

光纤中的孤子自频移效应

孔德飞^{1**}, 贾东方^{1*}, 冯德军², 王肇颖¹, 葛春风¹, 杨天新¹

¹天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072;

²山东大学苏州研究院, 江苏 苏州 215123

摘要 对单模光纤中的孤子自频移效应进行了数值仿真和实验研究, 分析和验证了光纤和孤子脉冲的各种参数对孤子自频移的影响。利用分步傅里叶方法进行数值仿真, 发现孤子频移量随孤子脉冲峰值功率与光纤非线性系数的增加而增加, 随孤子脉冲宽度以及光纤色散的增加而减小。对 2 km 单模光纤中的孤子自频移效应进行实验研究, 通过调节孤子峰值功率实现了 5.44~26.64 nm 的连续可调谐移频, 所得结果与数值仿真结果一致。研究表明, 通过灵活调节孤子脉冲和光纤的各个参数, 可以有效地调节孤子频移量, 这为孤子自频移的多种实际应用提供了指导。

关键词 非线性光学; 光孤子; 孤子自频移; 非线性光纤光学; 分步傅里叶方法

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP55.101902

Soliton Self-Frequency Shift in Optical Fibers

Kong Defei^{1**}, Jia Dongfang^{1*}, Feng Dejun², Wang Zhaoying¹, Ge Chunfeng¹, Yang Tianxin¹

¹Key Laboratory of Opto-Electronics Information and Technical Science of the Ministry of Education,

School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

²Suzhou Research Institute, Shandong University, Suzhou, Jiangsu 215123, China

Abstract The soliton self-frequency shift in a single-mode optical fiber has been studied by numerical simulation and experiment, with emphasis on the influences of various parameters of optical fiber and soliton pulse on it. Firstly, with split-step Fourier method for numerical simulation, it has been found that the soliton self-frequency shift increases with the increase of soliton peak power and nonlinear coefficient of the transmission fiber, and decreases with the increase of soliton pulse width and group velocity dispersion. Secondly, the soliton self-frequency shift effect in a 2-km-long single-mode fiber has been experimentally studied. By adjusting the peak power of the soliton, continuously tunable self-frequency shift with central wavelength from 5.44 nm to 26.64 nm has been achieved. The experimental results are consistent with the numerical simulation results. It has been shown that by flexibly adjusting the parameters of soliton pulse and optical fiber, the soliton self-frequency shift can be effectively tuned, which provides guidance for many practical applications of soliton self-frequency shift in optical fibers.

Key words nonlinear optics; optical soliton; soliton self-frequency shift; nonlinear fiber optics; split-step Fourier method

OCIS codes 190.4370; 190.5650; 060.4370

1 引言

当孤子脉冲在光纤的反常色散区传输时, 由于非线性与色散的相互作用, 会形成一种特殊的波包, 它可以传输很长的距离而不发生变形, 这种特殊的

波包被称为光孤子^[1]。孤子自频移是指孤子脉冲在光纤中传输时脉冲的高频能量不断被抽运到低频的现象, 这种现象于 1986 年首次在实验中观察到, 之后引起了人们的广泛关注^[2]。孤子自频移效应有很多潜在应用。利用孤子自频移可以在光纤中产生超

收稿日期: 2018-04-16; 修回日期: 2018-05-07; 录用日期: 2018-05-25

基金项目: 国家自然科学基金(61575143, 61377078)、江苏省自然科学基金(BK20141222)

* E-mail: jiadf@tju.edu.cn; ** E-mail: 2016202042@tju.edu.cn

连续谱,然后用可调谐滤波器滤波,从而设计可调谐脉冲激光器^[3-4]。2017年,楼洋等^[5]研究了基于级联光纤的孤子自频移增强特性,该方案对改进基于孤子自频移的可调谐光源设计具有参考意义。还可以利用孤子脉冲的频移量与输入脉冲之间的关系设计全光器件^[6]。2017年,王舒冰等^[7]提出利用多个并行 Sagnac 环梳状滤波器实现波长编码的方法,在 1601~1707 nm 孤子自频移波段成功实现了 5 bit 的光学编码。可以利用孤子自频移设计全光纤相干反斯托克斯拉曼散射(CARS)激发源。2017年,江俊峰等^[8]针对 CARS 应用对斯托克斯光的快速宽范围波长调谐进行了研究,分析了光子晶体光纤(PCF)长度和注入光脉冲峰值功率对孤子自频移的影响,为研究全光纤 CARS 激发源打下了基础^[8]。此外,还可以利用孤子自频移实现全光波长变换^[9]。

