

文章编号: 0253-2239(2003)03-0297-05

# 光纤色散对超连续谱产生的影响\*

陈泳竹 徐文成 崔 虎 陈伟成 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

**摘要:** 对 1550 nm 波长附近具有不同色散特性的光纤产生超连续谱进行了详细的计算和分析。结果表明,在反常色散区和零色散区,由于内脉冲拉曼散射效应和三阶色散效应的影响,不能产生平坦、宽带的超连续谱。而在正常色散区,可以产生平坦光滑的超连续谱。进一步研究表明,具有较小正常色散的色散平坦光纤对于产生平坦、宽带的超连续谱极为有效。通过增强脉冲抽运功率,可以得到谱强起伏小于 10 dB、带宽达 300 nm 以上的平坦超宽超连续谱。

**关键词:** 光纤光学; 超连续谱产生; 二阶色散; 三阶色散; 色散位移光纤; 色散平坦光纤

中图分类号: 文献标识码: A

## 1 引 言

光谱超连续是指强短脉冲通过非线性介质时,由于自相位调制、交叉相位调制、受激拉曼散射和四波混频等非线性效应的作用而使脉冲频谱展宽的一种现象<sup>[1]</sup>。据报道,已经成功地在多种不同的非线性介质中实现了超连续谱的产生。近年来,由于高速、大容量光通信的发展,GHz ps 的超连续脉冲光源引起了人们越来越多的关注<sup>[2~9]</sup>。光纤中的光谱超连续展宽技术已经成为当前热门的研究课题。利用单模光纤产生超连续谱源于光纤中的多种非线性与光纤群速色散的共同作用<sup>[10]</sup>,而自相位调制效应

是产生超连续谱最为重要的物理机制。对具有不同色散特性光纤产生超连续谱进行了详细的理论计算和分析,结果表明,在反常色散区和零色散区,不能产生平坦、宽带的超连续谱,而在正常色散区,可以产生更宽、更平坦的超连续谱。通过增强脉冲抽运功率,可以得到谱强起伏小于 10 dB、带宽达 300 nm 的平坦、超宽超连续谱。

## 2 理论模型及计算结果

亚皮秒光脉冲在光纤中传输所满足的广义非线性薛定谔方程<sup>[10]</sup>为

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2}\alpha A + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left[ |A|^2 A + i \frac{\lambda_0}{2\pi c} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \quad (1)$$

式中  $A$  为脉冲慢变包络振幅, $z$  为脉冲在光纤中传输的距离, $T$  为以中心波长群速度移动的参考系的时间参量, $\alpha$ 、 $\gamma$  分别为光纤损耗和非线性系数, $\beta_2$ 、 $\beta_3$  分别为群速色散系数、三阶色散系数, $\lambda_0$  为脉冲中心波长, $c$  为真空中的光速, $T_R$  为内脉冲拉曼散射系数(与拉曼增益的斜率有关)。方程右边的第二、第三项分别表示自变陡效应和拉曼自频移效应,通常统称之为高阶非线性效应。由于方程(1)无解析解,一般

采用分步傅里叶方法研究超短光脉冲在光纤中的演化与超连续谱的产生。

### 2.1 色散位移光纤中超连续谱的产生

色散位移光纤在 1.55  $\mu\text{m}$  波段附近的群速色散值较小,因此在较强的光功率下容易形成超连续谱。下面分别研究脉冲在色散位移光纤反常群速色散区,零群速色散区以及正常群速色散区产生超连续谱的情况。选取的参量如表 1 所示。

$$T_0 = T_{\text{FWHM}}/2\ln(1+\sqrt{2}).$$

$\beta_2(\lambda_0)$ 、 $\beta_3(\lambda_0)$  分别和色散参量  $D(\lambda_0)$ 、色散斜率  $S_0$  (即  $\left. \frac{\partial D}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}$ ) 满足的关系式为

\* 广东省教育厅自然科学基金项目(200019)资助课题。

E-mail: gtx@scnu.edu.cn

收稿日期: 2002-01-09; 收到修改稿日期: 2002-03-27

Table 1. Parameters used in the calculation of supercontinuum generation in different dispersion-shifted fibers

