

超短艾里脉冲传输过程中色散效应的分析

赵 晗 宋振明 林俞先

天津工业大学理学院物理系, 天津 300387

摘要 运用分步傅里叶法对艾里脉冲的色散效应进行了数值模拟及分析。重点分析了二阶、三阶色散效应同时作用下,艾里脉冲的时域波形传输特性,并讨论了在存在初始啾啾以及弱非线性效应作用的情况下脉冲时域波形变化。结果表明正三阶色散效应将引起脉冲压缩,光强增大;负三阶色散作用将导致脉冲展宽,光强下降。在考虑初始啾啾和非线性效应与色散的共同作用时,发现随着三阶色散作用的增大,脉冲的传输质量下降,也说明了三阶色散的重要性。

关键词 超快光学;超短艾里脉冲;色散;分步傅里叶法;啾啾;弱非线性效应

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201535.s132001

Dispersion effect on Ultrashort Airy Pulse Propagation

Zhao Han Song Zhenming Lin Yuxian

School of Science, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China

Abstract The Airy pulse dispersion effect by the split-step Fourier transform method (SSFM) is simulated and analyzed. The wave transmission characteristic of Airy pulse under second and third-order dispersion effects in temporal domain is discussed. Furthermore, the influence of the initial chirp and weakly nonlinear effects is studied. The results show that the positive third-order dispersion effect leads to pulse compression and amplitude increase. On the other hand, the negative third-order dispersion effects leads to pulse broadening and amplitude decrease. When taking the effect of the initial chirp and weakly nonlinear effects into account. It is found that as the third-order dispersion effects growing, the quality of Airy pulse reduces.

Key words ultrafast optics; ultrashort Airy pulse; dispersion; split-step Fourier method; chirp; weakly nonlinear effects

OCIS codes 320.1590; 320.2250; 320.7110

1 引 言

90 年代以来,随着优质激光晶体的出现和压缩技术的发展,超短脉冲的研究和应用已取得了突破性的进展。艾里光束^[1-4]作为一种新的、具有奇异特性的无衍射光束,由于它具有横向加速(自由加速)、自愈的传输特性,因而近年来备受人们关注。最近,人们还利用非线性效应对相位的调制作用产生了超强超短艾里脉冲,并对其传输特性做了研究。超短艾里脉冲的特性使其在光纤通信领域中的研究也有一定的意义。光纤色散的高阶色散效应^[5-7]对超短脉冲传输的影响也不可忽略,它除了导致光脉冲展宽,引起脉冲的畸变外,还将引起脉冲峰的时移。

本文对艾里脉冲在沿光纤传输的过程中二阶、三阶色散的影响进行了研究和分析,这一工作对减少色散和对色散进行补偿具有一定的实际意义。同时通过数值模拟研究分析超短艾里脉冲在含初始啾啾和弱非线性效应的情况下脉冲的时域演化特性。

收稿日期: 2015-01-13; **收到修改稿日期:** 2015-03-31

基金项目: 国家自然科学基金(11104201)

作者简介: 赵 晗(1991—),女,硕士研究生,主要从事超快光学方面的研究。E-mail:943178zh@sina.cn

导师简介: 宋振明(1978—),男,博士,副教授,主要从事超快光学和非线性光学方面的研究。

E-mail: song_zm@163.com(通信联系人)

2 理论模型

对于初始宽度小于皮秒(ps)量级的脉冲在光纤中的传输,高阶色散的影响将不可忽略,这里主要考虑二阶,三阶色散作用。此时其传输方程为广义非线性薛定谔(GNLS)方程,即

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \quad (1)$$

式中 A 为光脉冲包络的慢变振幅, z 为传播距离, T 为随光脉冲以群速度移动 v_g 的参考系中的时间量度,式中左边第二项是损耗, α 是介质的吸收系数,第三项和第四项则是色散项, β_2 是二阶色散(GVD)参量, β_3 是三阶色散(TOD)参量,右边则为非线性效应,依次为自相位调制项,自陡峭项和拉曼效应项,其中 γ 为非线性系数, ω_0 为中心频率, T_R 为拉曼系数,

为单独讨论三阶色散效应,将只考虑非线性效应项,忽略损耗,自陡峭和拉曼效应项,方程可简化为

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma |A|^2 A, \quad (2)$$

引入归一化振幅 $U(z, T)$, 则有

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(z, T). \quad (3)$$

通过傅里叶变换求解,可得到

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z + \frac{i}{6}\beta_3 \omega^3 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (4)$$

