

光子晶体光纤中调制不稳定现象与超连续光谱的产生*

孙喜文 王清月 胡明列 柴 路 栗岩峰 刘博文

(天津大学精密仪器与光电子学院超快激光实验室,教育部光电信息技术科学重点实验室,天津 300072)

摘 要 研究了光子晶体光纤中调制不稳定性效应. 从非线性薛定谔方程出发, 计算和分析了光子晶体光纤中反常色散区以及正常色散区内的调制不稳定性现象, 详细讨论了超短脉冲的脉宽、峰值功率、高阶色散和高阶非线性效应(如脉冲内喇曼散射、自陡峭效应)对调制不稳定性产生的影响. 结果表明: 二阶色散对调制不稳定性的影响要远大于三阶色散, 同时也发现随着初始脉冲宽度的减小, 调制不稳定性旁瓣增大但是强度有所降低. 另外还发现高阶非线性效应如自陡峭和喇曼效应会在不同程度上抑制调制不稳定性.

关键词 广义非线性薛定谔方程; 光子晶体光纤; 调制不稳定性

中图分类号 TN253

文献标识码 A

文章编号 1004-4213(2007)01-0051-4

0 引言

光子晶体光纤^[1] (Photonic Crystal Fiber, PCF) 是近年来出现的一种由周期性排列空气孔单一介质材料构成(常用熔融硅或聚合物)的新型光纤. 与普通光纤不同的是, 通过减小光子晶体光纤的模场面积, 可以形成很大的折射率梯度变化, 从而能够将光场强烈地局域在很小的纤芯中, 极大地增强光纤中的非线性效应, 提高非线性光学相互作用效率. 因此光子晶体光纤被广泛地应用于超连续光谱的产生以及光孤子的传输实验研究^[2-4]. 所谓的超连续光谱是指激光脉冲在非线性介质中传输时光谱急剧加宽的一种物理现象. 传统光纤主要依赖自相位调制效应产生在中心频率对称分布的钟形超连续光谱, 而在光子晶体光纤中自相位调制、高阶孤子、群速度色散、三阶色散、四波混频(Four-Wave Mixing, FWM)、自陡峭、脉冲内喇曼散射等诸多效应对超连续光谱的形成都有贡献^[5-7]. 调制不稳定性(Modulation Instability, MI) 是一种通常发生在光纤的反常色散区的特殊四波混频过程, 由光纤非线性效应与光纤的色散相互作用所产生. Tamura 等人^[8]证实了调制不稳定性在超连续光谱产生中的重要作用, 在光纤的零色散点附近调制不稳定性的影响尤为显著.

本文利用数值方法模拟了光子晶体光纤中反常色散区和正常色散区内的调制不稳定现象及超连续光谱的产生过程. 详细讨论了超短脉冲的脉宽、峰

值功率、高阶色散和高阶非线性效应(如脉冲内喇曼散射、自陡峭效应)对调制不稳定性产生的影响.

1 数值模拟方法

文中采用广义非线性薛定谔方程^[9]来描述超短脉冲在光子晶体光纤中的非线性传输过程. 其形式为

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1} \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} - \frac{\alpha}{2} A + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \cdot$$

$$\left[A(z, \tau) \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' R(\tau - \tau') |A(z, \tau')|^2 \right] \quad (1)$$

式中 $A(z, \tau)$ 为电场的慢变振幅, z 为沿光纤方向的传输距离, τ 是光脉冲的时间参量, β_k (考虑到 6 阶) 是以 ω_0 为中央频率展开的台劳级数的 m 阶色散系数, α 是光纤的损耗系数. 方程(1)等号右边包含了如自相位调制(SPM)、自陡峭(self-steepening)、四波混频(FWM)和脉冲内喇曼散射(ISRS)等各种非线性效应. 其中非线性系数 $\gamma = n_2 \omega_0 / (c A_{\text{eff}})$, A_{eff} 为光纤芯的有效截面积, 非线性折射率系数取 $n_2 \approx 2.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. 其中响应函数 $R(\tau) = (1 - f_R) \cdot \delta(\tau) + f_R h_R(\tau)$, 包括电学的和振动的喇曼响应. $f_R = 0.18$ 表示延时喇曼响应对非线性极化的贡献, 其中的喇曼响应函数 $h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-\tau/\tau_2) \sin(-\tau/\tau_1)$,

