

具有三个零色散波长的光子晶体光纤中 色散波孤子的产生

郝志坚 赵楚军* 文建国 文双春 范滇元

(湖南大学信息科学与工程学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 湖南 长沙 410082)

摘要 基于广义非线性薛定谔方程, 数值模拟了具有 3 个零色散波长的光子晶体光纤中孤子的演化过程及其时频特性。结果表明, 由于第 2 个反常色散区的存在, 不仅在正常色散区得到了相位匹配的蓝移和红移色散波, 还在低频反常色散区得到了高强度的色散波孤子, 而且此孤子在高频正常色散区进一步辐射出了蓝移色散波。

关键词 光纤光学; 相位匹配; 高阶色散; 光子晶体光纤

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.1006003

Dispersive-Wave Soliton Generation in Photonic Crystal Fiber with Three Zero-Dispersion Wavelengths

Hao Zhijian Zhao Chujun Wen Jianguo Wen Shuangchun Fan Dianyuan

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education,

School of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract Based on the generalized nonlinear Schrödinger equation, the spectral evolution and the time-frequency characteristics of the soliton in photonic crystal fiber with three zero-dispersion wavelengths are numerically simulated. The results show that not only both blue- and red-shifted dispersive waves are generated in the two normal dispersion regions of the photonic crystal fiber, which is in good agreement with the phase-matching condition, but also high-intensity dispersive wave-soliton is generated in the low-frequency anomalous dispersion region due to the existence of the second anomalous dispersion region. Furthermore, it is found that in high-frequency normal dispersion region the blue-shifted dispersive wave is emitted by the dispersion wave-soliton.

Key words fiber optics; phase matching; higher-order dispersion; photonic crystal fiber(PCF)

OCIS codes 060.4370; 060.5295; 060.2310; 190.4370

1 引言

在光纤的反常色散区, 光脉冲尤其是超短脉冲通常是以高阶孤子的形式传输的。然而, 这些孤子容易受到高阶色散和非线性作用的影响^[1,2], 以色散波(又称为切伦科夫辐射或非孤子辐射)的形式不断向外辐射能量来维持孤子的波形^[3~6]。色散波的产生使频谱得到极大地展宽, 是超连续谱产生的重要物理机制之一^[7~10]。

光子晶体光纤(PCF)由于其可控的色散特性和

较强的非线性特性^[5,11], 在研究超连续谱产生^[12~14]等方面有很多优势。在只有 1 个零色散波长(ZDW)的 PCF 中, 按照相位匹配条件, 反常色散区的孤子能够辐射出比孤子频率高的蓝移色散波(B-DW)^[8]。而在具有 2 个 ZDW 的 PCF 中, 孤子可以向 2 个正常色散区分别辐射出相位匹配的 B-DW 和红移色散波(R-DW)^[9,10]。不过, PCF 无论带有 1 个 ZDW 还是 2 个 ZDW, 都仅有 1 个反常色散区, 且产生的色散波都位于正常色散区。在色散的作用

收稿日期: 2011-03-21; 收到修改稿日期: 2011-06-01

基金项目: 国家自然科学基金(60890202)和国家自然科学基金中俄合作项目(61011120106)资助课题。

作者简介: 郝志坚(1982—), 男, 硕士研究生, 主要从事光纤光学方面的研究。E-mail: haozhijian123@yahoo.com.cn

导师简介: 范滇元(1939—), 男, 中国科学院院士, 博士生导师, 主要从事激光技术方面的研究。E-mail: fandy@cae.cn

* 通信联系人。E-mail: chujunzhao@gmail.com

下,转移了孤子少部分能量的色散波会不断展宽,强度不断减弱。通过对 PCF 的特殊设计和材料的选择,可以得到具有 3 个 ZDW 的 PCF^[15,16]。此 PCF 有被正常色散区隔开的 2 个反常色散区,为研究孤子和色散波之间的关系提供了新的物理环境。与具有 2 个 ZDW 的 PCF 相比,孤子不仅能够在 2 个正常色散区产生色散波,还可以从一个反常色散区直接向另一个反常色散区辐射色散波。辐射到反常色散区的色散波转移了抽运脉冲的大部分能量,且仍以孤子的形式在光纤中传输。相对于正常色散区的色散波,产生的色散波孤子具有更大的应用价值。