	Anomalous group velocity dispersion	Zero group velocity dispersion	Normal group velocity dispersion
Fiber loss $\alpha$ / (dB/km)	0.2	0.2	0.2
Fiber length $L$ / km	7	10	6
$\beta_2(\lambda_0)$ / (ps <sup>2</sup> /km)	1.3	0	-1.3
$\beta_3(\lambda_0)$ / (ps <sup>3</sup> /km)	-0.1 0.1	0.1	0.1
Nonlinearity $\gamma$ / (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	2.6	2.6	2.6
$T_R$ / fs	3.0	3.0	3.0
Center wavelength $\lambda_0$ / nm	1543	1553	1543
Pump peak power $P_0$ / W	10	10	10

$$\beta_2(\lambda_0) = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D(\lambda_0),$$

$$\beta_3(\lambda_0) = \frac{\lambda_0^3}{4\pi^2 c^2} [2D(\lambda_0) + \lambda_0 S_0] = \frac{\lambda_0^4}{4\pi^2 c^2} \left[ S_0 - \frac{4\pi c}{\lambda_0^3} \beta_2(\lambda_0) \right].$$

由于输入脉冲为 500 fs, 因此光纤高阶非线性和高阶色散对脉冲传输产生重要的影响, 对超连续谱形成有一定的制约作用。研究表明, 在反常群速度色散区域, 三阶色散效应对超连续谱产生重要的影响。图 1、图 2 分别为  $\beta_3(\lambda_0) > 0$  [ $S_0 = 0.0613$  ps/(nm<sup>2</sup>·km)] 和  $\beta_3(\lambda_0) < 0$  [ $S_0 = -0.0640$  ps/(nm<sup>2</sup>·km)] 时脉冲传输 7 km 产生的超连续谱[归一化谱强 =  $10\log_{10}(I/I_0)$  dB,  $I_0$  为抽运脉冲谱强峰值,  $I$  为输出脉冲谱强]。从图中可以清楚地看出, 超连续谱的中心都向长波方向漂移(孤子拉曼自频移)。当  $\beta_3(\lambda_0) > 0$  时, 超连续谱是对称的, 但没有展宽, 也不平坦(-25 dB 带宽为 20 nm 左右), 而当  $\beta_3(\lambda_0) < 0$  时, 超连续谱有一定的展宽(-25 dB 带宽近 28 nm), 谱不平坦且对称性差(出现了两个谱峰)。这是因为在反常群速度色散区, 抽运脉冲由于激发高阶孤子效应而被压缩, 这时抽运脉

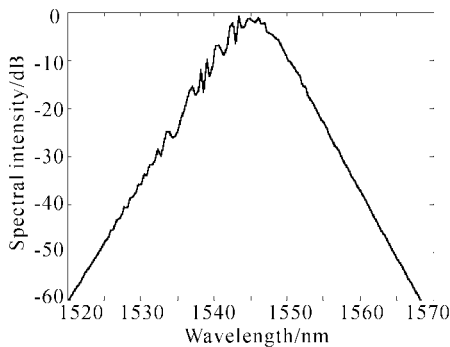


Fig. 1 supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber in the anomalous group velocity dispersion region [ $\beta_3(\lambda_0) > 0$ ]

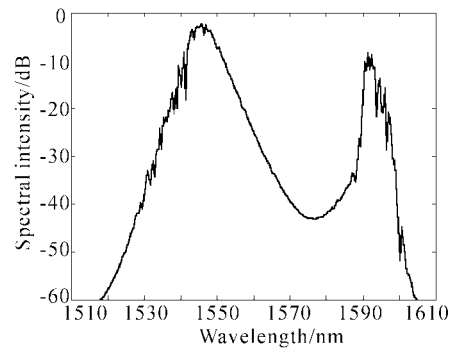


Fig. 2 supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber in the anomalous group velocity dispersion region [ $\beta_3(\lambda_0) < 0$ ]

