

文章编号: 0258-7025(2009)09-2295-05

三阶色散对拉曼频移的增强和抑制作用

雷大军^{1,2} 杨 华¹ 文双春¹ 董 辉² 张景贵¹ 徐慧文¹

(¹ 湖南大学计算机与通信学院, 湖南 长沙 410082; ² 湘南学院物理系, 湖南 郴州 423000)

摘要 基于光子晶体光纤(PCF)中脉冲演变遵循的非线性演化方程,用数值方法研究了三阶色散(TOD)对孤子拉曼自频移(RIFS)的影响。结果表明,在反常色散区,正的三阶色散对孤子拉曼自频移有抑制作用,而负的三阶色散却对频移有增强作用。当输入脉冲较窄,色散波产生的距离较短时,由于频谱反弹效应,三阶色散对频移增强的作用在光纤的零色散波长处会被抑制。输入脉冲的峰值功率和形状对拉曼频移被抑制所需光纤的长度有重要的影响。在正常色散区,三阶色散对拉曼频移的影响可忽略不计。

关键词 非线性光学; 拉曼自频移; 三阶色散; 光子晶体光纤

中图分类号 O437; TN253 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20093609.2295

Enhancement and Suppression of Raman-Induced Frequency Shifts by Third-Order Dispersion in Photonic Crystal Fibers

Lei Dajun^{1,2} Yang Hua¹ Wen Shuangchun¹ Dong Hui² Zhang Jinggui¹ Xu Huiwen¹

(¹ School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)
(² Department of Physics, Xiangnan University, Chenzhou, Hunan 423000, China)

Abstract By numerically solving the extended nonlinear Schrödinger equation, it is shown that Raman-induced self-frequency shift (RIFS) can be manipulated by third-order dispersion (TOD) in photonic crystal fibers (PCFs). In the anomalous dispersion regime, RIFS can be decreased by the positive TOD and enhanced by the negative TOD, respectively. The enhancement of RIFS by negative TOD can be suppressed by the spectral recoil effect. The variation of peak intensity and profile of input pulse plays an important role on RIFS. In the normal dispersion region, the influence of TOD on RIFS is nonsignificant due to the rapid temporal spreading.

Key words nonlinear optics; Raman-induced self-frequency shift; third-order dispersion; photonic crystal fibers

1 引 言

对于飞秒脉冲,高阶色散和拉曼散射是影响脉冲传输最为重要的两种高阶效应^[1,2]。脉冲越短,它们的作用就越显著。在传输过程中,脉冲内拉曼散射导致脉冲频谱不断地红移^[3]。在反常色散区,由于脉冲频谱红移而导致群速度减小,因此,随着传输距离的增加,脉冲主峰以很快的速度向后沿移动。另一方面,三阶色散(TOD)对超短脉冲的主要影响之一是使脉冲峰移随传输距离线性变化^[1,4]。脉冲超前或延迟由光纤的三阶色散的符号决定^[1]。对于

皮秒脉冲,拉曼散射和三阶色散引起的脉冲超前和延迟可以忽略不计。然而,对于飞秒脉冲,这两种高阶效应的影响却变得很重要^[1,2],且脉冲的峰移由这两种高阶效应共同决定。常规单模光纤中,即使很小的正三阶色散也能减小拉曼频移的影响^[5]。光子晶体光纤(PCF)超常的色散特性对脉冲传输有着重要的影响^[6-8]。例如,Skryabin等^[6,8]利用高阶孤子在光子晶体光纤中实现了对孤子自频移的抑制。这种抑制是通过拉曼散射引起脉冲红移和频谱反弹引起的蓝移之间的平衡来实现的。本文基于光子晶

收稿日期: 2008-10-12; 收到修改稿日期: 2008-11-23

基金项目: 国家自然科学基金(10576012, 10776008, 60538010)和湖南省教育厅科学研究项目(08B073)资助课题。

作者简介: 雷大军(1973—),男,博士研究生,主要从事光纤光学方面的研究。E-mail: leidajun@126.com

导师简介: 文双春(1966—),男,教授,博士生导师,主要从事非线性光学、强激光技术等方面的研究。

E-mail: sewen@hnu.cn(通信联系人)