本文首先从非线性薛定谔方程(NLSE)出发,推导得到孤子自频移的表达式。然后通过分步傅里叶方法数值求解非线性薛定谔方程,研究各种参数对孤子自频移的影响,包括孤子脉冲的宽度、峰值功率以及光纤的色散和非线性系数。最后对单模光纤中的孤子自频移现象进行了实验研究,所得结果与数值模拟结果一致。

2 基本原理

孤子自频移效应的实质是脉冲内拉曼散射作用。当脉冲宽度小于 1 ps 时,脉冲的光谱非常宽,其中脉冲的蓝移部分可作为红移部分的抽运源,这种过程不断地在光纤中进行,表现为能量不断从蓝移部分转移到红移部分,这种现象称为孤子自频移^[10]。

光脉冲在光纤中的传输遵循非线性薛定谔方程,在脉冲比较宽的情况下,可以只考虑二阶色散和自相位调制(SPM)的作用,但当脉冲的宽度变为皮秒或亚皮秒量级时必须考虑高阶色散和其他非线性作用。孤子自频移效应可以用归一化的广义非线性薛定谔方程描述为^[11]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(\zeta, \tau)}{\partial \zeta} = & i \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 u(\zeta, \tau)}{\partial \tau^2} + \\ & \frac{L_D^{(2)} \text{sgn}(\beta_3)}{6} \frac{\partial^3 u(\zeta, \tau)}{\partial \tau^3} + i \frac{L_D^{(2)}}{L_N} \exp(-\alpha \zeta) \times \\ & \left\{ u(\zeta, \tau) |u(\zeta, \tau)|^2 - \tau_R u(\zeta, \tau) \frac{\partial}{\partial \tau} |u(\zeta, \tau)|^2 + \right. \\ & \left. i s \frac{\partial}{\partial \tau} [u(\zeta, \tau) |u(\zeta, \tau)|^2] \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中: β_2 为介质的二阶色散系数; β_3 为介质的三阶色散系数; $u(\zeta, \tau) = \exp(\alpha \zeta) A(z, t) / \sqrt{P_0}$, P_0 为光脉冲的峰值功率, $A(z, t)$ 为光脉冲的慢变振幅, α 为单位色散长度(二阶色散)光纤的损耗; τ 为归一化时间, ζ 为归一化传输距离,

$$\tau = \frac{t}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0}, \quad \zeta = \frac{z}{L_D^{(2)}}, \quad (2)$$

式中: v_g 为光脉冲在光纤中传输的群速度; T_0 为光脉冲的宽度; $L_D^{(2)}$ 为二阶色散长度, $L_D^{(3)}$ 为三阶色散长度, L_N 为非线性长度,它们分别定义为

$$L_D^{(2)} = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_D^{(3)} = \frac{T_0^3}{|\beta_3|}, \quad L_N = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (3)$$

式中: γ 为光纤的非线性系数,表达式为

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad (4)$$

式中: n_2 为非线性折射率; A_{eff} 为光纤的有效截面积; ω_0 为孤子脉冲的中心频率。

(1)式中 s 和 τ_R 分别为自陡效应参数和脉冲内拉曼散射参数,表达式为

$$s = \frac{1}{\omega_0 T_0}, \quad \tau_R = \frac{T_R}{T_0}, \quad (5)$$

式中: T_R 源于拉曼延迟响应,是脉冲内拉曼散射引起拉曼感应频移的原因。

利用微扰方法可以推导得到孤子脉冲在光纤中传输时由拉曼效应引起的频率变化的表达式为

$$\Delta \omega = -\frac{8 T_R \gamma P_0 z}{15 T_0^2} = -\frac{8 |\beta_2| T_R z}{15 T_0^4}. \quad (6)$$