冲的峰值功率在脉冲传输过程中保持不变甚至于被放大, 因此内脉冲拉曼散射效应[对应方程(1)右边的第三项]的影响变得相当重要, 它是导致频谱中心向长波漂移的主要原因<sup>[11]</sup>。另一方面, 三阶色散导致脉冲不对称并且在脉冲前、后沿出现振荡结构<sup>[12]</sup>。当  $\beta_3(\lambda_0) > 0$  时, 振荡出现在脉冲后沿,  $\beta_3(\lambda_0) < 0$  时, 振荡出现在脉冲的前沿。在反常群速度色散区, 脉冲内的短波成份比长波成份走得快, 内脉冲拉曼散射效应产生的频率成份(向长波红移)便逐步地不断由峰值处向脉冲后沿延迟, 脉冲最终分裂为两独立脉冲(对应两个谱峰)。当  $\beta_3(\lambda_0) > 0$  时, 脉冲后沿振荡而刚好使延迟的频率成份的能量弥散。这样内脉冲拉曼散射效应和三阶色散的不利影响相互平衡, 从而保持了脉冲形状较好的对称性, 由此产生对称的超连续谱。而当  $\beta_3(\lambda_0) < 0$  时, 脉冲振荡发生在前沿。这样内脉冲拉曼效应产生的新频率成份不断向脉冲后沿延迟, 脉冲前沿不断振荡, 最终导致了脉冲的严重变形, 从而产生不对称的超连续谱, 甚至在长波方向出现了一个新的谱峰。由此可见, 负三阶色散和内脉冲拉曼散射效应的相互作用有利于谱的展宽, 但劣化了超连续谱的平坦性。另一方面, 适当的正三阶色散与内脉冲拉曼散射效应

相互作用,对产生对称、平滑的超连续谱十分有利。

当二阶群速度色散为零时,三阶色散对脉冲传输的影响产生重要作用。图 3 是脉冲传输 10 km 处  $\beta_3(\lambda_0) > 0 [S_0 = 0.0611 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})]$  时产生的超连续谱。从图中可看出,超连续谱明显展宽(-25 dB 带宽达 41 nm 左右),但不平滑。由于群速度色散值为零,此时三阶色散与自相位调制的相互作用是产生这一结果的主要原因<sup>[13]</sup>。当抽运光脉冲在光纤中传输时,由于三阶色散的作用,脉冲形状变得不再对称(见上述)。不对称的脉冲同时诱导自相位调制频率啁啾使频谱不对称地被展宽。在此过程中,若  $\beta_3(\lambda_0) > 0$ ,主峰波长向反常群速度色散区漂移,而具有振荡结构的边带成份仍然处在初始位置甚至向正常群速度色散区漂移。若  $\beta_3(\lambda_0) < 0 [S_0 = -0.0611 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})]$ ,情况刚好相反(超连续谱的形状一样但对称性相反),因此,当二阶群速度色散为零时,产生的超连续谱是不平滑的。

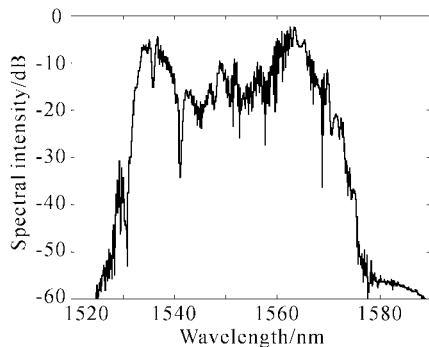


Fig. 3 supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber in the zero group velocity dispersion region  $[\beta_3(\lambda_0) > 0]$

当二阶群速度色散  $\beta_2(\lambda_0) > 0$  时,情况则明显不同。图 4 为脉冲传输 6 km 处  $\beta_3(\lambda_0) > 0 [S_0 = 0.0640 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})]$  时所获得的超连续谱。由图可见,超连续谱比在反常群速度色散区和零群速度色散区所得的超连续谱都更平滑。这是因为  $\beta_2(\lambda_0) > 0$  时,自相位调制引起的频率啁啾与正常群速度色散相互作用,使脉冲波形近似为抛物线,由近抛物线的波形诱导线性频率啁啾,而线性频率啁啾的积累便导致脉冲频谱平坦地展宽。由于在传输过程中抽运脉冲的峰值功率是逐渐衰减的,所以内脉冲拉曼散射效应可以忽略,得到的超连续谱不够平坦,这主要是受三阶色散影响造成的。为了验证分析的正确性,研究了在忽略三阶色散时超连续谱的产生情况,结果是吻合的,如图 5 所示。在研究中还发现,由于较大的正常群速度色散和频率啁啾间的相互作用,使

