

文章编号: 0253-2239(2004)11-1468-5

色散位移光纤反常色散区平坦超宽超连续谱的产生*

陈泳竹¹ 徐文成² 崔 虎² 徐永钊² 于丙涛² 刘颂豪²

(¹ 广东技术师范学院机电系, 广州 510635
² 华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

摘要: 采用一种在色散位移光纤反常色散区产生平坦超宽超连续谱的方法。利用数值计算对色散位移光纤反常色散区高阶孤子压缩效应产生超连续谱展开了全面、深入的研究。结果表明, 在色散位移光纤的反常色散区色散斜率(三阶色散)对超连续谱的形成起着决定性的作用; 进一步研究表明, 抽运脉冲的峰值功率及脉宽对超连续谱的谱宽和平坦度都有着重要影响, 而高阶非线性效应对超连续谱产生没有显著影响。综合考虑以上因素, 超连续谱的谱宽和平坦度可以获得最大的优化。

关键词: 导波与光纤光学; 超连续谱; 色散位移光纤; 色散斜率

中图分类号: TN25 文献标识码: A

Flatly Ultra-Broadened Supercontinuum Generated in Anomalous Dispersion Region of a Dispersion-Shifted Fiber

Chen Yongzhu¹ Xu Wencheng² Cui Hu² Xu Yongzhao² Yu Bingtao² Liu Songhao²

(¹ Department of Electro-Mechanical Engineering, Guangdong Ploytechnic Normal University, Guangzhou 510635
² Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631)

(Received 6 May 2003; revised 22 December 2003)

Abstract: A method for flatly ultra-broadened supercontinuum generated in anomalous dispersion region of a dispersion-shifted fiber is introduced. Supercontinuum generated in anomalous dispersion region of dispersion-shifted fibers due to compression effects of higher-order soliton is studied in detail through numerical simulations. The results show that the dispersion slope of dispersion-shifted fiber is crucial to supercontinuum generation. It also shows that both the peak power and pulse width of pump pulse affect the spectral width and flatness of supercontinuum markedly, but higher-order nonlinear effects can be ignored. A flatly ultra-broadened supercontinuum near 300 nm with the spectral-intensity fluctuation less than ± 2 dB is obtained by optimizing the relative parameters.

Key words: guided wave and fiber optics; supercontinuum; dispersion-shifted fiber; dispersion slope

1 引 言

波分复用技术和时分复用技术的结合是未来高速、大容量光纤通信网络发展的主要方向。这种系统的关键技术就是需要高重复率、多波长的超短光脉冲源作为系统的发光源。利用特种光纤中的光谱

超连续展宽技术就是一种非常有效的方法^[1~5]。然而, 由于特种光纤具有不易拉制、造价昂贵的缺点, 所以在短期内利用该种光纤产生超连续谱的技术很难在实际的光通信领域获得广泛应用。利用商用的通信光纤(色散位移光纤)来产生超连续谱开始成为了人们关注的问题^[6~10]。但具有何种特性的色散位移光纤以及满足什么样条件下更有益于平坦、宽带超连续谱的产生还没有系统的理论研究。文献^[5]讨论了常规色散位移光纤的三个区产生超连续

* 广东教育厅自然科学基金研究项目(200019)资助课题。

E-mail: chyzh1160@sina.com

收稿日期: 2003-05-06; 收到修改稿日期: 2003-12-22

谱的情况,结果表明,在常规色散位移光纤中一般不能产生平坦、宽带的超连续谱。本文利用高阶孤子的压缩效应对色散位移光纤反常区产生超连续谱展开了全面、深入的研究。

2 理论模型

飞秒光脉冲在单模光纤中传输时,满足一广义的非线性薛定谔方程^[11]:

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

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为移动参考系的时间参量, α, γ 分别为光纤损耗和非线性系数, β_2, β_3 分别为二阶、三阶群速度色散系数, λ_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(拉曼增益的斜率有关,通常为 3 fs)。

在零色散波长附近,色散位移光纤的色散参量 D 和光波波长近似满足一次幂函数关系:

$$D = S_0(\lambda - \lambda_D), \quad (2)$$

其中 S_0, λ_D 分别为色散位移光纤的色散斜率和零色散波长。光纤色散曲线如图 1 所示(假设 $S_0 = 0.03 \text{ ps/nm}^2, \lambda_D = 1524 \text{ nm}$)。