式中 $U(0, \omega)$ 是初始入射电场的傅里叶变换

$$U(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT, \quad (5)$$

通过(5)式可研究具有不同形状、不同参量的输入脉冲在单模光纤中的传输状态,含啁啾的初始有限能量的艾里脉冲表达式可写为

$$U(0, T) = \sqrt{P_0} A_i\left(\frac{T}{T_0}\right) \exp\left(a \frac{T}{T_0}\right) \exp\left[-i \frac{C_0}{2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right], \quad (6)$$

式中 A_i 为艾里函数, a 为截断系数, T_0 为初始脉宽, C_0 为初始啁啾系数。为便于分析,这里还引入如下参数

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_D' = \frac{T_0^3}{|\beta_3|}, \quad \xi = \left| -z \frac{\beta_2}{T_0^2} \right| = \frac{z}{L_D}, \quad (7)$$

式中 L_D 为二阶色散长度, L_D' 为三阶色散长度, ξ 为归一化传输距离,是二阶色散长度的倍数,

假定脉冲的总功率不变:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |u(z, T)|^2 dT = \int_{-\infty}^{+\infty} |u(0, T)|^2 dT, \quad (8)$$

脉冲宽度 σ 满足:

$$\sigma^2 = \langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2, \quad (9)$$

其中

$$\langle T^n \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} T^n |u(z, T)|^2 dT}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u(z, T)|^2 dT}. \quad (10)$$

这样展宽因子为:

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2 \approx \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} T^2 |u(z, T)|^2 dT - \left(\int_{-\infty}^{+\infty} T |u(z, T)|^2 dT\right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} T^2 |u(0, T)|^2 dT - \left(\int_{-\infty}^{+\infty} T |u(0, T)|^2 dT\right)^2}. \quad (11)$$

3 模拟结果及分析

3.1 GVD 和 TOD 共同作用的无初始啁啾艾里脉冲

在忽略损耗和非线性作用的情况下,取截断系数 $a=0.05$,初始脉宽 $T_0=1$ ps。图 1 表示在 $\beta_2\beta_3<0$ 的情况下,取 $\beta_2=-1.3$ ps²/km, β_3 分别为 0,1.3 ps³/km,2.6 ps³/km 以及 $\beta_2=1.3$ ps²/km, β_3 分别为 0,-1.3 ps³/km,-2.6 ps³/km 时艾里脉冲的展宽因子及 $z=L_D$ 处的脉冲波形图。