一般取 $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$ 和 $\tau_2 = 32 \text{ fs}$. 计算中使用的参量如下: 非线性系数 $\gamma = 150 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, 色散参量 $\beta_2 = -1.2359 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.23758 \text{ ps}^3/\text{km}$, $\beta_4 = 6.7815 \times 10^{-5} \text{ ps}^4/\text{km}$, $\beta_5 = 9.3551 \times 10^{-7} \text{ ps}^5/\text{km}$, $\beta_6 = 4.4304 \times 10^{-9} \text{ ps}^6/\text{km}$. 因为传输的距离很短, 一般在几厘米至几十厘米, 忽略了光纤的损耗($\alpha = 0$). 为了提高准确度, 采用下述对称的分步傅里叶变换算法^[9]对方程(1)进行了数值求解

* 国家重大基础研究(G1999075201 和 2003CB314904)、国家自然科学基金(60278003)和国家“863”高技术研究发展计划(2003AA311010)资助

Tel: 022-27404204 Email: sxwqd@sina.com

收稿日期: 2005-10-24

$$A(z+h, t) \approx \exp\left(\frac{h\hat{D}}{2}\right) \exp(h\hat{N}) \cdot \exp\left(\frac{h\hat{D}}{2}\right) A(z, t) \quad (2)$$

式中

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} + \frac{i}{24}\beta_4 \frac{\partial^4}{\partial t^4} + \dots \quad (3)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) [A(z, \tau) \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' R(\tau - \tau') \cdot |A(z, \tau')|^2] \quad (4)$$

选取初始的脉冲形状为双曲正割形

$$U(0, T) = \text{sech} h \left(\frac{T}{\tau_0}\right) \exp\left(-\frac{iCT^2}{2\tau_0^2}\right) \quad (5)$$

式中 τ_0 是脉冲半宽度, 通常用半极大宽度 (FWHM) 来代替 τ_0

$$T_{\text{FWHM}} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) \tau_0 \approx 1.763 \tau_0 \quad (6)$$

C 为啁啾参量, 本文考虑无啁啾脉冲, 即 $C=0$.

2 计算结果与分析

首先考虑了初始脉宽 $T_{\text{FWHM}} = 1$ ps, 中心波长 $\lambda_0 = 820$ nm (零色散点 $\lambda_{\text{ZD}} = 806$ nm), 峰值功率 $P = 400$ W 的光脉冲在光子晶体光纤中的传输情况. 由图 1 可以看出, 随着传输距离的增加, 光谱逐渐对称展宽, 在光谱两侧圆叶形突出的旁瓣是明显的调制不稳定性标志. 在传输的初期高阶孤子还不稳定, 各种高阶非线性作用还没有起到主要的作用. 由于调制不稳定性作用产生的多个斯托克斯波和反斯托克斯波频率分量有效地展宽了光谱. 随着传输距离的增加, 两侧旁瓣的数目也逐渐增多增大 ($z = 0.7$ m), 在传输了 1 m 之后由于高阶色散和高阶非线性的共同作用产生了超连续光谱, 和最近 Amans 等人^[10-11] 在实验中观察到的 MI/FWM 现象很一致.