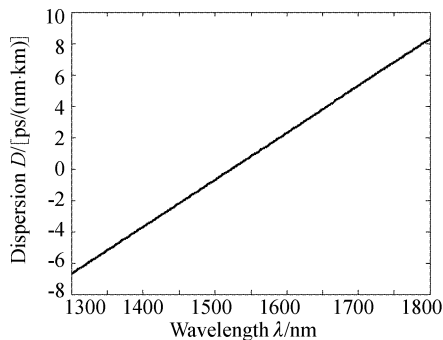


Fig. 1 Dispersion profile of a dispersion-shifted fiber

光纤中的各阶群速度色散值是通过实验测量得到的 D 值进行转换获得。由文献[10]可知

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda}, \quad \beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega}, \quad \beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega} = \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2},$$

由此可推导出 β_2, β_3 的具体表达式:

$$\beta_2(\lambda_0) = \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right) \cdot D \Big|_{\lambda=\lambda_0} = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right) \cdot D_0 = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right) \cdot S_0 \cdot (\lambda_0 - \lambda_D), \quad (3)$$

$$\beta_3(\lambda_0) = \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right)^2 \cdot \left(\frac{2D}{\lambda} + \frac{dD}{d\lambda}\right) \Big|_{\lambda=\lambda_0} = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^2 \cdot \left(\frac{2D_0}{\lambda_0} + S_0\right) = \left(-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^2 \cdot \left[\frac{2S_0(\lambda_0 - \lambda_D)}{\lambda_0} + S_0\right], \quad (4)$$

由于(2)式无解析解,采用分步傅里叶法研究超短光脉冲在色散位移光纤中脉冲的演化及超连续谱的产生。

3 数值计算和分析

3.1 色散斜率的作用

计算中选取色散位移光纤的参量为:零色散波长 $\lambda_D = 1524 \text{ nm}$, 脉冲中心波长处的色散参量值 $D_0 = 0.786 \text{ ps/(nm} \cdot \text{km)}$, 色散斜率 $S_0 = 0.03 \text{ ps/(nm}^2 \cdot \text{km)}$, 非线性折射系数 $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, 光场有效横截面积 $A_{\text{eff}} = 50 \text{ } \mu\text{m}^2$, 脉冲峰值功率 $P_0 = 350 \text{ W}$ (孤子阶数 $N = 3$), 光纤长度 $L = 0.27Z_0 = 4.4 \text{ m}$ (其中孤子周期 $Z_0 = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$), 光纤损耗系数 $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$ 。设抽运脉冲为双曲正弦形, 其中心波长 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, 脉冲宽度 $T_{\text{FWHM}} = 180 \text{ fs}$ [其中 $T_0 = \frac{T_{\text{FWHM}}}{2\ln(1+\sqrt{2})}$]。除非特别说明, 下面的计算都采用以上参量来进行。为了便于比较和分析, 前面的研究都假设不考虑高阶非线性项的影响。利用以上参量, 通过数值计算获得超连续谱, 如图 2 所示。显然, 这时的频谱已经显著展开。但值得注意的是频谱只在短波区域峰值平坦, 而其长波区域峰值陡峭。频谱的扩展是和脉冲的频率啁啾演化密切相关的。自相位调制效应诱导的频率啁啾, 脉冲前沿取负值(红移), 脉冲后沿则取正值(蓝移), 而且演化特性与

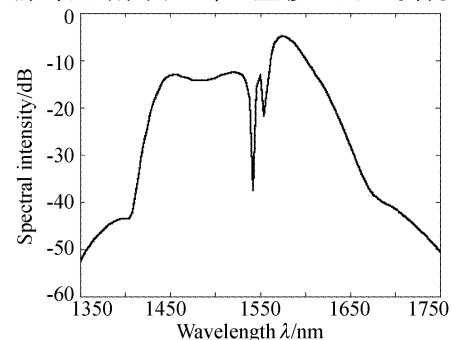


Fig. 2 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber when the dispersion slope is positive

