

光子晶体光纤中高阶色散和非线性对压缩脉冲对的影响

董琳琳, 杨性愉

(内蒙古大学理学院物理系, 内蒙古 呼和浩特 010021)

摘要:数值模拟了光子晶体光纤中波长位于反常色散区的高阶孤子泵浦脉冲与波长在正常色散区的信号脉冲通过交叉相位调制作用,产生的压缩脉冲对。首先讨论了在高阶色散影响下,飞秒脉冲基于交叉相位作用,弱脉冲产生的压缩脉冲对不再保持对称不变,产生蓝移。此外,考虑高阶非线性效应的影响,飞秒信号脉冲从正常色散区频移到反常色散区,产生的压缩脉冲由两个演变成一个,受拉曼红移影响较大,同时脉冲的峰值功率显著增加。

关键词:高阶色散;飞秒光脉冲;压缩脉冲对;交叉相位调制;拉曼红移

中图分类号: O437.3

文献标识码: A

Effect of High-order Dispersion and Nonlinear on Compression Pulse Pair in PCF

DONG Lin-lin, YANG Xing-yu

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

Abstract: In this paper, numerically simulate that high-order soliton pump-pulse at wavelength anomalous dispersion district and the signal pulse wavelength in the normal dispersion, through cross-phase modulation effects, under Raman scattering effects, produce compression pulse pair in photonic crystal fibers. First, we discussed under the influence of the higher-order dispersion, femtosecond pulse based on cross-phase modulation, produced pulse pair no longer maintain symmetry, but generated a blue shift. In addition, considering the impact of high-order nonlinear effect, femtosecond pulse signal from the normal frequency dispersion district moved to the anomalous dispersion district, the generated pulse evolved from two to one, is greatly impacted by Raman redshift, at the same time, the peak power pulses significantly increase.

Key words: higher-order dispersion; femtosecond light pulse; pulse compression pair; cross-phase modulation; raman redshift

1 引言

当两束或更多束具有不同波长的光场同时在光纤中传输时,它们将同光纤中的非线性效应发生相互作用。这种入射波之间的耦合就是所谓的交叉相位调制(XPM)^[1]。然而对于交叉相位调制的一个最主要的应用是利用交叉相位调制产生压缩脉冲对。在超短脉冲的研究领域内,压缩脉冲可以提高

脉冲的峰值功率。对于基于皮秒脉冲的交叉相位调制已经有研究^[2],所以,高阶非线性和高阶色散对飞秒脉冲基于交叉相位调制产生的脉冲对的影响就显得有意义了。

基金项目:国家自然科学基金(No. 60468001)资助。

作者简介:董琳琳(1981-),女,硕士研究生,主要从事非线性光学和光纤通信研究。E-mail: 429174561@qq.com

收稿日期:2008-01-15; **修订日期:**2008-03-07

光子晶体光纤(PCF)是光子晶体在二维空间的一个应用,1996年英国 Bath 大学的 Russell 等人制作出第一根光子晶体光纤,此后,研究发现,它与传统光纤相比具有很多显著的优点,成为光通信的一个研究热点。PCF 具有良好的色散特性,通过改变空气导孔的排列和大小,色散和色散斜率会随之剧烈的改变,从而可以在很大的波长范围内得到较大的色散。所以,PCF 的色散对脉冲的影响不容忽视。同时,光子晶体光纤的另一个特性是高阶非线性特性,因此,本文针对光子晶体光纤研究在高阶非线性效应下,高阶色散对基于交叉相位调制产生脉冲对的影响。