脉冲迅速展宽并很快导致脉冲破裂<sup>[10]</sup>(光波分裂),从而频谱没能充分展宽(超连续谱的 -25 dB 带宽只有约 35 nm)。因此,为了让抽运脉冲在比较长的传输距离保持较高的峰值功率(有利于线性频率啁啾的积累),群速度色散的绝对值应该设计得很小(相应地三阶色散的值更小),这样才有利于产生较宽的、平坦超连续谱。

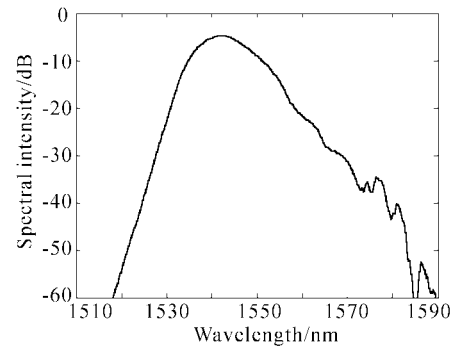


Fig. 4 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber in the normal group velocity dispersion region  $[\beta_3(\lambda_0) > 0]$

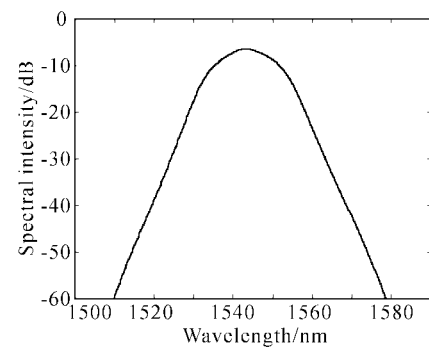


Fig. 5 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber in the normal group velocity dispersion region when third-order dispersion is neglected

## 2.2 正常色散平坦光纤中超连续谱的产生

在上节中分析了在光纤的反常群速度色散区、零群速度色散以及正常群速度色散区超连续谱的产生情况,发现在光纤正常群速度色散区,容易形成平坦的超连续谱。在正常群速度色散区,脉冲逐渐展宽从而高阶非线性效应的影响微不足道以至可以忽略(如前所述),而三阶色散的不利影响可以从光纤工艺的改进达到控制。这样,具有正常群速度色散而三阶色散值近似为零的色散平坦光纤(DFP)便成了最佳选择。如前分析,为了避免过早出现光波破裂,我们选用的色散平坦光纤的群速度色散值很小。选取的参量如表 2 所示。

Table 2. Parameters used in the calculation of supercontinuum generation in a dispersion-flattened fiber with normal group velocity dispersion

Fiber loss $\alpha$	0.2 dB/km
$\beta_2$	0.13 ps <sup>2</sup> /km
Center wavelength $\lambda_0$	1550 nm
$\beta_3$	0 ps <sup>3</sup> /km
Nonlinear coefficient $\gamma$	2.6 W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup>
Pump peak power $P_0$	10 W

输入仍为 0.5 ps 的双曲正割形脉冲, 此时的光纤色散斜率,  $S_0 = 0.0013 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ 。

图 6(a)、图 6(b) 分别为脉冲在色散平坦光纤中传输单位色散长度时, 其传输过程的波形演化图和频谱演化图(色散长度  $L_D$  定义为  $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ )。图中对应的实际传输距离分别为:  $z = 0L_D, 0.25L_D, 0.50L_D, 0.75L_D, 1.00L_D$ 。

