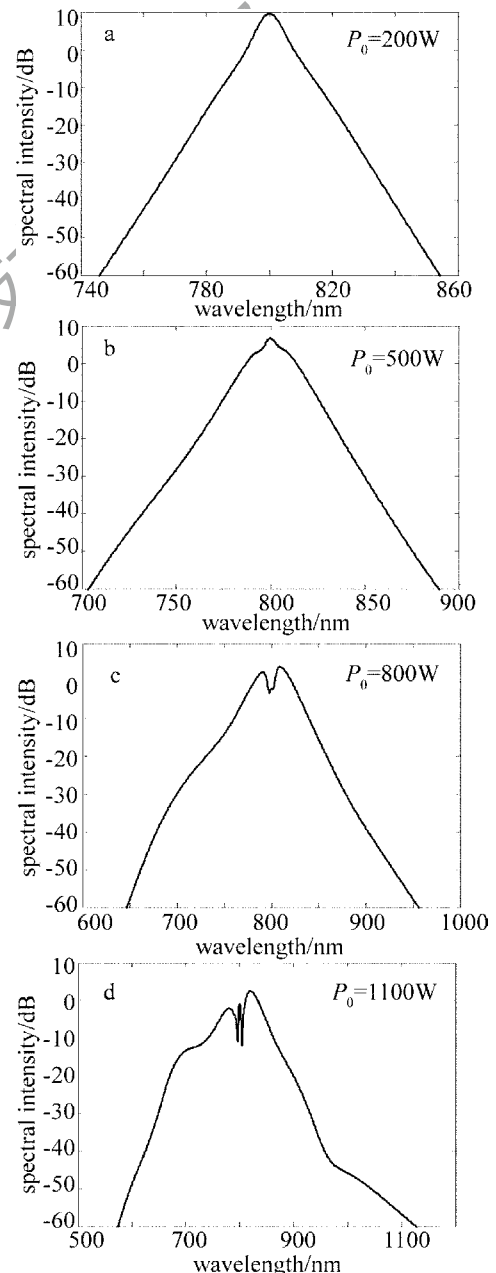


Fig 2 Supercontinuum generation of a femtosecond laser pulse at the anomalous dispersion region in a photonic crystal fiber when the initial pulse powers are different, $z = 6 \text{ cm}$

可见,初始脉冲的中心波长位于反常色散区时,满足 $L_{ds} > \xi > L_{nl}$, 光谱展宽初期自相位调制 (self-phase modulation, SPM) 占主导, 色散和脉冲自陡峭效应共同作用导致了频谱的不对称性, 随着峰值功率的加强, 获得的超连续谱随之明显加宽, 而且愈加平坦。

进一步数值模拟发现 (见图 3), 当峰值功率增加

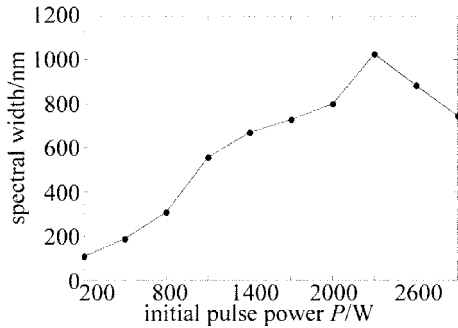


Fig 3 The spectral widths of supercontinuum generated from a photonic crystal fiber at the anomalous dispersion region when the initial pulse powers are different

到一定程度时, 脉冲波形就比较稳定, 不再随峰值功率的增加而发生显著变化, 即并不是抽运脉冲的峰值功率越大对超连续谱的产生就越加有利, 它存在一个最佳值 P_{opt} , 在本例的模拟中发现 $P_{opt} = 2300W$ 。这是因为随着峰值功率的增大, 孤子阶数升高, 导致不同频率的高阶孤子破裂和衰变, 产生频率红移的孤子辐射和频率蓝移的非孤子辐射^[12], 当脉冲传输到一定距离时不同中心频率的孤子和其相应的蓝移辐射相互叠加, 就可以形成比较平坦的超连续谱。当孤子的阶数达到一定值时, 由不同中心频率的高阶孤子破裂产生频率红移的孤子辐射和频率蓝移的非孤子辐射的叠加就可能达到饱和, 这是存在一个最佳峰值功率的原因。

2.2 脉冲初始啁啾的影响

为了分析初始啁啾对 PCF 光谱展宽的影响, 取脉冲初始功率 $P_0 = 1100W$, 初始啁啾参数分别为 $C = -1, 0, 1, 3, 5, 6, 7$ 在 PCF 中进行数值模拟。模拟结果 ($C = -1, 0, 1, 5$) 见图 4。