(6)式中利用了条件 $N = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2| = 1$, N 为孤子阶数, $N = 1$ 表示基阶孤子。由此可知孤子的频移范围与孤子脉宽 T_0 的四次方成反比,与孤子的峰值功率及色散成正比,式中的负号表明随着传输距离的增加,频率逐渐发生红移,即光谱向长、波长方向移动。

3 孤子自频移的仿真研究

通过分步傅里叶方法数值求解(1)式,研究孤子自频移的规律。在仿真过程中,初始参数设置为:初始孤子脉冲的中心频率为 193.4 THz,峰值功率为 300 W,脉冲宽度为 1.6 ps;光纤的二阶色散系数 $\beta_2 = -20$ ps/km,有效横截面积为 $40 \mu\text{m}^2$, $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$,拉曼频移为 15 fs。

孤子脉冲通过光纤传输前、后的波形和光谱如图 1 所示,从图 1(c)、(d)可以明显看出孤子脉冲经过光纤传输后光谱发生了位移。图 1(a)中的 1 个

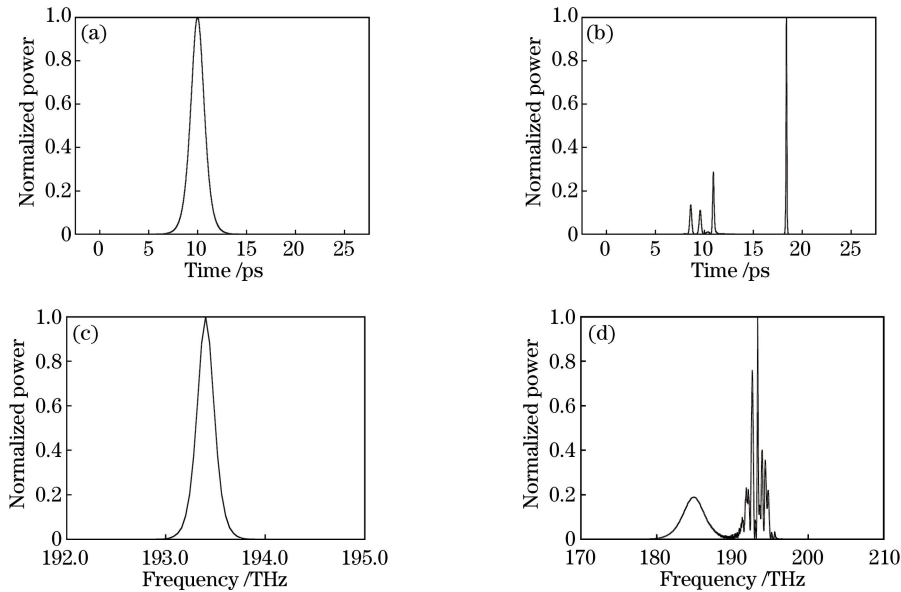


图 1 孤子脉冲的(a)输入和(b)输出时域波形;孤子脉冲的(c)输入和(d)输出光谱

Fig. 1 Soliton pulse waveforms at the (a) input and (b) output ends; spectra of soliton pulse at the (c) input and (d) output ends

脉冲形式演化为图 1(b)中的 4 个脉冲形式,可以理解为由于脉冲的光谱下移产生了新的频率,新频率的光具有一定的脉宽,由于光纤中存在群速度色散,不同频率的光在光纤中的传输速度不同,所以在时域上就体现为不同的脉冲形式。

3.1 孤子脉冲宽度对频移量的影响

为研究孤子脉冲宽度对频移量的影响,在其他参数不变的情况下逐渐增加脉宽值。图 2 所示为输入孤子脉冲的宽度从 1.6 ps 增加到 3.2 ps 时输出脉冲对应的光谱图,从图中可以看出,孤子频移量随脉宽的增加而逐渐减小,这种现象可以由(6)式解释。孤子脉冲越宽,对应的光谱越窄,通过脉冲内拉曼散射将能量转移至低频成分的高频成分也就越少,所以孤子频移量会随着脉宽的增加而减小。