体光纤中脉冲演变遵循的非线性演化方程,用数值方法研究了三阶色散对不同脉宽的孤子自频移的影响。探讨了拉曼频移被抑制所需光纤的长度随输入脉冲的峰值功率和形状的变化。

2 理论模型

飞秒脉冲在光子晶体光纤中传输的广义非线性 Schrödinger 方程为^[1]

$$\partial_{\xi} A = iD(i\partial_{\tau})A + i\gamma A \times \left[\int_{-\infty}^{\infty} R(\tau') |A(\xi, \tau - \tau')|^2 d\tau' \right], \quad (1)$$

式中 A 为归一化的脉冲振幅,方程(1)右边第一项的色散算符为

$$D(i\partial_{\tau}) = i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k T_0^{2-k} \beta_k}{k! |\beta_2|} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k}, \quad (2)$$

其中 τ 是归一化的时间,通过变换 $\tau = (t - \beta_1 z) / T_0$ 引入了以脉冲的群速度运动的参考系。 T_0 是输入脉冲最大强度的 $1/e$ 半宽。 $\xi = z / L_D$ 是归一化的传输距离, $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ 是色散长度。 β_k 是各阶色散系数。(1) 式右边的第二项表示非线性项。其中, γ 是非线性系数,响应函数 $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$

包括了电学的和振动(拉曼)的影响。 $f_R = 0.18$ 表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献。 $h_R(t)$ 是拉曼响应函数,在石英光纤中,可近似为:

$$h_R(t) = \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) (\tau_1^2 + \tau_2^2) / \tau_1 \tau_2^2,$$

其中,时间参数 τ_1 和 τ_2 分别为 12.2 fs 和 32 fs^[9]。

(1)式可以利用对称分步傅里叶方法^[1]数值求解。

适当地选取光子晶体光纤的结构参数,可以使光纤有两个零色散波长。一个位于可见光区,另一个位于红外区^[6,8]。两个零色散波长之间的区域为反常色散区,其他区域为正常色散区。在第一个零色散波长(可见光区域)附近,三阶色散为正的。而在第二个零色散波长(红外区)附近,三阶色散却是负的。三阶色散 β_3 符号的改变引起拉曼频移量的改变。不失一般性,在数值模拟中,选择以下的参数: $\beta_2 = \pm 40 \text{ ps}^2 / \text{km}$, $\beta_3 = \pm 0.2 \text{ ps}^3 / \text{km}$, $T_R = 3 \text{ fs}$ 。忽略四阶及其更高阶色散是因为孤子辐射出的色散波的位置主要是由三阶色散决定的^[10,11]。在数值模拟中,不考虑损耗的影响。其次,由于自陡效应的影响很小^[8],也可忽略不计。

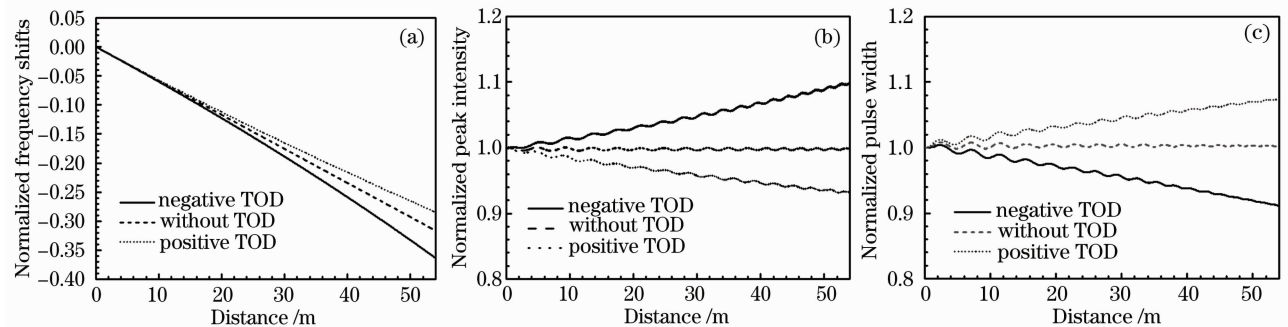


图 1 在不同的三阶色散情况下, $T_0 = 120 \text{ fs}$ 的基态孤子归一化的频移(a)、脉冲峰值强度(b)和均方根脉宽(c)随传输距离的变化