2 高阶色散效应下耦合非线性薛定谔方程

对于飞秒光脉冲,我们考虑高阶色散、高阶非线性效应,根据 Kam-tai 的文献^[3],在忽略光纤损耗的情况小,飞秒光脉冲的耦合非线性薛定谔方程组无量纲的形式如下:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_{31}}{6\beta_{21}T_0} \frac{\partial^3 u_1}{\partial \tau^3} - \frac{i\beta_{41}}{24\beta_{21}T_0^2} \frac{\partial^4 u_1}{\partial \tau^4} + \\ & \frac{\beta_{51}}{100\beta_{21}T_0^4} \frac{\partial^5 u_1}{\partial \tau^5} + \frac{i\beta_{61}}{600\beta_{21}T_0^4} \frac{\partial^6 u_1}{\partial \tau^6} = i(|u_1|^2 + 2|u_2|^2) \cdot \\ & u_1 - i\tau_R(u_1 \frac{\partial |u_1|^2}{\partial \tau} + u_1 \frac{\partial |u_2|^2}{\partial \tau} + u_2 \frac{\partial (u_1 u_2^*)}{\partial \tau}) \quad (1) \\ & \frac{\partial u_2}{\partial \zeta} - \delta \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\beta_{22}}{\beta_{21}} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_{32}}{6\beta_{21}T_0} \frac{\partial^3 u_2}{\partial \tau^3} - \frac{i\beta_{42}}{24\beta_{21}T_0^2} \cdot \\ & \frac{\partial^4 u_2}{\partial \tau^4} + \frac{\beta_{52}}{100\beta_{21}T_0^4} \frac{\partial^5 u_2}{\partial \tau^5} + \frac{i\beta_{62}}{600\beta_{21}T_0^4} \frac{\partial^6 u_2}{\partial \tau^6} = i\varepsilon(|u_2|^2 + \\ & 2|u_1|^2)u_2 - i\tau_R\varepsilon(u_2 \frac{\partial |u_2|^2}{\partial \tau} + u_2 \frac{\partial |u_1|^2}{\partial \tau} + \\ & u_1 \frac{\partial (u_2 u_1^*)}{\partial \tau}) \quad (2) \end{aligned}$$

式中, $d = v_{g1}^{-1} - v_{g2}^{-1}$ 表示两脉冲的群速度失配; v_{g1}, v_{g2} 为脉冲的群速度; $\beta_{21}(\beta_{22})$ 和 $\gamma_1(\gamma_2)$ 为两脉冲各自的群速度色散系数和非线性系数。其中, $\tau = T/T_0$, $\zeta = t\beta_{21}/T_0^2$; $u_1 = (\frac{\gamma_1 P_1 T_0^2}{\beta_{21}})^{1/2} A_1$; $u_2 = (\frac{\gamma_2 P_2 T_0^2}{\beta_{22}})^{1/2} A_2$; $\varepsilon = \lambda_1/\lambda_2$ 表示泵浦脉冲和信号脉冲的中心波长之比,其中, δ 表示信号脉冲相对泵浦脉冲的离散, $\delta = T_0(v_{g1}^{-1} - v_{g2}^{-1})/\beta_{21}$, 如果两脉冲中心频率接近,且

在光纤中传输的距离较短,则式(2)中两脉冲的离散项可忽略,而且两脉冲的群速度色散系数以及非线性系数的差异也可忽略。

3 数值模拟及结果

本文采用对称分步傅里叶变换法^[4]对其进行数值模拟求解。设泵浦脉冲和信号脉冲具有如下形式:

$$u_1(0, \tau) = A_1 \text{sech}(\tau/t_1)$$

$$u_2(0, \tau) = A_2 \exp(-\tau^2/2t_2^2)$$

式中, A_1, A_2 分别为泵浦脉冲和信号脉冲的初始峰值振幅; t_1, t_2 分别决定两脉冲的初始宽度。

我们采用零色散波长 λ_D 为 767nm 的光子晶体光纤^[5], 并假设信号脉冲(弱脉冲)波长 λ_2 为 740nm, 泵浦脉冲的波长 λ_1 为 800nm, 从而有 $\beta_{21} \approx -|\beta_{22}|$, 在较短的传输距离内可忽略泵浦脉冲和信号脉冲的相互离散效应, 即式(2)中的 $\delta = 0$ 。对于泵浦脉冲, 非线性系数 $\gamma_1 = 0.075 (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$, $\beta_{21} = -5.9998 \times 10^{-6} \text{fs}^2/\text{nm}$, $\beta_{31} = 6.0445 \times 10^{-5} \text{fs}^3/\text{nm}$, $\beta_{41} = -3.3683 \times 10^{-5} \text{fs}^4/\text{nm}$, $\beta_{51} = -4.7893 \times 10^{-5} \text{fs}^5/\text{nm}$, $\beta_{61} = 3.3037 \times 10^{-4} \text{fs}^6/\text{nm}$, 脉宽 $T_1 = 100\text{fs}$ 。对于信号脉冲 $\gamma_1 = 0.081 (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$, $\beta_{22} = 4.9731 \times 10^{-6} \text{fs}^2/\text{nm}$, $\beta_{32} = 5.4568 \times 10^{-5} \text{fs}^3/\text{nm}$, $\beta_{42} = -2.9155 \times 10^{-5} \text{fs}^4/\text{nm}$, $\beta_{52} = 6.3452 \times 10^{-5} \text{fs}^5/\text{nm}$, $\beta_{62} = -1.1828 \times 10^{-4} \text{fs}^6/\text{nm}$, 脉宽 $T_2 = 100\text{fs}$ 。我们取弱信号脉冲峰值振幅 $A_2 = 0.1$ 不变, 而改变泵浦脉冲的峰值振幅 $A_1 = 5$, 且令 $t_1 = 1, t_2 = 2$ 。

3.1 高阶色散对压缩脉冲对的影响

对于皮秒脉冲, 基于交叉相位调制作用在正常色散区的信号脉冲可产生对称的压缩脉冲对。现让两个飞秒脉冲在光纤中同步传输, 在 FCP 输入端耦合的过程中, 我们让两脉冲的中心位置在时间上重叠。由于前面已经假设中心波长差异很小, 因而在较短的传输距离内可忽略信号脉冲与泵浦脉冲之间的走离效应。我们考虑高阶色散^[6]对压缩脉冲对的影响, 此时, $\tau_R = 0$, 图 1 是含有二、三、四、五、六阶色散对基于交叉相位调制作用产生压缩脉冲对的影响。

从图1中可以看到,在高阶色散的影响下,产生的压缩脉冲对不再保持对称性不变,而是分成两个脉宽变窄的脉冲。图2中虚线是只有二阶色散时的频谱,从图中可以看到,频谱是对称的,而实线显示的频谱不再对称,而是产生蓝移。可见,高阶色散影响了产生脉冲对的对称性,使得蓝移部分传输的慢。

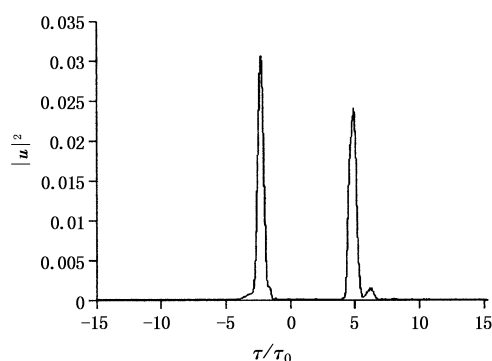


图1 高阶色散对基于交叉相位调制作用下飞秒脉冲压缩对在 $z/z_0 = 0.3$ 处的脉冲的影响

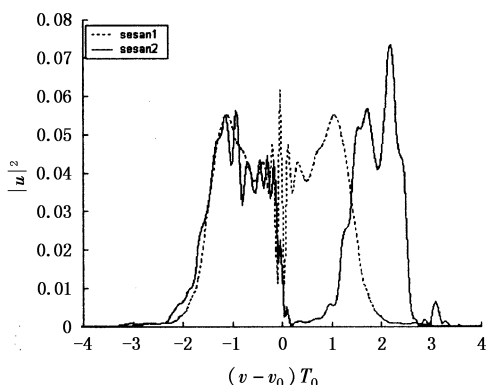


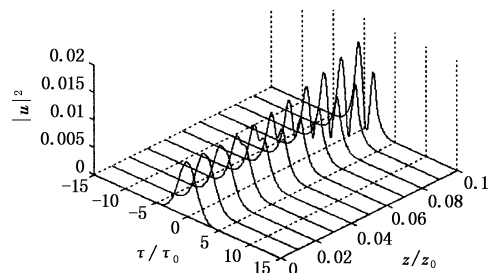
图2 高阶色散对基于交叉相位调制作用下飞秒脉冲压缩对在 $z/z_0 = 0.3$ 处频谱的影响