脉形的瞬态变化相关联^[12]。选取光纤的色散斜率为正值,由此而决定了其三阶色散的取值也为正值。在脉冲的压缩过程中,由于正常三阶色散的影响,脉冲后沿震荡以至最后陡峭^[13]。这样就导致频率啁啾主要发生在脉冲的后沿(蓝移),从而形成如图 2 所示超连续谱(频谱平坦带宽近 90 nm)。为验证分析的正确性,忽略(1)式中的三阶色散项的作用,其他参量不变,获得了频谱如图 3 所示。同样,由于脉冲的压缩效应,频谱显著展宽。但这种展宽是左右对称的,而且峰值没有平坦,不是理想的超连续谱。如果只改变色散斜率的符号,即取 $S_0 = -0.03 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$,其他参量不变,则得到如图 4 所示的超连续谱。可见这时的超连续谱其平坦展宽发生在长波区域,刚好与图 2 的情况相反。这和分析是相吻合的。因为这时候的三阶色散为负值,脉冲前沿震荡以至陡峭,脉冲前沿频率啁啾(红移)显著增强。但图 4 的平坦带宽明显要比图 2 宽,达到近 110 nm。在接下来的讨论中,将对此进行解释。

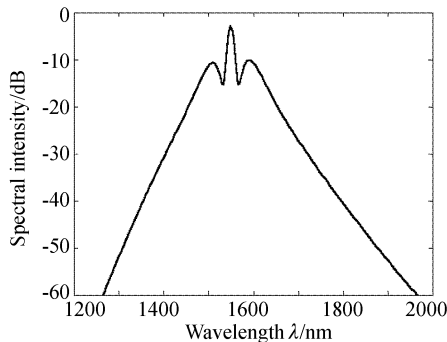


Fig. 3 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber when the dispersion slope is zero

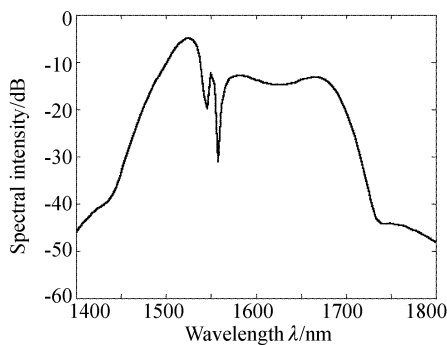


Fig. 4 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber when the dispersion slope is negative

接着讨论色散位移光纤的色散斜率(三阶色散)大小对超连续谱产生的具体影响。保持其他参量不变,通过改变光纤色散斜率的大小,获得不同超连续谱,如图 5 所示。谱线 a、b、c 所对应的色散斜率大小分别为: $0.04 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$, $0.03 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$,

$0.02 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ 。显然,光纤色散斜率(三阶色散)的大小对产生的超连续谱谱宽和平坦度都有着极其重要的影响。具体体现在:色散斜率值(三阶色散)越大,产生的超连续谱,平坦度越好,平坦谱宽越窄;相反,色散斜率(三阶色散)越小,产生的超连续谱,平坦度越差,平坦谱宽越宽。所以综合考虑,选取色散斜率值为 $0.03 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ 的光纤产生超连续谱比较合理。值得注意的是绝对值大小相同的正负色散斜率所对应的正负三阶色散值,其绝对值大小并不同。因为由(4)式可知光纤的三阶色散取值不仅和光纤色散斜率的大小相关而且也和抽运脉冲中心波长所对应的色散参量大小相关。具体来说,在光纤的负色散区,色散参量为正值。如果色散斜率值为正,色散参量加强了色散斜率对三阶色散的贡献。如果色散斜率值为负,色散参量则起着相反的作用。所以负色散斜率所对应的三阶色散绝对值要比正色散斜率对应的三阶色散绝对值小。而从前面的分析发现,三阶色散越小,产生的超连续谱其谱宽越宽。这就是图 4 的平坦带宽明显要比图 2 宽的根本原因。

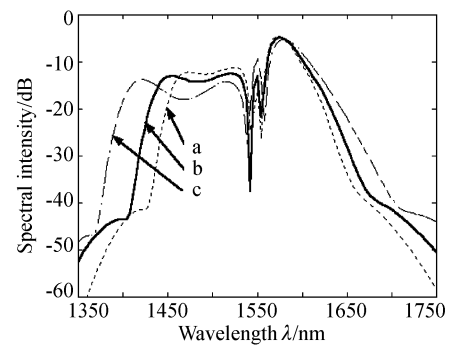


Fig. 5 Supercontinuum generated from dispersion-shifted fibers when the dispersion slopes are different