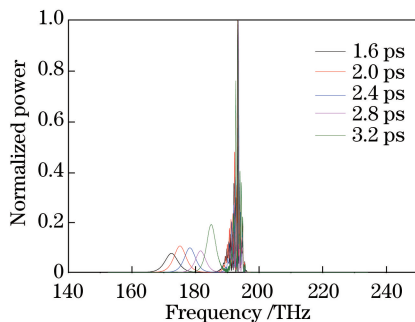


图 2 不同脉冲宽度下输出孤子脉冲的光谱

Fig. 2 Spectra of the output pulses with different initial widths

3.2 孤子脉冲的峰值功率对频移量的影响

当输入孤子脉冲的峰值功率分别为 60, 70, 80, 90, 100 W 时,经过非线性光纤后脉冲的光谱如图 3 所示。从图中可以看出,随着输入孤子脉冲峰值功率的增加,脉冲的频移量增加,这可以从以下两方面解释。一方面,由于研究对象为基阶孤子,即孤子阶数 $N = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2| = 1$,由此推导出基阶孤子峰值功率的表达式为 $P_0 = |\beta_2| / \gamma T_0^2$,即孤子峰值功率与脉冲宽度的平方成反比。在同样的光纤色散和非线性系数下,峰值功率越高的孤子,其脉宽相对越窄,光谱也就越宽,高频分量将会更多地将其能量转移至低频分量,所以孤子频移会随着峰值功率的升高而增加。另一方面,光纤中的很多非线性效应与脉冲的峰值功率有关,峰值功率越高,非线性效应越强,由脉冲内拉曼散射产生的拉曼孤子的能量越高,能量较高的拉曼孤子继续在脉冲内拉曼散射的作用下向更低频率移动,由此造成频移量增加。

为了更直观地了解孤子频移量与输入峰值功率的关系,绘制频移量随输入峰值功率的变化曲线,如图 4 所示。可以看出,孤子的频移量随输入孤子脉冲的峰值功率近似呈线性变化。由(6)式可知孤子频移量与脉冲峰值功率成正比,数值模拟与理论分析基本一致。

3.3 色散的影响

为了突出光纤色散对孤子脉冲传输性质的影响,这里忽略色散之外的其他非线性效应。仿真参

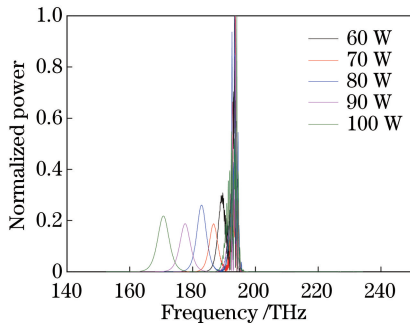


图3 不同峰值功率孤子脉冲的输出光谱
Fig. 3 Output spectra of the soliton pulses with different peak powers

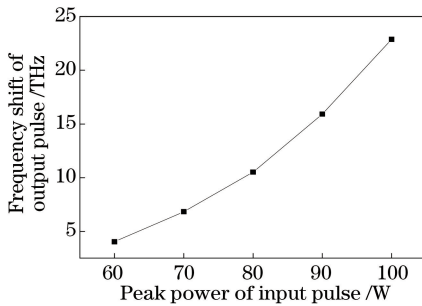


图4 孤子频移量随输入脉冲峰值功率的变化
Fig. 4 Frequency shift of soliton pulse versus peak power of input pulse

数设置如下:孤子脉冲的峰值功率为100 W,脉冲形状为双曲正割形,脉冲宽度为0.1 ps,光纤的二阶色散 $\beta_2 = -20$ ps²/km。孤子脉冲沿光纤的演化如图5所示,由图可知,传输过程中光纤色散导致孤子脉冲宽度逐渐增加,这是因为由于群速度色散效应的存在,孤子脉冲的不同频率成分传输相同的距离所需要的时间不同,这种延时差造成的结果就是孤子脉冲随着时间的推移而被展宽。