3.2 存在高阶色散时,拉曼效应对压缩脉冲对的影响

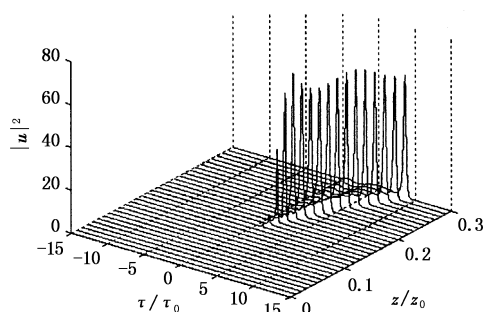
对于飞秒脉冲的光子晶体光纤,我们应该考虑高阶非线性即拉曼效应下,脉冲的耦合作用。根据飞秒光脉冲的耦合非线性薛定谔方程组(1)、(2),由于泵浦脉冲受信号脉冲的影响很小,此处我们只考虑信号脉冲的演变情况。此时,我们取 $\tau_R = 0.05$,此时信号脉冲演变的脉冲图如图3所示。

从图3中我们看到, $z/z_0 < 0.1$ 处的脉冲分裂成两个脉冲,但是在 z/z_0 从 0.2 ~ 0.3 处脉冲由于受到拉曼效应和高阶色散效应的影响,脉冲由两个脉冲演变成一个脉冲,并且这个脉冲随传输距离的增加向脉冲后沿偏移,同时脉冲的峰值功率急剧增加。图4是信号脉冲在 $z/z_0 = 0.2$ 和 $z/z_0 = 0.3$ 处的频

谱图。

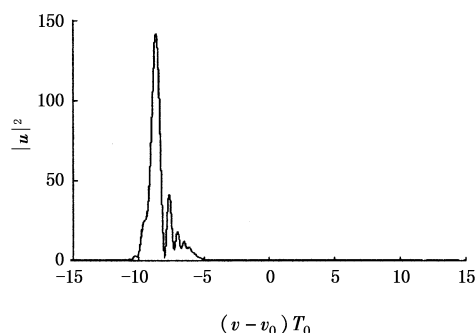


(a)

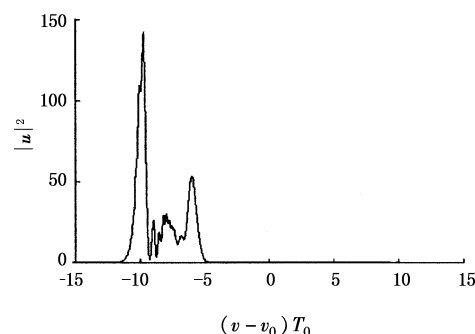


(b)

图3 在拉曼效应、高阶色散效应影响下信号脉冲的脉冲演变
(a)在 z/z_0 从 0 到 0.1 处的脉冲;(b)在 z/z_0 从 0.1 到 0.3 处的脉冲



(a)



(b)

图4 在拉曼效应、高阶色散效应影响下信号脉冲的频谱图
(a)在 $z/z_0 = 0.2$ 处频谱图;(b)在 $z/z_0 = 0.3$ 处频谱图

从图4中我们可以看到,飞秒信号脉冲基于交叉相位调制作用,在拉曼效应的影响下,产生明显的拉曼红移。基于交叉相位调制后,信号脉冲的频谱

图在 $z/z_0 = 0.3$ 处,产生的频移 $(v - v_0) T_0 = -9$, 经计算 $\Delta\lambda = (-c/v^2) \Delta v \approx 182.53\text{nm}$ 。由于信号脉冲的零色散波长 $\lambda_0 = 740\text{nm}$, 所以产生频移后的波长 $\lambda = 740 + 182.53 = 922.53\text{nm}$, 此时, 信号脉冲由正常色散区演变到反常色散区, 可见, 信号脉冲受拉曼红移和高阶色散影响较大。