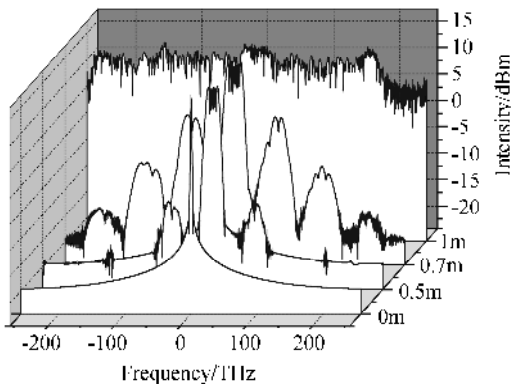


图 1 反常色散区内 MI 随传输距离的演化图
Fig. 1 Spectral evolution of an initially sech-pulse

众所周知, 调制不稳定性产生的光谱旁瓣的位置和大小与 γP_0 有关. 在光纤长度 0.5 m 保持不变的情况下, 模拟了初始脉冲峰值功率 P_0 对调制不

稳定性的影响. 如图 2, 随着峰值功率增加, 光谱两侧的旁瓣也随之增大, 并且在 $P_0 = 500$ W 时产生了新的频率分量.

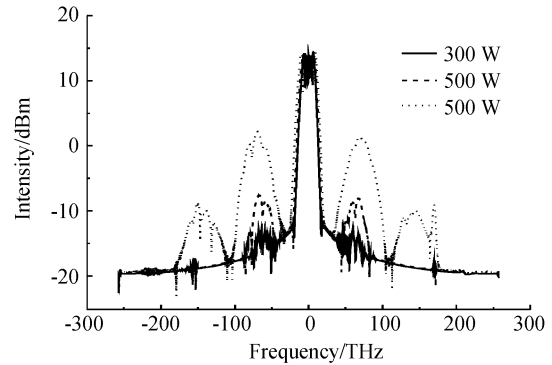


图 2 输入双曲正割脉冲峰值功率时产生的频谱, 传输距离 $z=50$ cm
Fig. 2 Spectral of an initially sech-pulse after a distance of $z=50$ cm for peak input powers

为了进一步分析调制不稳定性及超连续光谱产生的物理机理, 做了包含不同项的独立计算, 细致地考察了高阶色散和高阶非线性效应对调制不稳定性及超连续光谱产生的影响. 图 3 为在其它参量保持不变的情况下, 二阶色散参量 β_2 对调制不稳定性的影响. 从图中可以看出, 随着 β_2 的减小, 光谱两侧的旁瓣逐渐向两侧移动, 并且有加宽的趋势. 当 β_2

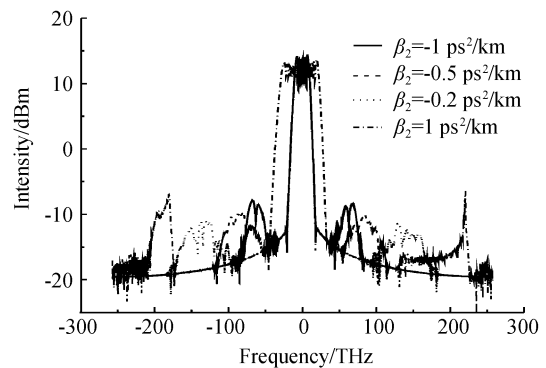


图 3 二阶色散对 MI 的影响, 传输距离 $z=50$ cm
Fig. 3 Spectral after a distance of $z=50$ cm with different second-order dispersion β_2

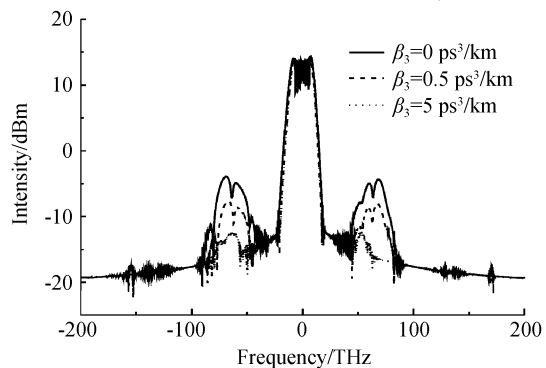


图 4 三阶色散对 MI 的影响, 传输距离 $z=50$ cm
Fig. 4 Spectral after a distance of $z=50$ cm with different third-order dispersion β_3

为正值时,此时仍然有调制不稳定性现象发生,不同的是在正常色散区内斯托克斯波和反斯托克斯波的形状很不同. 在保持二阶色散和其它参量不变的情况下改变 β_3 时,旁瓣的位置并没有明显的改变, β_3 的值越大时旁瓣越小,并且高频部分的光谱比低频部分减小得更快,如图 4.