Fig. 1 Evolution of normalized frequency shift (a), peak intensity (b) and normalized RMS pulse width (c) when a fundamental soliton $T_0 = 120 \text{ fs}$ propagates in the fiber

3 数值模拟结果

首先,考察一个 $T_0 = 120 \text{ fs}$ 的基态孤子 $A(0, t) = \text{sech}(t / T_0)$ 在反常色散区的情况,图 1 给出了在正、负三阶色散以及不考虑三阶色散情况下,脉冲归一化的频移、峰值强度和均方根(RMS)脉宽随传输距离的演变结果。此时输入脉冲较长,使得色散波产生所需传输的距离较远。

从图 1(a)中可以看出,当不考虑三阶色散的影响时,频移随传输距离的增加而线性增加。孤子由于受到拉曼频移的扰动而自行调整其形状和脉宽以

维持其孤子特性。图 1(b)和(c)分别给出了峰值强度和均方根脉宽的变化情况。然而,当考虑三阶色散的影响时,孤子频移偏离了原来的线性变化。在反常色散区,如果三阶色散为正,孤子由于不断地红移而使群速度色散参数 $|\beta_2|$ 增加。在辐射出的色散波强度很小时,群速度色散 $|\beta_2|$ 的增加导致孤子脉宽增加,强度减小^[12],因此,孤子的频移量减小。相反,如果三阶色散为负,将导致脉宽变窄,强度增加,孤子的频移得到增强。

对于更短脉宽的基态孤子,情况就大为不同了。

图 2 给出了在正、负三阶色散以及不考虑三阶色散情况下, $T_0=30$ fs 的基态孤子的归一化的频移。脉冲峰值强度和均方根脉宽随传输距离的演变结果。此时输入脉冲较窄, 色散波产生所需传输的距离较近。从图 2 可以看出, 在不考虑三阶色散的影响时, 频移随传输距离的增加而线性增加。这和图 1 的结果是一致的。然而, 当考虑三阶色散的影响时, 频移

随传输距离的变化就明显地与图 1 不同了。尤其是负的三阶色散对拉曼频移的增强比正的三阶色散对拉曼频移的减弱更为显著。图 2 最突出的特点是当三阶色散为负时, 孤子在光纤中传输 0.7 m 时就辐射出较强的色散波, 拉曼频移在孤子传输到 1.0 m 后就受到抑制, 不再增加。

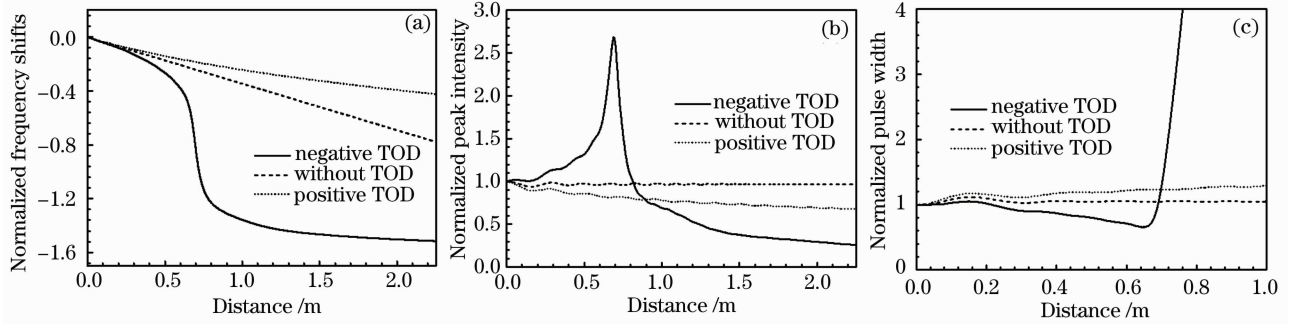


图 2 在不同的三阶色散情况下, $T_0=30$ fs 的基态孤子归一化的频移(a)、脉冲峰值强度(b)和均方根脉宽随传输距离的变化

Fig. 2 Evolution of normalized frequency shift (a), peak intensity (b) and normalized RMS pulse width (c) when a fundamental soliton $T_0=30$ fs propagates in the fiber