图6为同时考虑色散和各种非线性效应时孤子脉冲经过光纤后的光谱变化,从中可以看出,随着群速度

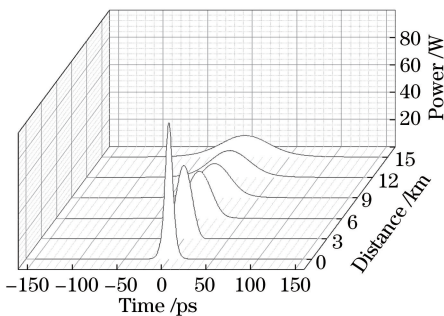


图5 只考虑二阶色散时孤子脉冲随传输距离的演化
Fig. 5 Evolution of soliton pulse with transmission distance when only the second-order dispersion is considered

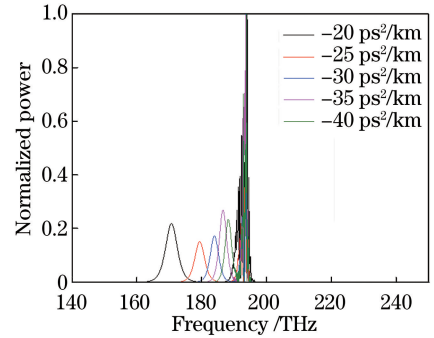


图6 孤子频移量随群速度色散的变化
Fig. 6 Soliton frequency shift versus group velocity dispersion

色散绝对值的增加,频移量逐渐减小,并且红移分量的谱宽变宽,峰值变低。群速度色散变大导致孤子脉冲在传播过程中脉宽变大,由(6)式可知 $\Delta\omega = -8 \times |\beta_2| T_R z / (15 T_0^4)$,即孤子频移量与光纤群速度色散的绝对值成正比,与脉宽的四次方成反比,由于群速度色散对脉宽的影响远大于色散的影响,所以总体而言孤子频移量随群速度色散的增加而减小。

3.4 SPM 的影响

图7(a)、(b)所示为只考虑 SPM 作用时孤子脉冲经过光纤前后的时域图,从图中可以看出 SPM 对脉冲的时域波形基本没有影响。图7(c)、(d)为只考虑 SPM 时输入和输出孤子脉冲的光谱,从图中可以看出,只考虑 SPM 效应时,SPM 使光谱对称地展宽,且中心频率的峰值功率小于两边频率的峰值功率。这是因为孤子脉冲在光纤中传输时会通过 SPM 引入非线性相移,并且该相移是随时间变化的,体现在光谱上就是新频率分量的产生。

同时考虑 SPM、色散和拉曼散射时,孤子脉冲经过光纤后获得的频移量与光纤的非线性折射率系数 n_2 的关系如图8所示。从图中可以看出,随着光纤非线性折射率 n_2 的增加,孤子频移量近似线性增加,由(4)式可知,非线性系数与非线性折射率 n_2 成正比,所以可以得出结论,孤子脉冲的频移量与光纤非线性系数近似成正比。由于 SPM 可以引入频率啁啾,且啁啾大小与非线性系数成正比,即当孤子脉冲在光纤中传输一段距离之后其光谱会被展宽,更多的高频成分将其能量转移至低频成分,由此造成孤子频移量增加。