图 5 是高阶非线性效应对调制不稳定性的影响. 当只考虑自相位调制 (SPM) 效应时,此时的光谱完全对称且旁瓣最大,但是在包含了自陡峭 (self-steepening) 效应时产生的不对称性削弱了四波混频的相位匹配条件,在一定程度上抑制了调制不稳定性. 当把喇曼项也包含进去时,此时的光谱旁瓣变得更小,斯托克斯波和反斯托克斯波的位置和形状都有明显的改变,调制不稳定性受到了明显地抑制.

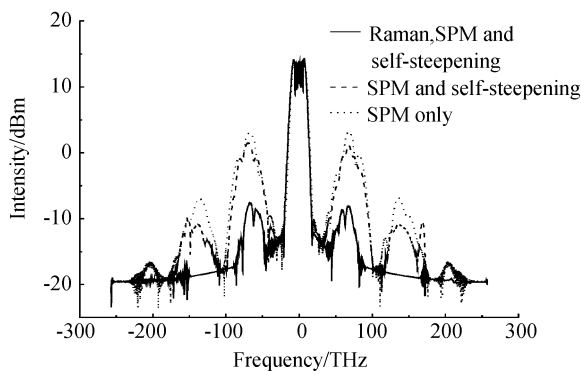


图 5 高阶非线性效应对 MI 产生的影响,传输距离 $z=50$ cm
Fig. 5 Spectral after a distance of $z=50$ cm when the higher order nonlinear effects influence the modulation instability

初始脉冲宽度对调制不稳定性的影响,如图 6. 在其它参量保持不变的情况下,只是改变初始脉冲的宽度,此时斯托克斯波和反斯托克斯波的位置都没有改变,随着初始脉冲宽度的减小,两侧的旁瓣增大但是强度有所降低,产生的调制不稳定光谱越靠近底部. 至今光子晶体光纤中大部分的非线性实验都是在几十飞秒高功率的情况下完成的,由于高峰值功率下极强的非线性作用湮没了调制不稳定现

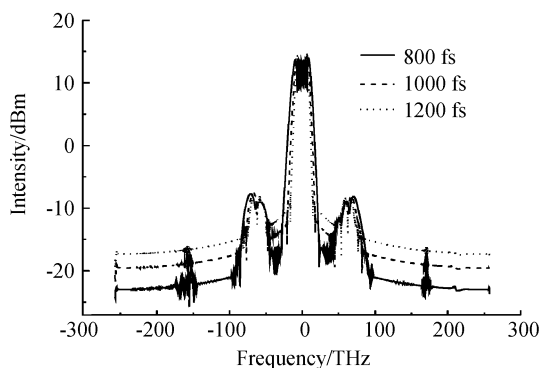


图 6 不同脉宽的超短脉冲所产生的 MI,传输距离 $z=50$ cm
Fig. 6 Spectral after a distance of $z=50$ cm

象,未能明显观察到其对超连续光谱的影响. 例如在模拟中当取脉宽参量为 500 fs 以下时,并不能观察到明显的调制不稳定性现象,所以选择合适的初始脉冲宽度也很重要.

3 结论

本文从非线性薛定谔方程出发,计算和分析了超短脉冲在光子晶体光纤中反常色散区以及正常色散区内产生的调制不稳定性现象. 详细讨论了超短脉冲的脉宽、峰值功率、高阶色散和高阶非线性效应对调制不稳定性产生的影响. 计算结果表明,调制不稳定性现象不只发生在光子晶体光纤的反常色散区,在正常色散区也可以产生. 相比较而言,二阶色散对调制不稳定性的影响要远远大于三阶色散,光谱两侧的斯托克斯波和反斯托克斯波分量会随着初始脉冲峰值功率的增加而增大,高阶非线性效应如自陡峭和喇曼效应会在不同程度上抑制调制不稳定性.