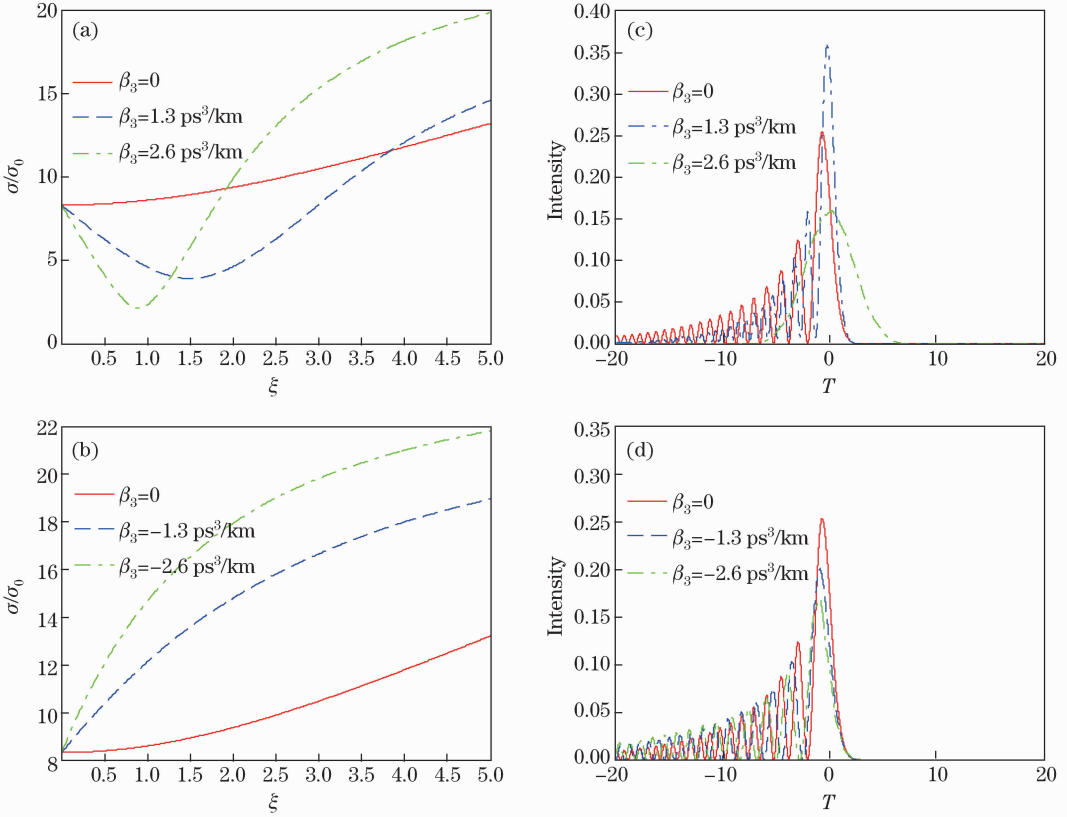


图 1 二阶、三阶色散共同作用下艾里脉冲的展宽因子和波形图(a)和(b)为展宽因子变化图, (c)和(d)为波形图;(a)和(c)中 $\beta_2 = -1.3$ ps²/km;(b)和(d)中 $\beta_2 = 1.3$ ps²/km

Fig. 1 Airy pulse broadening factor and waveform diagram under the action of two and third-order dispersion(a) and (b) Airy pulse broadening factor varies with the transmission distance, (c) and (d) Airy pulse waveform diagram at $z=L_D$; (a) and (c) $\beta_2=-1.3$ ps²/km, (b) and (d) $\beta_2=1.3$ ps²/km

GVD 和 TOD 共同存在时,当 $\beta_2 = -1.3$ ps²/km,从图 1(a)可以看出,随着 β_3 增大,波形先压缩后展宽的趋势越来越剧烈,而且当 $\beta_3 = 2.6$ ps³/km (绿色点划线)脉冲整体压缩,对应的图 1(c)中波形出现类高斯脉冲,而且在 $\xi = -1.45$ 处开始反方向展宽;而当 $\beta_2 = 1.3$ ps²/km,图 1(b)中随着 β_3 的增大,展宽因子随 ξ 的增大而增大,在 $z = L_D$ 处的脉冲光强下降,保持展宽趋势。从图 1 中可以看出三阶色散的变化对脉冲波形的影响,因此,对通过补偿三阶色散来提高超短艾里脉冲在光纤中的传输质量有一定意义。

3.2 GVD、TOD 共同作用含初始啁啾艾里脉冲

接下来讨论在二阶、三阶色散共同作用下含初始啁啾^[8]艾里脉冲的展宽因子及脉冲波形图。取 $C_0 = 0.4$,其他参数与 3.1 一致。

当啁啾,GVD 和 TOD 共同存在时,对比图 1(a)可以发现反常色散中,随 β_3 作用的逐渐增大,展宽因子先压缩后展宽的趋势更剧烈,而从图 2(c)中可以观察到波形的中心稍向右发生偏移,且出现严重后沿振荡;而将图 2(b)、(d)与图 1(b)、(d)进行对比之后可以发现,展宽因子的展宽趋势加快,脉冲产生前沿畸变。可以说初始啁啾会导致脉冲展宽,出现更严重的畸变。在研究激光成丝的过程中,因为材料色散的影响,也会出现啁啾现象,所以通常会在脉冲中加入一个相反的啁啾量来抵消材料色散导致的啁啾量,以便更好的控制成丝。因此,对含啁啾情况下色散效应的分析是有必要的。