4 孤子自频移实验研究

4.1 功率对孤子自频移的影响

在数值模拟的基础上进行孤子自频移的实验研

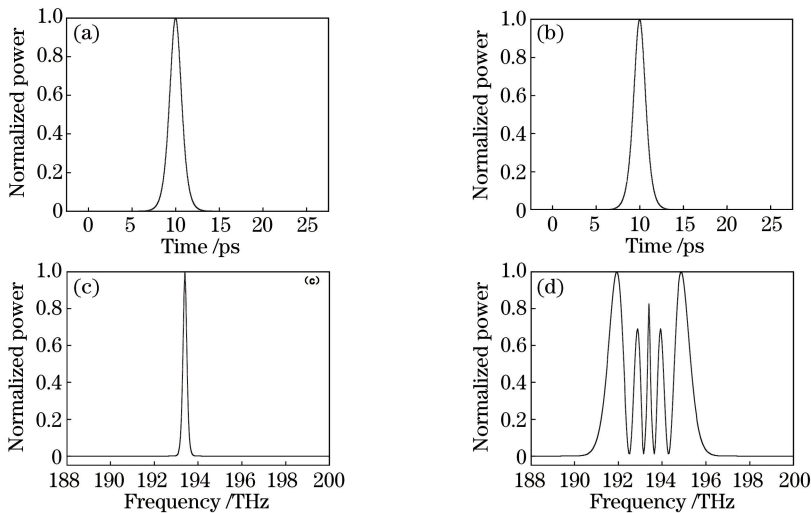


图 7 只考虑 SPM 时孤子脉冲(a)经过光纤前和(b)经过光纤后的波形;只考虑 SPM 时孤子脉冲(c)经过光纤前和(d)经过光纤后的光谱

Fig. 7 Waveforms of soliton pulses (a) before and (b) after fiber when only SPM is considered; corresponding spectra (c) before and (d) after fiber when only SPM is considered

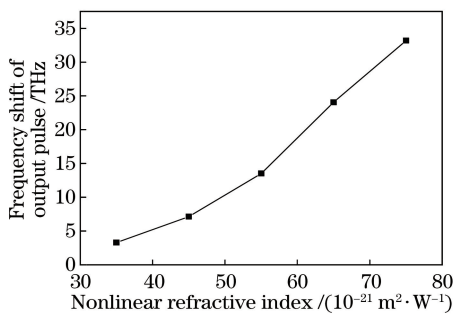


图 8 孤子频移量随光纤非线性折射率的变化
Fig. 8 Soliton frequency shift versus nonlinear refractive index of fiber

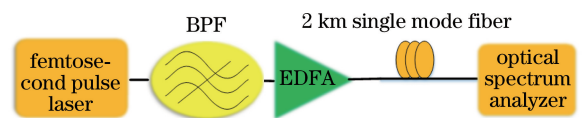


图 9 孤子自频移的实验装置图

Fig. 9 Experimental setup for soliton self-frequency shift
究。实验装置如图 9 所示,光孤子由飞秒脉冲激光器产生,实验所用飞秒脉冲激光器的重复频率是 20 MHz,脉冲宽度是 100 fs。由于其光谱非常宽,使用可调谐带通滤波器(BPF)滤出其中的一部分,滤波器的中心波长为 1546.16 nm,3 dB 带宽为

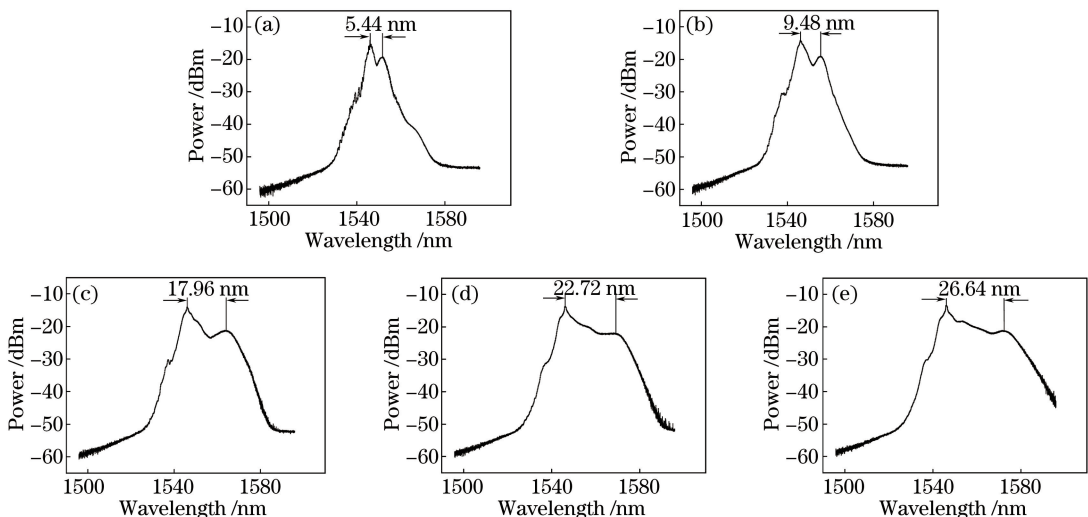


图 10 不同功率的孤子脉冲经过 2 km 光纤后的光谱。(a) 11 mW;(b) 16 mW;(c) 21 mW;(d) 26 mW;(e) 32 mW

Fig. 10 Spectra of soliton pulses with different powers after passing through a 2 km fiber. (a) 11 mW;