本文研究了具有 3 个 ZDW 的 PCF 中产生色散波需满足的相位匹配条件,从理论上分析了高阶色散对色散波产生的影响。通过分步傅里叶方法数值模拟了在高阶色散和非线性作用下脉冲频谱的演化过程,并在低频反常色散区得到了具有较强能量的色散波孤子。

2 理论分析

飞秒脉冲在 PCF 中传输时,满足广义非线性薛定谔方程^[17],其表达式为

$$\frac{\partial}{\partial \xi} u(\xi, \tau) = i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k L_D}{k! T_0^k} \frac{\partial^k}{\partial \tau^k} u(\xi, \tau) + i N^2 \left(1 + \frac{i}{\omega_0 T_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \left[u(\xi, \tau) \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau') |u(\xi, \tau - \tau')|^2 d\tau' \right], \quad (1)$$

式中 $u(\xi, \tau)$ 为归一化的脉冲振幅, T_0 是输入脉冲最大强度 $1/e$ 处的半峰全宽。 β 称为模传播常数,可通过数值求解关于 β 的本征方程得到,它与频率有关,表示光波沿光纤每单位长度的相位变化。在中心角频率 ω_0 处对 β 泰勒展开,第 k 项系数为

$$\beta_k = \left(\frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad (2)$$

(1) 式的右边分别涉及了高阶色散、自相位调制、自陡和受激拉曼散射(SRS)等效应,没有考虑光纤本身损耗的影响。由于自陡的作用大小与 T_0 成反比,当抽运脉冲为飞秒脉冲时,考虑自陡效应得到的结果会更加精确一些^[18]。此计算过程中,引入的归一化时间和距离变量定义为

$$\tau = (t - \beta_1 z) / T_0, \quad L_D = T_0^2 / |\beta_2|, \quad \xi = z / L_D, \quad N^2 = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|, \quad (3)$$

式中 P_0 为抽运脉冲的峰值功率, N 表示孤子阶数, γ 为光纤的非线性系数,表示非线性作用的大小。 $R(t)$ 是响应函数,函数形式为

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t), \quad (4)$$

式中 f_R 表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献,在石英材料的光纤中,通常取 $f_R = 0.18$ 。 $\delta(t)$ 表示电学的瞬态响应, $h_R(t)$ 为拉曼响应函数,表达式可写为

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (5)$$

在石英光纤中,时间参数 τ_1 和 τ_2 分别为 12.2 fs 和 32 fs。

高阶孤子在传输过程中受到色散和 SRS 效应的微扰会分裂成一系列的基态孤子^[19]。在高阶色

散的微扰下,每个基态孤子都会向外辐射色散波,能量不断从孤子向色散波转移^[4~7]。色散波的频率可从涉及孤子线性和非线性相移的相位匹配条件^[3,20,21]中得出,其表达式为

$$\beta(\omega_S) - \frac{\omega_S}{v_{g,s}} + (1 - f_R) \gamma P_S = \beta(\omega_{DW}) - \frac{\omega_{DW}}{v_{g,s}}, \quad (6)$$

式中 $v_{g,s} = \frac{1}{\beta_1(\omega_S)}$, $\beta(\omega_{DW}) = \sum_{k \geq 0} \frac{(\omega_{DW} - \omega_S)^k}{k!} \beta_k(\omega_S)$, $\beta(\omega_S) = \beta_0(\omega_S)$, 从而有

$$\sum_{n \geq 2} \frac{(\omega_{DW} - \omega_S)^n}{n!} \beta_n(\omega_S) - (1 - f_R) \gamma P_S = 0, \quad (7)$$

式中 ω_S 和 ω_{DW} 分别为孤子和色散波的中心角频率, P_S 为孤子的峰值功率。 $(1 - f_R) \gamma P_S$ 项代表孤子的非线性相移^[4]。由(6)式可知,色散波频率与孤子强度有关,而且容易受到高阶色散的微扰。如果光纤具有 2 个 ZDW,色散波的中心频率可以有两个解,既可以得到 B-DW 又可以得到 R-DW。若光纤具有 3 个 ZDW,除了能得到 B-DW 和 R-DW,还可以在另一反常色散区得到色散波孤子。