当初始脉冲中心波长位于反常色散区时, 正啁啾有利于光谱展宽, 负啁啾则不利于光谱展宽, 因为无论是在正常色散区还是在反常色散区, SPM 在脉冲前沿产生的啁啾总是正的。因此, 当中心波长位于反常色散区, 群速度色散产生负啁啾, 当初始啁啾为正时, 两者间将会相互补偿, 使色散产生的影响比无啁啾时要弱, 这样与非线性效应 (SPM 起主要作用) 相互作用时, 会使脉冲压缩得更窄、峰值功率更高, 产生更强的非线性效应。当初始啁啾为负的脉冲时, 两者将会相互叠加, 这样不利于脉冲的压缩, 因而峰值功率相对较低, 发生的非线性效应要弱些, 产生的光谱也较窄较弱。数值模拟发现 $C = 5$ 的脉冲光谱被展得最宽,

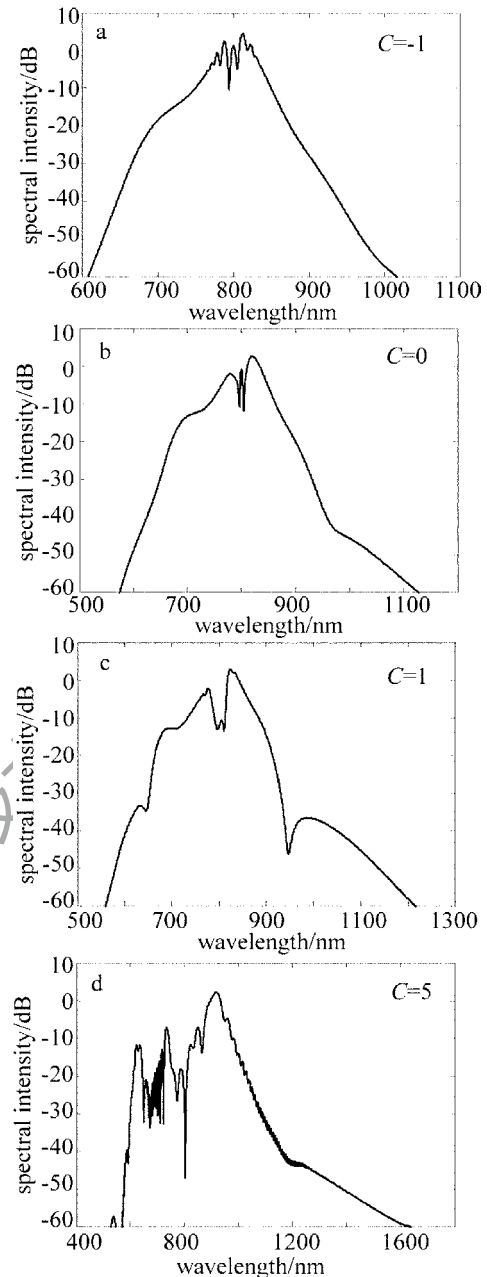


Fig 4 Supercontinuum generation of a femtosecond laser pulse at the anomalous dispersion region in a photonic crystal fiber when the initial pulse chirps are different, $z = 6cm$

70dB 带宽的光谱宽为 1070nm。当进一步增大啁啾, 比如 $C = 6$ 或 7 时, PCF 光谱开始变窄。即对给定的光纤长度可得出一个光谱最宽的啁啾点^[13]。

3 结论

数值模拟了飞秒脉冲在光子晶体光纤反常色散区的传输和演化, 计算和分析了超短激光脉冲初始峰值功率和初始啁啾对超连续谱的影响, 研究发现, 随着峰值功率的加强, 获得的超连续谱随之明显加宽, 而且愈加平坦。进一步数值模拟发现, 并不是抽运脉冲的峰值功率越大对超连续谱的产生就越加有利, 它存在一个初 (下转第 112 页)

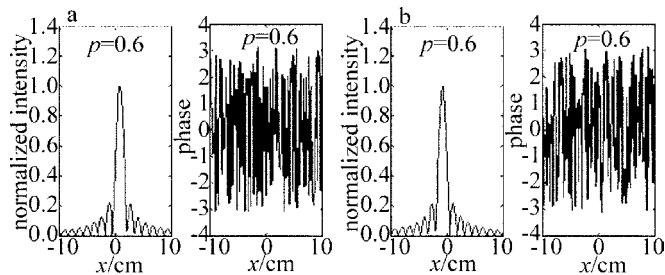


Fig 5 Transformation results of plane wave input of micro-apertured and off-axis Lohmann's fractional Fourier transform system

定和主导作用的是衍射效应。从图5可以看出,输出光强分布已完全不是平面光波。但透镜离轴失调仍然使光强分布和位相分布发生变化。故两种系统仍然不等效。

4 结论

对LOHMANN提出的两种分数傅里叶变换光学系统,在受硬边光阑约束和透镜离轴失调时分数傅里叶变换特点进行了研究,在选择硬边光阑平顶多高斯光束模型展开式的基础上,得到了平面波输入时分数傅里叶变换的高精度解析表达式,并给出了计算机模拟结果。可以看到,在受硬边光阑约束和透镜离轴失调时,两种分数傅里叶变换光学系统是有差异的,无论是光强分布还是位相分布都将不同。从解析表达式和计算机模拟结果可以看出其中的决定因素。这些结论对Lohmann系统在光学信息处理如分数相关、特征识别