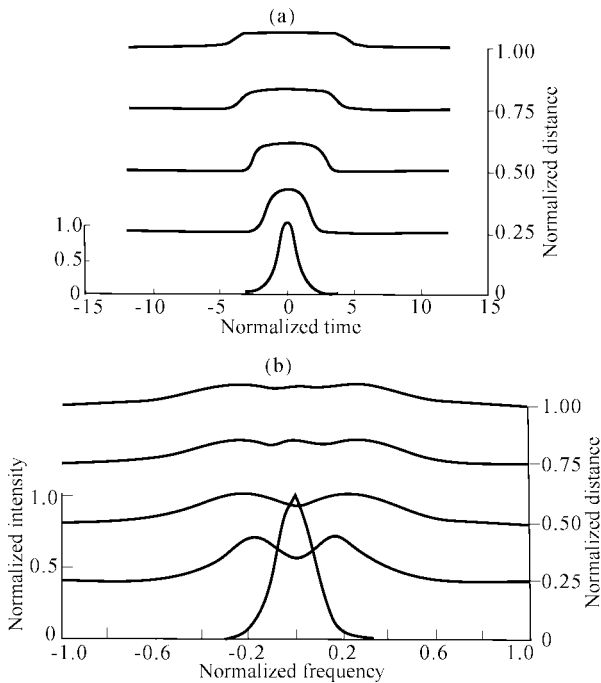


Fig. 6 (a) Evolution of the waveform of the pump pulse, which passes through a dispersion-flattened fiber with normal group velocity dispersion; (b) Evolution of the spectrum of the pump pulse, which passes through a dispersion-flattened fiber with normal group velocity dispersion

由图可见, 脉冲在传输过程中不断展宽, 而且展宽趋势越来越明显。在  $0.25L_D$  处脉冲演化成近似二次幂曲线波形, 在  $0.5L_D$  处迅速展成近似抛物线形, 而在  $0.75L_D$  处脉冲演化已接近为矩形, 最后在  $1.00L_D$  处, 脉冲几乎破裂(光波破裂)。因此, 在正

常群速色散区脉冲是逐步展宽的<sup>[10]</sup>, 而自相位调制引起的频率啁啾和正常群速色散相互作用使得脉冲波形演变加剧、展宽加速。另外, 在脉冲展宽的同时, 脉冲频谱也随之迅速平展。 $0.25L_D$  处频谱出现了两个峰且谱宽比初始时有显著展宽,  $0.5L_D$  处的频谱进一步展宽和平坦(两峰间的下凹部分有所上升), 至  $0.75L_D$  时频谱变得更加平坦(下凹部分已经被一小峰填充)但谱展已接近停滞, 到达  $1.00L_D$  处频谱平坦性已近完美(三个峰接近消失成水平)而谱宽几乎没变。由于光纤群速色散很小 ( $0.13 \text{ ps}^2/\text{km}$ ), 较强的自相位调制诱导线性啁啾<sup>[10]</sup>, 线性啁啾的积累最终导致了频谱平坦展宽。因此, 色散平坦光纤中超连续谱的产生主要是由于自相位调制引起的频率啁啾与正常群速色散相互作用, 使脉冲波形近似为抛物线形, 由抛物线的波形诱导线性频率啁啾, 线性频率啁啾的积累最终导致频谱平坦地展宽; 脉冲进一步传输, 抛物线的波形渐变为矩形。此时, 脉冲峰值平坦频率啁啾为零, 频谱不变, 而脉冲的上下沿继续引发频率啁啾, 从而使超连续谱更加平坦。如脉冲继续传输将引起光波分裂, 频谱停止展宽。图 7 为脉冲传输 1.7 km 处, 得到的平坦、宽带的超连续谱, 其 -25 dB 带宽达到了 73 nm。

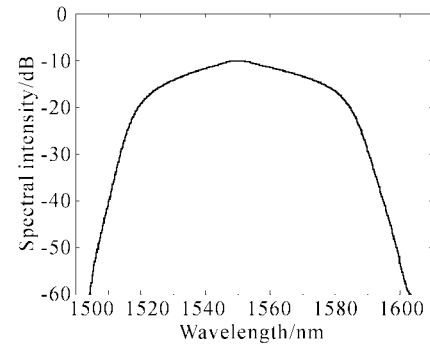


Fig. 7 Supercontinuum generated from a dispersion-flattened fiber with normal group velocity dispersion

由于在正常群速色散区高阶非线性效应对超连续谱的影响可以忽略, 因此可以通过增强抽运脉冲峰值功率的方法来实现超宽平坦超连续谱的产生。图 8 是抽运脉冲峰值功率为 200 W 时所获得的超宽超连续谱。-25 dB 谱宽达到 300 nm 以上, 谱强起伏小于 10 dB, 传输距离 1.7 km。