从图 2(b)可以看出, 当三阶色散为负时, 孤子由于不断地红移而使群速度色散参数 $|\beta_2|$ 减小。当孤子由于红移而接近零色散波长时, 脉冲强度将指数增长。三阶色散会导致孤子在传输过程中辐射出色散波, 能量从孤子向色散波转移。色散波的波长由相位匹配条件决定^[13], 相对于孤子的中心波长既可以是红移也可以是蓝移。如果四阶及其更高阶的色散可以忽略不计, 近似的解是: 孤子在反常色散区 $\beta_2 < 0$ 传输时, 如果三阶色散 $\beta_3 < 0$, 色散波的波长相对于孤子的中心波长是红移^[13]。色散波在时域表现为强度很小的基底^[14]。

当孤子在光纤中传输时, 按照相位匹配条件, 孤子的中心波长和色散波的波长越来越靠近。在一定条件下, 孤子的频谱和色散波的频谱就相互重叠, 能量从孤子向色散波方向转移, 因此, 色散波得到放大^[6]。然而, 这种放大不可能无限制地持续下去, 最终被频谱反弹效应^[6] (Spectral recoil effect) 抑制而达到平衡, 拉曼频移也就停止。比较图 2(a), (b) 和 (c) 可以看到, 色散波在孤子峰值达到最大时产生。值得注意的是, 色散波在孤子传输的前期由于三阶色散的影响会辐射出来, 但是由于相对孤子频移较大强度很小, 很难被观察到。比较图 2(b) 和 (c) 可以看出, 当脉冲峰值达到最大值时, 脉宽也达到最小值。然后在能量从孤子向色散波转移的过程中, 脉

冲宽度急剧地增加, 而由于能量的转移, 孤子的强度在达到最大值后不断地减小。

当三阶色散为正时, 孤子由于不断地红移而使群速度色散参数 $|\beta_2|$ 增加。因此, 孤子在光纤中传输时, 峰值经历了开始的振荡期后强度减小, 拉曼频移被减弱。同样的道理, 在不考虑三阶色散时, 孤子峰值在经历了振荡期后达到一稳态值。由于更窄脉宽的基态孤子有更大的强度, 所以, 拉曼频移就更显著。

图 2 的结果是在理想的基态孤子情况下得到的。下面研究如果初始脉冲的峰值功率发生变化, 使得入射脉冲并不对应于某一基态孤子时, 结果将会怎样; 如果初始脉冲的形状并不是基态孤子, 而是高斯形状, 结果又会有什么变化。首先考虑峰值功率不能使孤子阶 N 为整数的情况。图 3 给出了不同入射脉冲峰值功率情况下, 对应的孤子阶数分别为 $N=1.05, 1.0$ 和 0.95 , 脉冲的归一化频移和脉冲峰值强度随传输距离的演变结果。从图 3 可以清楚地看到, 脉冲峰值功率对拉曼频移有着重要的影响。

当 $N=1.05$ 时, 非线性效应强于线性效应, 导致脉冲变窄, 强度增加, 因此拉曼频移得到增强。脉冲在光纤中传输 0.5 m 时就会辐射出很强的色散波。然而对于 $N=0.95$, 线性效应强于非线性效应, 导致脉冲变宽, 强度减弱, 因此拉曼频移减小。