3 数值模拟

色散波产生过程中需满足的相位匹配条件与光纤的各阶色散有关。由于 PCF 具有很强的色散可控性,通过精细设计能够得到具有 3 个 ZDW 的 PCF,其色散曲线如图 1 所示,纵坐标值为能正确描述任意频率处光纤色散特性的色散算符 $D = -\omega^2 \beta_2 / (2\pi c)$ 。将此 PCF 的色散在抽运频率 $\nu_0 = 373.13$ THz ($\lambda_0 = 804$ nm) 处泰勒展开到了第 10

阶,各 β_n 值分别为 $\beta_2 = -15.8126 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 1.1025 \times 10^{-1} \text{ ps}^3/\text{km}$, $\beta_4 = 1.0382 \times 10^{-3} \text{ ps}^4/\text{km}$, $\beta_5 = -1.5686 \times 10^{-6} \text{ ps}^5/\text{km}$, $\beta_6 = 2.4280 \times 10^{-9} \text{ ps}^6/\text{km}$, $\beta_7 = 2.1260 \times 10^{-10} \text{ ps}^7/\text{km}$, $\beta_8 = -1.7693 \times 10^{-12} \text{ ps}^8/\text{km}$, $\beta_9 = 6.4322 \times 10^{-15} \text{ ps}^9/\text{km}$, $\beta_{10} = 3.1990 \times 10^{-20} \text{ ps}^{10}/\text{km}$ 。从图 1 可以看出,PCF 的整个频谱区域被第 1 个零色散波长(Z1)、第 2 个零色散波长(Z2)和第 3 个零色散波长(Z3)分割成 4 部分,依次为低频反常色散区、低频正常色散区、高频反常色散区和高频正常色散区。

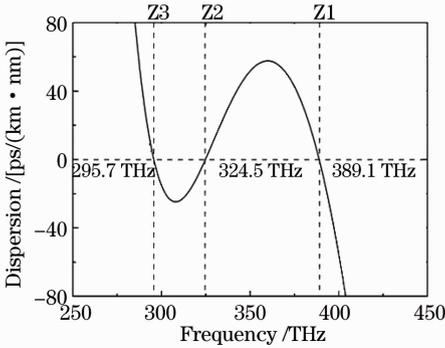


图 1 PCF 的色散曲线图, 竖直虚线标记的是 PCF 的 3 个 ZDW

Fig. 1 Dispersion profile of PCF. The dashed vertical lines indicate the three ZDW of PCF

相位匹配条件成功地解释了飞秒脉冲抽运高非线性 PCF 产生某些新频率的现象^[1],为了更好地研究 PCF 的各阶色散对脉冲传输过程中色散波产生的影响,根据(6)式得到了色散波频率和孤子频率之间的相位匹配图,如图 2 所示,横轴表示入射孤子的中心频率变化范围,纵轴对应产生的相位匹配的色散波频率。具有 3 个 ZDW 的 PCF 的相位匹配曲线由 I、II 和 III 3 部分组成,相位匹配范围较宽。从图 2 可以看出,当孤子的频率在一定范围内移动时,色散波的频率也会产生相应的变化。高频反常色散区内 Z1 附近的孤子(中心频率范围约为 340~389.1 THz)产生的色散波对应相位匹配曲线 I,该范围内的孤子只能向高频正常色散区辐射出 B-DW。而 Z2 附近的孤子(中心频率范围约为 324.5~340 THz)产生的色散波对应相位匹配曲线 I 和相位匹配曲线 II,不仅可以向两边的正常色散区辐射出色散波还可以向低频反常色散区辐射色散波孤子。低频反常色散区内位于 Z3 附近的孤子(中心频率范围约为 283~295.7 THz)产生的色散波对应相位匹配曲线 I 和相位匹配曲线 III,可以分别向另外 3 个色散区辐射出色散波,只是相位匹配的孤子频带较窄。