3.2 功率(孤子阶数)的影响

本文研究的超连续谱,其展谱机制是源于光纤中的自相位调制效应,即自相位调制效应诱导频率啁啾而造成脉冲频谱展宽。由文献[11]可知,自相位调制效应的强弱是和脉冲的峰值功率大小成正比的,所以输入脉冲峰值功率的大小对超连续谱有着极为重要的影响。图 6 就是改变输入脉冲峰值功率所产生的不同超连续谱。可见,随着峰值功率的加强,获得的超连续谱随之明显加宽,而且愈加平坦。但是到一定的时候,频谱的平坦度又会随着峰值功率的加强而开始劣化。这是因为抽运脉冲峰值功率越高,脉冲的非线性效应越强,从而有利于脉冲的压缩和频谱展宽;但是脉冲非线性效应越强,压缩

后的脉冲其底座越明显,同时脉冲越不稳定(受三阶色散影响,脉冲容易分裂),产生的超连续谱也就不平坦。所以并不是抽运脉冲的峰值功率越大对超连续谱的产生就越加有利,它存在一最佳值,也就是当满足脉冲孤子阶数大概为 3 时的取值(与光纤和脉冲的其它参量相关的,这里为 350 W)。

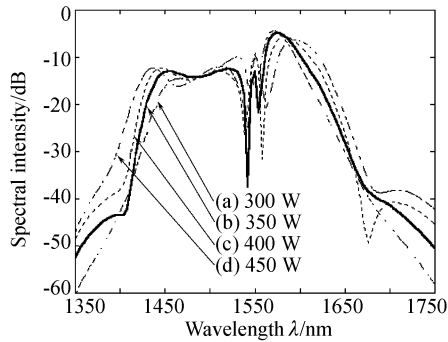


Fig. 6 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber when the pump peak powers are different

3.3 脉冲宽度的影响

从前面的计算和讨论可知,色散斜率(三阶色散)的作用是能否产生平坦超连续谱的决定因素。值得注意的是,三阶色散对脉冲演化的影响效果是与抽运脉冲的宽度密不可分的。如图 7 所示,保持孤子阶数不变($N=3$),分别取抽运脉冲的脉宽为:(a) 300 fs,(b) 180 fs,(c) 100 fs,获得了不同的超连续谱。可见,随着输入脉冲宽度的变窄,产生的超连续谱,其频谱宽度显著加宽,平坦度越趋完美。相反,如果输入脉冲宽度过大,则不能产生平坦、宽带的超连续谱。这也是文献[5]中的色散位移光纤不能产生平坦、宽带超连续谱的主要原因之一(还与三阶色散过大以及抽运脉冲峰值功率过小有关)。所以如果要利用反常色散位移光纤产生平坦、宽带的超连续谱,选取的抽运脉冲的宽度要尽量窄。

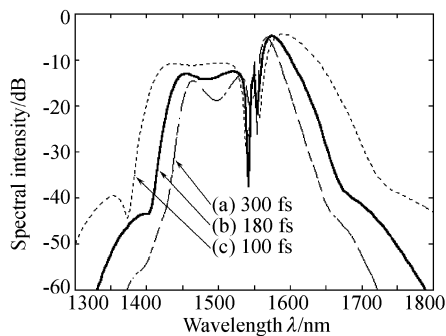


Fig. 7 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber when the pump pulse widths are different

3.4 高阶非线性的影响

为了便于分析,上面的研究忽略了高阶非线性

效应的影响。一般情况下,高阶非线性效应对飞秒脉冲的传输特性有着一定的影响^[11]。然而,把对整个方程(1)式进行计算获得的超连续谱与没有考虑高阶非线性效应作用得到的超连续谱进行对比,发现高阶非线性效应对超连续谱产生没有显著影响(如图 8 所示)。我们认为所选光纤的传输距离极短是高阶非线性效应不能充分体现的主要原因。

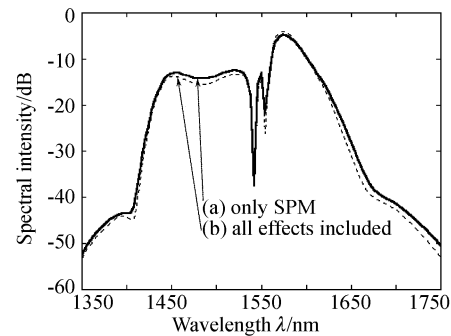


Fig. 8 Supercontinuum generated from a dispersion-shifted fiber when higher-order nonlinearity included or not

最后,综合考虑以上因素对超连续谱产生的影响。保持其他参量不变而假定脉宽 $T_{FWHM} = 50$ fs,色散斜率 $S_0 = 0.008$ ps/(nm²·km),我们获得了平坦度起伏小于±2 dB,谱宽达 300 nm 的超宽超连续谱,如图 9 所示。