脉冲在光纤中传输 1 m 时才辐射出较强的色散波。可见,输入脉冲峰值功率较小的变化,也能导致产生

色散波所需光纤长度的较大变化,因此,拉曼频移受到抑制所需的长度亦发生变化。

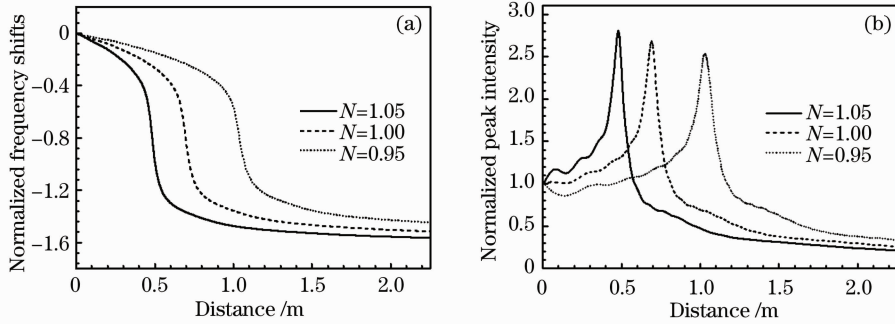


图 3 不同参数 N 的脉冲的归一化频移(a)和脉冲峰值强度(b)随传输距离的变化

Fig. 3 Evolution of normalized frequency shift (a) and peak intensity (b) when the pulses with different intensity propagate in the fiber

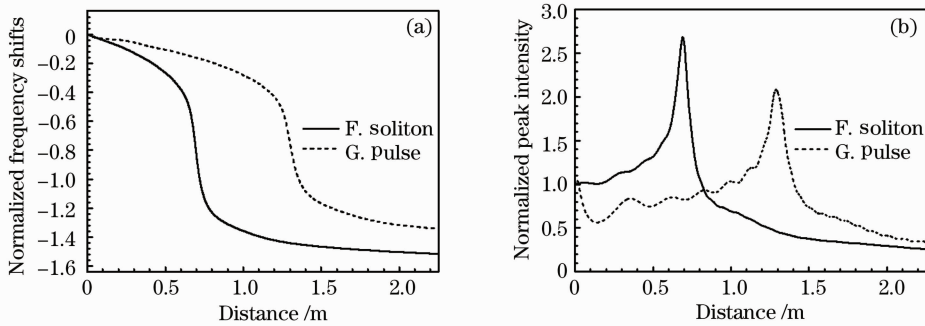


图 4 高斯脉冲和基态孤子的归一化频移(a)和脉冲峰值强度(b)随传输距离的变化

Fig. 4 Evolution of normalized frequency shift (a) and peak intensity (b) when a fundamental soliton and Gaussian pulse propagate in the fiber

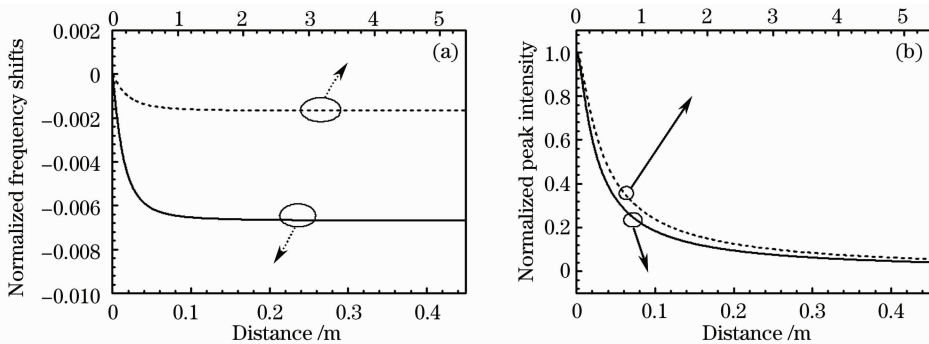


图 5 正常色散中,不同的三阶色散情况下, $T_0 = 120$ fs 和 $T_0 = 30$ fs 的两种基态孤子归一化频移(a)和脉冲峰值强度(b)随传输距离的变化

Fig. 5 Evolution of normalized frequency shift (a) and peak intensity (b) when different pulse width fundamental solitons propagate in the normal dispersion regime with positive, negative TOD and without TOD, respectively. The curves for different TOD are superposed

图 4 给出了基态孤子(F. Soliton)和高斯脉冲(G. Pulse)的归一化频移和脉冲峰值强度随传输距离的演变结果。基态孤子和高斯脉冲有相同的峰值功率 P_0 和脉冲宽度 T_0 , 但有不同的脉冲形状。从图 4 可以清楚地看到,输入脉冲的形状对拉曼频移

有着重要的影响。对于和基态孤子具有相同峰值功率和脉冲宽度参数的高斯脉冲,开始时高斯脉冲的展宽是由于高斯曲线并非基态孤子的特征形而造成的。高斯脉冲的展宽,使得脉冲强度降低,非线性效应减弱,因此拉曼频移被减弱,造成色散波的产生被