**结论** 本文采用数值求解方法分析了光纤色散对超连续谱产生的影响。常规的色散位移光纤不利于形成平坦、超宽的超连续谱。三阶色散对超连续谱的

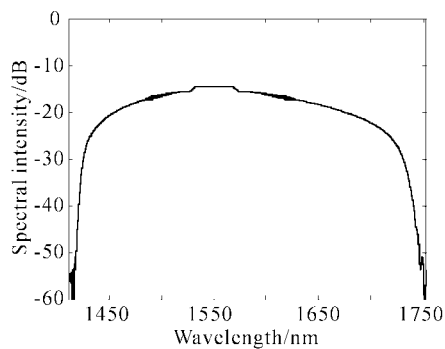


Fig. 8 Supercontinuum generated from the dispersion-flattened fiber when the pump peak power is increased to 200 W

产生是有害的。进一步研究得知,具有极小正常群速色散值、三阶色散值近似为零的色散平坦光纤对于产生平坦、超宽的超连续谱极为有效。通过增强脉冲抽运功率方式,可以得到带宽达 300 nm 以上、谱强起伏小于 10 dB 的平坦、超宽超连续谱。

### 参 考 文 献

- 1 Alfano R R, Shapiro S L. Observation of self-phase modulation and small scale filaments in crystals and glasses. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**(11):592~594
- 2 Mori K, Morioka T. Ultrawide spectral range group-velocity dispersion measurement utilizing supercontinuum in an optical fiber pumped by a 1.5 compact laser source. *IEEE. Trans. Instrum.*, 1995, **44**(3):712~715
- 3 Mori K, Takara H, Kawanishi S *et al.*. Flatly broadened supercontinuum generation in a dispersion decreasing fiber with convex dispersion profile. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(21):1806~1807
- 4 Sotobayashi H, Kitayama K. 325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 Gbit/s using dispersion-flattened and non-decreasing normal dispersion fiber with pulse compression technique. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(13):1336~1337
- 5 Nowak G A, Kim J, Islam M N. Stable supercontinuum generation in short lengths of conventional dispersion-shifted fiber. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(36):7364~7369
- 6 Boivin L, Taccheo S, Doerr C R *et al.*. 400 Gbit/s transmission over 544 km from spectrum-sliced supercontinuum source. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(4):335~336
- 7 Birks T A, Wadsworth W J, Russel P S J. Supercontinuum generation in tapered fibers. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(19):1415~1417
- 8 Yu Jianjun, Guan Kejian, Zheng Xueyan *et al.*. The wavelength converter experiment of mono-channel signal to multi-channel signal. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 1998, **27**(8):729~733 (in Chinese)
- 9 Lou Caiyun, Li Yuhua, Wu Jian *et al.*. Generation of supercontinuum from dispersion shifted fiber by using 10 GHz actively mode-locked fiber laser. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2000, **A25**(9):814~818 (in Chinese)
- 10 Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. San Francisco, California: Academic Press, 1995. 43~46
- 11 Xu Wencheng, Guo Qi, Liao Changjun *et al.*. Suppression of Raman self-frequency shift of soliton propagation in single mode optical fiber. *Chin. Phys. Lett.*, 1995, **12**(2):113~115
- 12 Guo Shuqin, Xue Wenrui, Li Zhonghao *et al.*. Third-order dispersion compensation in picosecond pulse transmission system. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(6):652~655 (in Chinese)
- 13 Wai P K A, Menyuk C R, Chen H H *et al.*. Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-mode fiber. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(8):628~630

## The Effect of Fiber Dispersion on Generation of Supercontinuum

Chen Yongzhu Xu Wencheng Cui Hu Chen Weicheng Liu Songhao

(Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631)

(Received 9 January 2002; revised 27 March 2002)

**Abstract:** Supercontinuum generation from optical fibers with different group velocity dispersion (GVD) was simulated and calculated in details. It is found that flat and wideband supercontinuum cannot be obtained in anomalous and zero GVD regions because of fiber higher-order nonlinearity (intrapulse Raman scattering) and higher-order dispersion (TOD). Nevertheless, the broader and smoother supercontinuum spectrum can be obtained in normal GVD region. It is also found that a dispersion-flattened fiber with small normal GVD is most suitable for flat and wideband supercontinuum generation. A super-wide supercontinuum more than 300 nm with the spectral-intensity fluctuation less than 10 dB was generated from such a fiber through increasing the pump power of the pulse.

**Key words:** optical fiber optics; supercontinuum generation; the second-order dispersion; the third-order dispersion; dispersion-shifted fiber (DSF); dispersion-flattened fiber