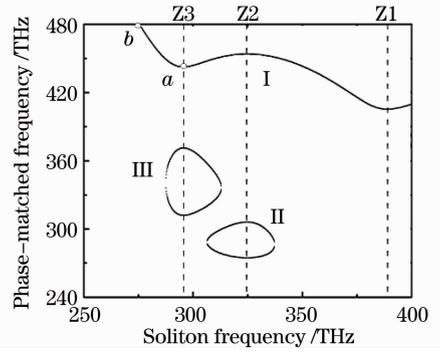


图 2 PCF 的相位匹配图, 竖直虚线标记的是 PCF 的 3 个 ZDW

Fig. 2 Topology of phase matching curve for PCF. The dashed vertical lines indicate the three ZDW of PCF

为了更好地分析色散波孤子在具有 3 个 ZDW 的 PCF 中的产生过程,采用双曲正割脉冲在 PCF 的高频反常色散区内抽运,其中 $\nu_0 = 373.13 \text{ THz}$ 比较靠近 Z1, $T_0 = 100 \text{ fs}$, $P_0 = 0.5 \text{ kW}$ 。图 3 给出了脉冲沿 0.6 m 的 PCF 传输时频谱的演化过程,显示了频率的能量分布。有效色散波的产生需要相位匹配的孤子有较大的频谱强度^[3,20],传输的初始阶段,在色散和自相位调制的作用下,孤子被有力地压缩,频谱展宽。在 SRS 和高阶色散的作用下,抽运脉冲在孤子分裂点^[8] $z_{\text{fiss}} = L_D/N \approx 0.1 \text{ m}$ 附近分裂成一系列的基态孤子,并在高频正常色散区产生了符合相位匹配条件的 B-DW,其中 L_D 为光纤的归一化色散长度。随着脉冲在光纤中进一步传输,孤子频谱和 B-DW 频谱之间的带隙增大。在 SRS 作用下红移到 Z2 附近的拉曼孤子向低频正常色散区和低频

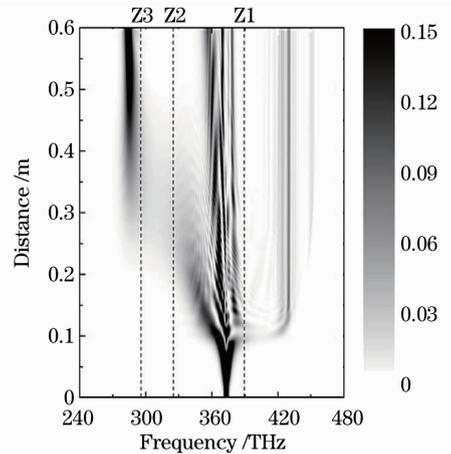


图 3 频谱沿 PCF 长度的演化图, 竖直虚线标记的是 PCF 的 3 个 ZDW, 抽运频率为 373.13 THz
Fig. 3 Spectral evolution along the length of PCF. The dashed vertical lines indicate the three ZDW of PCF and the pump frequency was 373.13 THz

反常色散区产生很强的能量转换,辐射出相位匹配的 R-DW。在低频反常色散区内产生的色散波仍以孤子的形式传输,从而形成低频反常色散区色散波孤子。分裂出来的第 1 个孤子具有最短的脉宽和最强的峰值功率,在产生色散波的过程中起主要作用^[4]。从图 3 可以看出,首先分裂出来并红移到 Z2 附近的拉曼孤子和低频正常色散区内的色散波几乎将能量全部转移到了色散波孤子上。另外,在低频正常色散区内刚产生的 R-DW 在相位匹配条件下也可以向低频反常色散区继续辐射能量,使色散波孤子的能量得到进一步加强。随着距离的进一步传输,色散波孤子在 SRS 效应的作用下进一步红移。