参考文献

- [1] 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.
- [2] JINENDRA K R, ROBERT S W, ANDREW J S, *et al.* Visible continuum generation in air silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm[J]. *Opt Lett*, 2000, **25**(1): 25-27.
- [3] HU M L, WANG Q Y, LI Y F, *et al.* Frequency-tunable anti-Stokes line emission by eigenmodes of a birefringent microstructure fiber[J]. *Opt Exp*, 2004, **12**(9): 1932-1937.
- [4] YU Yong-qin, RUAN Shuang-chen, DU Chen-lin, *et al.* Spectral broadening in the 1.3 μm region using a 1.8-m-long photonic crystal fiber by femtosecond pulses from an optical parametric amplifier[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(4): 481-484.
- [5] COEN S, CHAU A H L, LEONHARDT R, *et al.* Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers[J]. *Opt Soc Am B*, 2002, **19**(4): 753-763.
- [6] HU Ming-lie, WANG Qing-yue, LI Yan-feng, *et al.* Enhanced spectral broadening by femtosecond pulse in large-air-filling fraction microstructure fiber[J]. *Chinese J Lasers*, 2004, **31**(12): 1429-1432.
胡明列, 王清月, 栗岩峰, 等. 飞秒激光在大空气比微结构光纤中增强的非线性光谱展宽[J]. *中国激光*, 2004, **31**(12): 1429-1432.
- [7] YAN Pei-guang, RUAN Shuang-chen, DU Chen-lin, *et al.* Supercontinuum generation in photonic crystal fiber pumped by femtosecond pulses[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11): 1299-1301.
闫培光, 阮双琛, 杜晨林, 等. 飞秒脉冲作用下光子晶体光纤超连续谱的产生[J]. *光子学报*, 2003, **32**(11): 1299-1301.
- [8] TAMURA K R, HUBOTA H K, NAKAZAWA M, *et al.* Fundamentals of stable continuum generation at high

- repetition rates[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2000, **36**(7): 773-779.
- [9] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics[M]. New York: Academic Press, 2001. 34-35.
- [10] AMANS D, BRAINIS E, HAELTERMAN M, *et al*. Vector modulation instability induced by vacuum fluctuations in highly birefringent fibers in the anomalous-dispersion regime [J]. *Opt Lett*, 2005, **30**(9):1051-1053.
- [11] KIBLER B, BILLET C, DUDLEY J M, *et al*. Effect of structural irregularities on modulational instability phase matching in photonic crystal fibers [J]. *Opt Lett*, 2004, **29**(16):1903-1905.

Modulation Instability and Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber

SUN Xi-wen, WANG Qing-yue, HU Ming-lie, CHAI Lu, LI Yan-feng, LIU Bo-wen

Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science (Tianjin University), Ministry of Education, Ultrafast Laser Lab, College of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering, Tianjin 300072

Received date: 2005-06-13

Abstract The investigation of modulation instability (MI) in the Photonic crystal fiber (PCF) was reported. Using the nonlinear generalized Schrödinger equation, the MI in the anomalous as well as in the normal dispersion region were calculated and analysed. The impacts of the input pulse duration, the pulse peak power, the high-order dispersion and the high-order nonlinear effects (such as the intrapulse stimulated Raman scattering and self-steepening effects) on the MI were also expatiated. The numerical results show that the impact of the second-order dispersion on the MI is more influential than that of the third-order dispersion. It was found that the MI sidebands expand while its spectral intensity decreased as the input pulse duration was reduced. It was also found that the intrapulse stimulated Raman scattering and self-steepening effects can restrain the MI in different extents.

Key words Nonlinear Schrödinger equation; Photonic crystal fiber; Modulation instability



SUN Xi-wen was born in Heilongjiang Province, and in 1980. Now he is pursuing his M. S. degree at School of Precision Instruments & Optoelectronics Engineering of Tianjin University since 2003. His major research focuses on photonic crystal fibers, optical soliton and femtosecond pulse compensation technology.