(b) 16 mW; (c) 21 mW; (d) 26 mW; (e) 32 mW

0.8 nm,经掺铒光纤放大器(EDFA)放大后通过2 km长的单模光纤传输。

当EDFA的功率也就是孤子的平均功率不同时,经过光纤后孤子脉冲的光谱如图10所示。从图中可以看出,随着孤子平均功率的增加,孤子频移量增加。

需要说明的是,图10中的功率是孤子的平均功率,为了研究孤子频移量随其峰值功率的变化,需要将平均功率转化为峰值功率。如果孤子的平均功率为 P_a ,峰值功率为 P_p ,孤子宽度为 T_0 ,孤子的重复频率为 f_0 ,则峰值功率和平均功率之间的关系可以近似表示为

$$P_p = \frac{P_a}{f_0 T_0} \quad (7)$$

将 $f_0 = 20$ MHz、 $T_0 \approx 4.0$ ps代入(7)式,可得孤子平均功率分别为11,16,21,26,32 mW时,孤子峰值功率分别为138,200,263,323,400 W。将孤子频移量随峰值功率的变化绘制成曲线,如图11所示,从中可以看出孤子频移量随其峰值功率基本呈线性变化,这与前文的理论分析吻合。

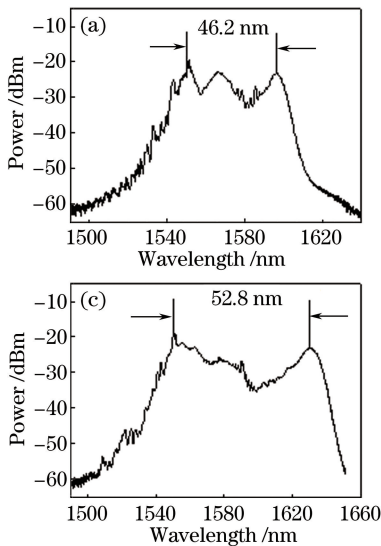


图12 DSF和SMF中的孤子频移。(a) DSF,11 mW;(b) SMF,11 mW;(c) DSF,16 mW;(d) SMF,16 mW

Fig. 12 Frequency shift of soliton pulse in DSF and SMF. (a) DSF, 11 mW; (b) SMF, 11 mW; (c) DSF, 16 mW; (d) SMF, 16 mW

5 结 论

对单模光纤中的孤子自频移效应进行了数值仿真和实验研究,分析了各种参数对孤子自频移的影响,得到以下结论:1)当孤子脉冲的宽度小于1 ps时,在负色散光纤中会发生明显的自频移效应,且频移量随脉宽的增加明显减小;2)孤子峰值功率越高,孤子频移量越大;3)光纤群速度色散的绝对值

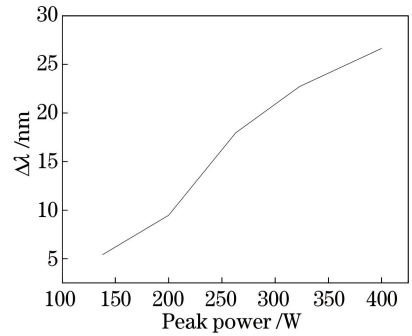
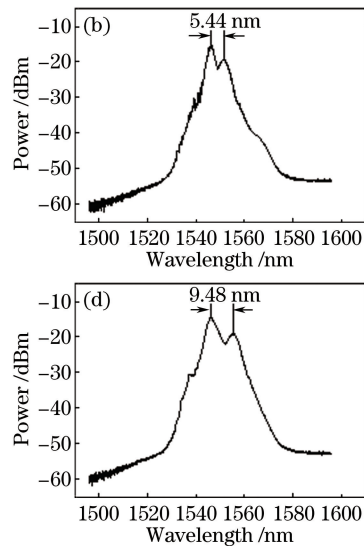