图 4 给出了从 0.6 m 的 PCF 中输出光波的时频分布情况,从中可以清晰地辨别复杂光谱的时域和频域特征,可以更好地理解孤子和色散波之间的关系。尽管孤子和色散波初始时有相同的相位,但它们的群速度却是有差异的,B-DW 的传输速度比孤子的慢,而 R-DW 的传输速度要比孤子的快,以至于它们在时域上彼此是分离的^[22]。从图 4 可以看出,群速度较慢的 B-DW 在时域上表现为孤子脉冲后沿的低振幅脉冲,而具有很强频率转换效率的色散波孤子比拉曼孤子具有更慢的群速度延迟特性。根据相位匹配条件,具有较大能量的色散波孤子在高频正常色散区内 450 THz 处也辐射出了 B-DW,从而进一步展宽了频谱,这一点也与图 2 的相位匹配线段 *ab* 相符。

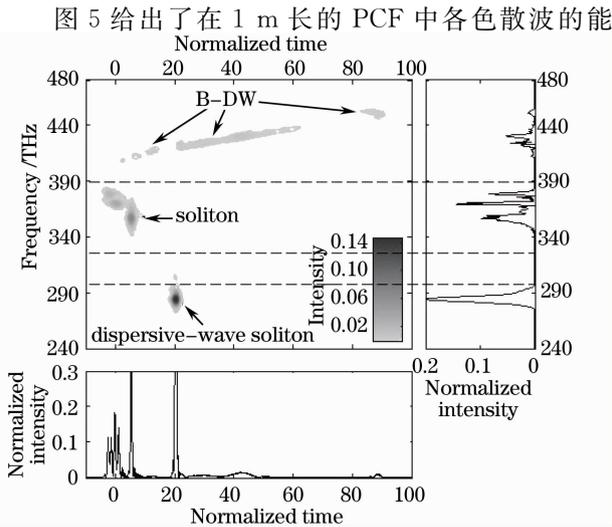


图 4 从 PCF 中输出的时频图,水平虚线标记的是 PCF 的 3 个 ZDW

Fig. 4 Numerically calculated output time-frequency diagram from PCF. The dashed horizontal lines indicate the three ZDW of PCF

量转移率演化情况,用式 $\eta = (E_{DW}/E_{Total}) \times 100\%$ 来表示, η 是传输距离的函数。从图 5 可以看出,首先在 $z_{fiss} = L_D/N \approx 0.1$ m 处,孤子迅速向 B-DW 转移能量。随着在 PCF 中的进一步传输,拉曼孤子不断向 Z2 移动。红移到 0.2 m 附近的孤子先后向低频正常色散区和低频反常色散区内分别辐射出 R-DW 和色散波孤子。由图 5 中的虚线可知,因不断向色散波孤子转移能量,低频正常色散区内的色散波在 0.3 m 以后能量不断降低。同时,具有一定强度的色散波孤子开始向高频正常色散区辐射 B-DW,由图 5 中的点线可知,整个 B-DW 的能量在 0.2 ~ 0.35 m 范围内有所增加,之后趋于稳定。当脉冲传输到 0.5 m 附近时,各色散波能量不再随着脉冲的进一步传输而变化。达到稳定状态后,B-DW 的能量大约占脉冲总能量的 15%,低频正常色散区内的 R-DW 几乎将全部能量转移到了色散波孤子上,而色散波孤子的能量达到了脉冲总能量的 50% 以上。

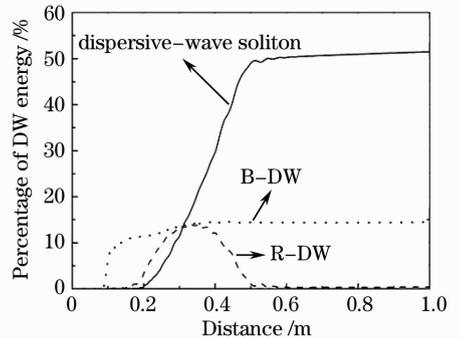


图 5 色散波的能量转移率沿 PCF 长度的变化曲线

Fig. 5 Conversion efficiency of the energy contained in the dispersion waves along length of PCF