延迟,所以拉曼频移被抑制,所需的传输距离增加。

以上讨论都是在反常色散区。如果输入脉冲位于光纤的正常色散区,情况就不一样了。在正常色散区,起主要作用的是自相位调制和正的群速度色散。即使脉冲在光纤中传输很短的距离,脉冲宽度也会很快地展宽,引起脉冲的强度迅速减小。因此,拉曼频移量不可避免地受到限制。图 5 给出了在正、负三阶色散以及不考虑三阶色散情况下,脉宽 $T_0 = 120$ fs 和 $T_0 = 30$ fs 的两种基态孤子的归一化频移和脉冲峰值强度随传输距离的演变结果。从图中可以清楚地看到,在不同的三阶色散情况下,两种孤子的拉曼频移和峰值变化曲线是重合的。也就说明三阶色散对拉曼频移的影响可以忽略不计。此外,和在反常色散区的情况相比,正常色散区中脉冲宽度由于迅速地展宽,拉曼频移非常的小。其次,对于较短脉宽的孤子,由于有较宽的频谱,脉冲展宽得更快,因而脉冲强度下降得更快。

4 结 论

基于光子晶体光纤中脉冲演变遵循的非线性演化方程,用数值方法研究了三阶色散对孤子拉曼自频移的影响。孤子的中心波长由于拉曼频移往长波长方向移动,在正三阶色散情况下,长波长方向的二阶色散的绝对值增大,引起孤子脉冲宽度变大,强度变小,从而使拉曼频移减弱。而在负三阶色散情况下,长波长方向的二阶色散的绝对值减小,引起孤子脉冲宽度变小,强度变大,从而使拉曼频移得到增强。当输入脉冲较窄时,使得色散波产生所需的传输距离较短时,三阶色散对频移增强的作用在光纤的零色散波长处由于频谱反弹效应而被抑制。在输入脉冲的峰值功率和形状发生较小的变化时,对拉曼频移被抑制所需光纤的长度有很重要的影响。在

正常色散区,由于脉冲迅速地展宽,使得三阶色散对拉曼频移的影响显得不重要。

参 考 文 献

- 1 G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* [M]. New York : Academic Press, 2001
- 2 J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**(4): 1135~1184
- 3 J. P. Gordon. Theory of the soliton self-frequency shift[J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10): 662~664
- 4 H. Hasegawa, Y. Kodama. *Solitons in Optical Communications* [M]. Oxford: Oxford University Press, 1995
- 5 M. Gölles, I. M. Uzunov, F. Lederer. Break up of N-soliton bound states due to intrapulse Raman scattering and third-order dispersion-an eigenvalue analysis[J]. *Phys. Lett. A*, 1997, **231**(3): 195~200
- 6 D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight *et al.*. Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers[J]. *Science*, 2003, **301**(5640): 1705~1708
- 7 W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana *et al.*. Transformation and control of ultra-short pulses indispersion-engineered photonic crystal fibres [J]. *Nature*, 2003, **424**: 511~515
- 8 F. Biancalana, D. V. Skryabin, A. V. Yulin. Theory of the soliton self-frequency shift compensation by the resonant radiation in photonic crystal fibers[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **70**(1): 016615
- 9 K. J. Blow, D. Wood. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers [J]. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 1989, **25**(12): 2665~2673
- 10 Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov *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
- 11 E. Sorokin, V. L. Kalashnikov, S. Naumov *et al.*. Intra- and extra-cavity spectral broadening and continuum generation at 1.5 μm using compact low-energy femtosecond Cr:YAG laser[J]. *Appl. Phys. B*, 2003, **77**(2): 197~204
- 12 S. C Wen, W. C Xu, Q. Guo *et al.*. Evolution of solitons of nonlinear Schrödinger equation with variable parameters[J]. *Sci. China Ser. A*, 1997, **40**(12): 1300~1304
- 13 N. Akhmediev, M. Karlsson. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers [J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(3): 2602~2607
- 14 P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee *et al.*. Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(7): 464~466