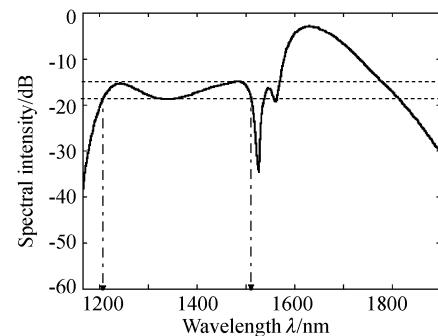


Fig. 9 Supercontinuum generated from dispersion-shifted fiber when $T_{FWHM} = 50$ fs and $S_0 = 0.08$ ps/(nm²·km)

结论 对反常色散位移光纤中超连续谱的产生进行了详细的分析和研究,结果表明,三阶色散(色散斜率)对超连续谱起着决定性的作用;进一步研究分析了抽运脉冲功率、脉冲宽度以及高阶非线性效应对超连续谱谱宽和平坦度的影响。通过对抽运脉冲宽度和光纤色散斜率的优化组合,最后获得了平坦、超宽的超连续谱。这些对于实验研究超连续谱及超连续谱光纤的控制都具有一定的指导作用。

参 考 文 献

1 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
- 2 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
- 3 Birks T A, Wadsworth W J, Russel P S J. Supercontinuum generation in tapered fibers. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(19): 1415~1417
- 4 Stephane C, Alvin H L C, Rainer L *et al.*. White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, **26**(17): 1356~1358
- 5 Chen Yongzhu, Xu Wencheng, Cui Hu *et al.*. The effect of fiber dispersion on generation of supercontinuum. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(3): 297~301 (in Chinese)
- 6 Gross B, Manassah J T. Supercontinuum in the anomalous group-velocity dispersion region. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(10): 1813~1818
- 7 Moriok T, Kawanishi S, Mori K *et al.*. Nearly penalty-free, <4 ps super-continuum Gbit/s pulse generation over 1535~1560 nm. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(10): 790~791
- 8 Yu Jianjun, Guan Kejian, Yang Bojun *et al.*. The generation of multi-wavelength ultra-short optical pulses by utilizing a fiber ring laser-pumped supercontinuum in an optical fiber. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 1999, **A26**(7): 594~598 (in Chinese)
- 9 Wu Jian, Li Yuhua, Lou Caiyun *et al.*. Ultra-short pulse generation from supercontinuum source. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2000, **20**(3): 325~329 (in Chinese)
- 10 Boyraz O, Kim J, Islam N M *et al.*. 10 Gb/s multiple wavelength, coherent short pulse source based on spectral carving of supercontinuum generated in fiber. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(12): 2167~2175
- 11 Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. San Francisco, California: Academic Press, 1995. 44~45, 75~77
- 12 Stolen R H, Lin C. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Phys. Rev. (A)*, 1978, **17**(4): 1448~1453
- 13 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)



第20届国际光学委员会大会

20th Congress of the International Commission for Optics

2005年8月21日~26日, 中国·长春

名誉主席: 王大珩

大会主席: 母国光

国际顾问委员会主席: Arthur H. Guenther

国际程序委员会主席: 金国藩

国际组织委员会主席: 曹健林

继意大利佛罗伦萨成功召开第19届国际光学委员会大会之后,第20届大会将在中国著名的光学中心长春召开。此届大会将涉及光学领域中最新的科技发展,包括21世纪光学发展的各个领域。届时将有来自40多个国家和地区的光学界的科学家、工程师和光学企业家共聚长春。大会的目标在于给光学界的专家学者们提供一个特别的论坛,还包括一些相关的公司展览。您将有机会在这里见到光学界最前沿的专家和工程师。

论文要求

会议语言及论文请用英文。作者需通过电子邮件提交150字论文摘要和2页论文文稿(电子版)。

会议接受所有相关领域论文。论文应包括摘要、引言、正文、结论、参考文献等。须提供作者姓名、单位和地址。文章格式请网站查阅。

录用文章将被刊登在SPIE论文集中,程序册将于2005年4月中旬发布在会议网页上,请注意浏览。

摘要及论文截稿日期: 2005年1月15日

录用通知: 2005年4月中旬

提前注册截止日期: 2005年7月1日

会议注册费: 代表1600元,学生800元,中国光学学会会员1400元(以中国光学学会会员证为准)。2005年7月1日之前优惠200元

会议网址: <http://www.ico20.org/>