4 结 论

超短脉冲在光纤中传输时,容易受到高阶色散和非线性作用的微扰而产生色散波,研究了色散波在具有 3 个 ZDW 的 PCF 中产生所需满足的相位匹配条件。通过数值方法模拟了抽运脉冲在具有 3 个 ZDW 的 PCF 中传输时频谱的演化过程,并对输出脉冲的时频特性进行了分析。与具有两个 ZDW 的 PCF 不同,具有 3 个 ZDW 的 PCF 有被正常色散区隔开的两个反常色散区,具有更丰富的相位匹配分布特性。在高频反常色散区抽运的孤子不仅在两正常色散区分别产生了 B-DW 和 R-DW,还在低频反常色散区产生了高强度的色散波孤子,且具有很高的能量转移率。这些特性使具有 3 个 ZDW 的 PCF

在波长转换、超连续谱的产生以及量子光学等方面有更大的应用价值。

参 考 文 献

- 1 S. Roy, S. K. Bhadra, G. P. Agrawal. Effects of higher-order dispersion on resonant dispersive waves emitted by solitons[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(13): 2072~2074
- 2 S. Roy, S. K. Bhadra, G. P. Agrawal. Dispersive waves emitted by solitons perturbed by third-order dispersion inside optical fibers[J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**(2): 023824
- 3 N. Akhmediev, M. Karlsson. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(3): 2602~2607
- 4 I. Cristiani, R. Tediosi, L. Tartara *et al.*. Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(1): 124~135
- 5 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
- 6 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
- 7 A. V. Husakou, J. Herrmann. Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(20): 203901
- 8 D. R. Austin, C. Martijn de Sterke, B. J. Eggleton *et al.*. Dispersive wave blue-shift in supercontinuum generation[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(25): 11997~12007
- 9 A. V. Husakou, J. Herrmann. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers made from highly nonlinear glasses[J]. *Appl. Phys. B*, 2003, **77**(2-3): 227~234
- 10 K. M. Hilligsoe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen *et al.*. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(6): 1045~1054
- 11 Hou Yu, Zhou Guiyao, Hou Lantian *et al.*. Analysis of dispersion properties of octagonal structural photonic crystal fiber with double cladding[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(4): 1068~1072
侯宇, 周桂耀, 侯蓝田等. 八边形双包层光子晶体光纤色散特性分析[J]. *中国激光*, 2010, **37**(4): 1068~1072
- 12 L. Zheng, X. Zhang, X. Ren *et al.*. Dispersion flattened photonic crystal fiber with high nonlinearity for supercontinuum generation at 1.55 μm [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2011, **9**(4): 040601
- 13 L. Fang, J. Zhao, X. Gan. Ultra broadband-flattened dispersion photonic crystal fiber for supercontinuum generation[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2010, **8**(11): 1028~1031
- 14 Wang Yanbin, Hou Jing, Liang Dongming *et al.*. Study of supercontinuum generation in normal-dispersion regime of photonic crystal fibers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(4): 1073~1077
王彦斌, 侯静, 梁冬明等. 光子晶体光纤正常色散区超连续谱产生的研究[J]. *中国激光*, 2010, **37**(4): 1073~1077
- 15 W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana *et al.*. Transformation and control of ultrashort pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres[J]. *Nature*, 2003, **424**(6948): 511~515
- 16 S. P. Stark, F. Biancalana, A. Podlipensky *et al.*. Nonlinear wavelength conversion in photonic crystal fibers with three zero-dispersion points[J]. *Phys. Rev. A*, 2011, **83**(2): 023808
- 17 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics*[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Tan Bin *et al.*. Transl.. Third edition. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 21~272
G. P. Agrawal. *非线性光纤光学原理及应用*[M]. 贾东方, 余震虹, 谈斌等译.(第三版). 北京: 电子工业出版社, 2002. 21~272
- 18 H. Liu, Y. Dai, C. Xu *et al.*. Dynamics of Cherenkov radiation trapped by a soliton in photonic-crystal fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(23): 4042~4044
- 19 M. H. Frosz, P. Falk, O. Bang. The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(16): 6181~6192
- 20 G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen *et al.*. Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3471~3480
- 21 A. Mussot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui *et al.*. Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(18): 1553~1563
- 22 G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen. Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructures fibers with sub-30 fs pulses[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(19): 4614~4624