中的应用有一定的意义。

参考文献

- [1] MENDLOV I C D, OZAKTAS H M. Fractional Fourier transforms and their optical implementation I [J]. J O S A, 1993, A10(9): 1875-1881.
- [2] OZAKTAS H M, MENDLOV I C D. Fractional Fourier transforms and their optical implementation II [J]. J O S A, 1993, A10(12): 2522-2531.
- [3] OZAKTAS H M, MENDLOV I C D. Fourier transforms of fractional order and their optical interpretation [J]. Opt Commun, 1993, 101: 163-169.
- [4] LOHMANN A W. Image rotation, wigner rotation, and fractional Fourier transform [J]. J O S A, 1993, A10(10): 2181-2186.
- [5] ZHAO G P, LÜB D. Propagation of Gaussian beams passing through complicated ABCD optical system with internal hard-edge aperture [J]. Laser Technology, 2003, 27(4): 299-301 (in Chinese).
- [6] LU Y X, JI X L, LÜB D. Comparative study of simulation algorithm for hard-edge optics [J]. Laser Technology, 2004, 28(6): 652-654 (in Chinese).
- [7] LU H Zh, XU R W, LI L R, et al. Far-field approximation and divergence of Gaussian beam with phase aberrations diffracted by a circular aperture [J]. Acta Optica Sinica, 2005, 26(1): 131-135 (in Chinese).
- [8] SUN D, ZHAO D W. Wigner distribution function of Hermite-cosine-Gaussian beams through an apertured optical system [J]. J O S A, 2005, A22(8): 1683-1690.
- [9] MAO H D, ZHAO D W. Different models for a hard-aperture function and corresponding approximate analytical propagation equations of a Gaussian beam through an apertured optical system [J]. J O S A, 2005, A22(4): 647-653.
- [10] TOVAR A A. Propagation of flat-topped multi-Gaussian laser beams [J]. J O S A, 2001, A18(8): 1897-1904.
- [7] HUSAKOU A V, HERMANN J. Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers [J]. Phys Rev Lett, 2001, 87(20): 203901. 1-203901. 4.
- [8] HERRMANN J, GRIEBNER U, ZHAVORONKOV N, et al. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic crystal fibers [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(17): 173901. 1-173901. 4.
- [9] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics and applications of nonlinear fiber optics [M]. Beijing: Electronic Industry Press, 2002: 32 (in Chinese).
- [10] JIAN Y Q, YAN P G, LÜK Ch, et al. Experimental study and numerical analysis of femtosecond pulse propagation and supercontinuum generation in highly nonlinear photonic crystal fiber [J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(4): 1809-1814 (in Chinese).
- [11] CHENG Ch F, WANG X F, LU B. Nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femtosecond pulse in photonic crystal fibers [J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(6): 1826-1830 (in Chinese).
- [12] SCHREIBER T, LMPERT J, ZELLMER H. High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers [J]. Opt Commun, 2003, 228: 71-78.
- [13] LIU W H, WANG Y Sh, LIU H J, et al. Effect of initial chirp on supercontinuum generation by femtosecond pulse in photonic crystal fibers [J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(4): 1815-1820 (in Chinese).
- [1] YU Y Q, RUAN Sh Ch, ZENG J Ch, et al. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers depends on pump wavelengths [J]. Acta Photonica Sinica, 2005, 34(9): 1293-1296 (in Chinese).
- [2] ZHENG Y, ZHANG Y P, HUANG X J, et al. Supercontinuum generation with 15fs pump pulses in a microstructured fiber with combination random and core distributions [J]. Chinese Physics Letter, 2004, 21(4): 750-753.
- [3] KNIGHT J C, ARR IGA J, BRKS T A. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber [J]. Photonics Technology Letters, 2000, 12(7): 807-809.
- [4] PAN Y Zh, ZHANG J, HU G J, et al. Photonic crystal fiber and laser [J]. Laser Technology, 2004, 28(1): 48-51 (in Chinese).
- [5] UDEM T, HOLZWARTH R, HANSCH T W. Optical frequency metrology [J]. Nature, 2002, 416(6877): 233-237.
- [6] HARLL I, LIX D, CHUDOBA C. Ultrahigh resolution optical coherence tomography using continuum generation in an airsilica microstructured optical fiber [J]. Opt Lett, 2001, 26(9): 608-610.

(上接第52页)

始脉冲峰值功率最佳值;当初始脉冲中心波长位于反常色散区时,正啁啾有利于光谱展宽,负啁啾则不利于光谱展宽,对给定的光纤长度可得出一个光谱最宽的啁啾点。这些结论对优化超连续谱提供了理论依据。

参考文献