综合图 3 和图 4, 由于信号脉冲工作频移到反常色散区, 前沿红移脉冲较后沿蓝移脉冲传输的慢, 所以脉冲随传输距离的增加脉冲向后沿偏移。并且在高阶色散的影响下, 能量从脉冲前沿转移到脉冲后沿, 随传输距离能量几乎从前沿转移到后沿。同时, 拉曼散射的作用使得脉冲产生拉曼红移。

4 结 论

本文主要研究的是光子晶体光纤, 在高阶色散和拉曼散射效应下, 飞秒光脉冲基于交叉相位调制作用产生脉冲对的影响。高阶色散的作用, 使得脉冲不再保持对称, 产生蓝移。由于研究的是飞秒脉冲, 所以, 拉曼散射作用不容忽视。经数值模拟分析, 可以看到, 拉曼效应使得信号脉冲产生拉曼红移, 而高阶色散使得脉冲前沿的能量全部转化的脉冲后沿。

(上接第 785 页)

大的关系, 但由于缺乏更深入的理论研究和实验的证实, 还在进一步的探讨中。

4 结束语

提出了一种基于 GaMnAs/AlGaAs 量子阱的铁磁性半导体红外探测器, 分析了其器件的性能, 这对于制备新型量子阱红外探测器将具有一定的应用潜力。半导体自旋电子器件有着广阔的应用前景, 其领域发展非常迅速, 但是要实现器件的商品化还有大量的问题有待于解决, 半导体自旋电子器件的实现将推动信息时代的进一步发展。

参考文献:

- [1] S A Wolf, D D Awschalom, R A Buhrman, et al. Spintronics; a spin-based electronics vision for the future[J]. Science, 2001, 294: 1488 - 1495.
- [2] M Poggio, R C Myers, N P Stern, et al. Structural, electrical, and magneto-optical characterization of paramagnetic

参考文献:

- [1] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics & applications of nonlinear fiber optics [M]. JA Dong-fang, YU Zhen-hong et al, transal. 1st ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 12.
- [2] Yang Xingyu, Yang Guangqiang. Generation of compressed pulse pair based on cross-phase modulation in single-mode fibers [J]. IEEE Proceedings, opto-electronics, 2002, 149(1): 17 - 20.
- [3] Kam Taichan, Wenhua Cao. Enhanced soliton-effect pulse compression by cross-phase modulation in optical fibers [J]. Optics Communications, 2000, 178 (1 - 3): 79 - 88.
- [4] Yang Xingyu, Yang Guangqiang. Effects of initial chirp and fiber loss on soliton-effect picosecond pulse compression in optical fibers [J]. Quantum Electronics, 2001, 31 (8): 723 - 726.
- [5] C Cheng, X Wang, Z Fang, et al. Nonlinear copropagation of two optical pulses of different frequencies in photonic crystal fibers [J]. Applied Physics B. 2005, 80: 291 - 294.
- [6] 钟先琼, 向安平. 高阶色散下与扰动频率相关的调制不稳定性[J]. 光电子·激光, 2007, 18(7): 863 - 866.
- GaMnAs quantum wells [J]. Phys. Rev. B., 2005, 72: 235 - 313.
- [3] N P Stern, R C Myers, M Poggio, et al. Confinement engineering of s-d exchange interactions in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ quantum wells [J]. Phys. Rev. B., 2007, 75: 045329.
- [4] S Koshihara, A Oiwa, M Hirasawa, et al. Ferromagnetic order induced by photogenerated carriers in magnetic III - V semiconductor heterostructures of (In, Mn) As/GaSb [J]. Phys. Rev. Lett., 1997, 78(24): 4617 - 4620.
- [5] Chang Y C, James R B. Saturation of intersubband transitions in P-type semiconductor quantum wells [J]. Phys. Rev. B., 1989, 39(17): 12672 - 12681.
- [6] 周旭昌, 陈效双, 甄红楼, 等. 空穴在动量空间分布对 p 型量子阱红外探测器响应光谱的影响 [J]. 物理学报, 2006, 55(8): 4247 - 4252.
- [7] Jiang J, Fu Y, Li N, et al. Detection wavelength of very long wavelength quantum-well infrared photodetector [J]. J. Phys.: Condens. Matter, 2003, 15, 6311 - 6320.