图11 孤子频移随峰值功率的变化

Fig. 11 Soliton frequency shift versus peak power

4.2 色散对孤子自频移的影响

根据实验室现有的条件,选取色散位移光纤(DSF)和单模光纤(SMF)作为非线性介质开展实验,DSF和SMF在1550 nm处的二阶色散分别为0和 -20 ps²/km。实验中,保持孤子脉冲的功率不变,测得不同功率下孤子脉冲通过2 km长DSF和SMF的光谱如图12所示。由图12可以明显看出孤子频移量随光纤色散绝对值的增加而减小,与模拟仿真结果一致。



越大,孤子频移量越小,即孤子频移量随着群速度色散的绝对值的增加而减小;4)光纤的非线性系数越大,孤子频移量越大。综上所述,若要增加孤子的频移量,可以增加孤子的功率或非线性系数,减小孤子的脉宽或光纤色散。

参 考 文 献

- [1] Govind P A. Nonlinear fiber optics principle and

- application[M]. Jia D F, Yu Z H, *et al.*, Transl. 2nd ed. Beijing: Electronic Industry Press, 2010: 91-93.
- Govind P A L. 非线性光纤光学原理及其应用[M]. 贾东方, 余震虹, 等, 译. 2版. 北京: 电子工业出版社, 2010: 91-93.
- [2] Mitschke F M, Mollenauer L F. Discovery of the soliton self-frequency shift[J]. *Optics Letters*, 1986, 11(10): 659-661.
- [3] Abedin K S, Kubota F. Widely tunable femtosecond soliton pulse generation at a 10-GHz repetition rate by use of the soliton self-frequency shift in photonic crystal fiber [J]. *Optics Letters*, 2003, 28(19): 1760-1761.
- [4] North T, Rochette M. Broadband self-pulsating fiber laser based on soliton self-frequency shift and regenerative self-phase modulation [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(14): 2799-2801.
- [5] Lou Y, Wei Y Z. Characteristics of enhanced SSFS based on cascaded fiber[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(8): 0814004.
楼洋, 魏一振. 基于级联型光纤的孤子自频移增强特性[J]. *光子学报*, 2017, 46(8): 0814004.
- [6] Lucek J K, Blow K J. Optical-intensity dependent switching using soliton self-frequency shift [J]. *Electronics Letters*, 1991, 27(10): 882-884.
- [7] Wang S B, Zhang Z Y, Peng D, *et al.* Sagnac-loop-based optical coding for all-optical analog-to-digital conversion employing soliton self-frequency shift[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(11): 1125002.
王舒冰, 张旨遥, 彭迪, 等. 基于 Sagnac 环梳状滤波编码的全光模数转换[J]. *光子学报*, 2017, 46(11): 1125002.
- [8] Jiang J F, Wu H, Liu K, *et al.* Wavelength tuning of Stokes optical pulse with speed and wide range for coherent anti-Stokes Raman scattering excitation source[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(1): 0101002.
江俊峰, 吴航, 刘琨, 等. 用于相干反斯托克斯拉曼散射激发源的快速宽范围斯托克斯光调谐[J]. *中国激光*, 2017, 44(1): 0101002.
- [9] Lu C, Yu C X, Sang X Z, *et al.* Wavelength conversion based on soliton self-frequency shift in high nonlinear PCF [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2009, 30(4): 595-598.
陆川, 余重秀, 桑新柱, 等. 基于高非线性 PCF 中 SSFS 效应的波长变换技术研究[J]. *半导体光电*, 2009, 30(4): 595-598.
- [10] Deng Z G. Discovery of the soliton self-frequency shift[J]. *Physics*, 1988, 17(3): 142.
邓祖淦. 孤子自频移的发现[J]. *物理*, 1988, 17(3): 142.
- [11] Gordon J P. Theory of the soliton self-frequency shift [J]. *Optics Letters*, 1986, 11(10): 662-664.