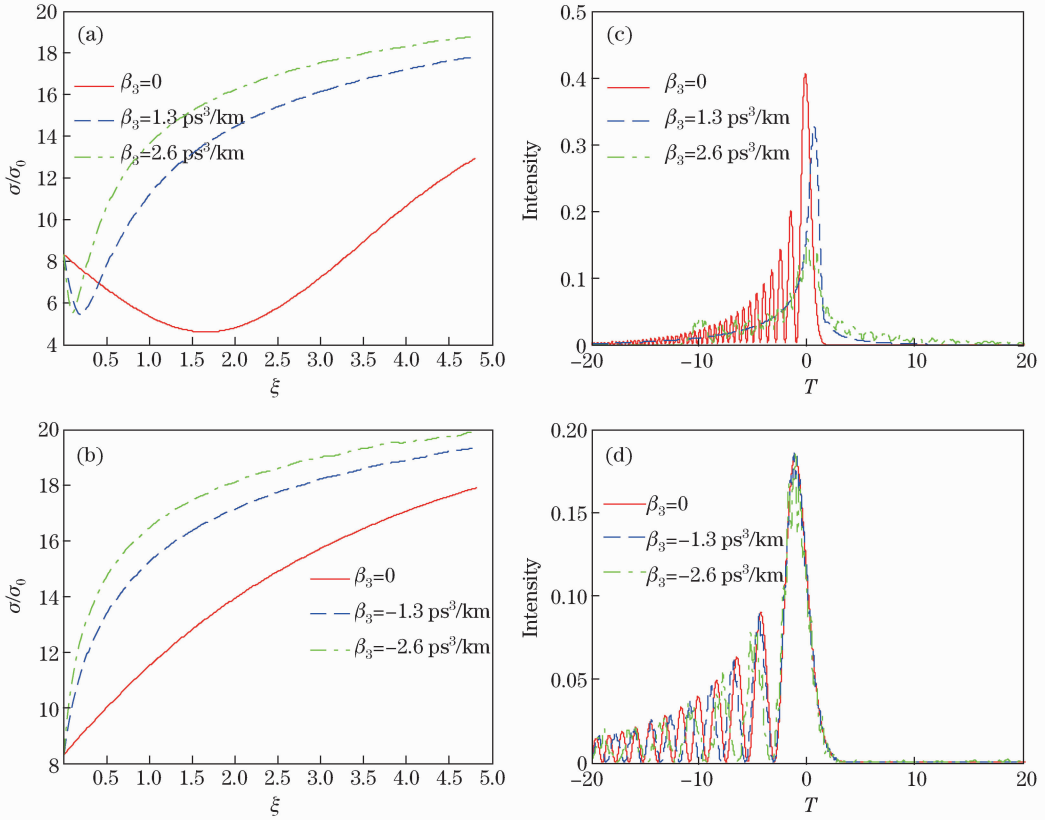


图 2 含初始啁啾艾里脉冲在不同的二阶、三阶色散参量下的展宽因子和波形图(a)和(b)为展宽因子变化图，(c)和(d)为波形图；(a)和(c)中 $\beta_2 = -1.3 \text{ ps}^2/\text{km}$ ，(b)和(d)中 $\beta_2 = 1.3 \text{ ps}^2/\text{km}$ ；

Fig. 2 Broadening factors and waveforms of Airy pulse with initial chirp in different second-order, third-order dispersion parameters (a) and (b) Airy pulse broadening factor varies with the transmission distance, (c) and (d) Airy pulse waveform diagram at $z=L_D$; (a) and (c) $\beta_2 = -1.3 \text{ ps}^2/\text{km}$, (b) and (d) $\beta_2 = 1.3 \text{ ps}^2/\text{km}$

3.3 GVD、TOD 和弱非线性效应共同作用的艾里脉冲

接下来讨论在二阶、三阶色散及弱非线性效应^[9]共同作用下艾里脉冲的展宽因子及脉冲波形图。

从图 3(a)和(d)中可以发现在 β_3 的作用较小时, γ 越大, 脉冲在 $z = L_D$ 处的光强越大, 可以说弱非线性效应对 $\beta_2 < 0$ 时的艾里脉冲有压缩脉冲, 增大光强的作用, 而从图 3(b)和(d)可以看出弱非线性效应对 $\beta_2 > 0$ 的脉冲则有展宽脉冲, 降低光强的作用; 而对比图 3(d)、(f)则可以发现, 在 β_2 不变时, 增大 β_3 的作用, 随着 γ 的增大(绿色点划线), 脉冲会出现后沿畸变, 传输质量严重下降。色散和非线性效应的共同作用分析可以为修饰脉冲, 提高脉冲传输质量提供一定的参考价值, 也对产生更平坦光滑的超连续谱的产生有一定意义。

4 结 论

在考虑三阶色散效应情况下推导出超短艾里脉冲沿单模光纤传输的表达式, 并分别对 $\beta_2 < 0, \beta_3 > 0$ 和 $\beta_2 > 0, \beta_3 < 0$ 的情况进行了数值模拟及分析。二阶、三阶色散的正负决定于介质材料和入射光波长。结果表明反常群速度色散时 β_3 作用的增大, 脉冲压缩越强烈, 并出现类高斯脉冲; 而正常群速度色散时随着 β_3 作用的增大, 脉冲展宽越大, 光强下降; 引入初始啁啾后, 随着 β_3 的增大, 展宽因子变化加快, 脉冲开始产生畸变; 而在加入弱非线性效果后可以发现, β_3 较小时, 随着 γ 的增大, 脉冲压缩或展宽的趋势较稳定; 但是 β_3 作用的增大, 脉冲出现畸变, 传输质量下降。

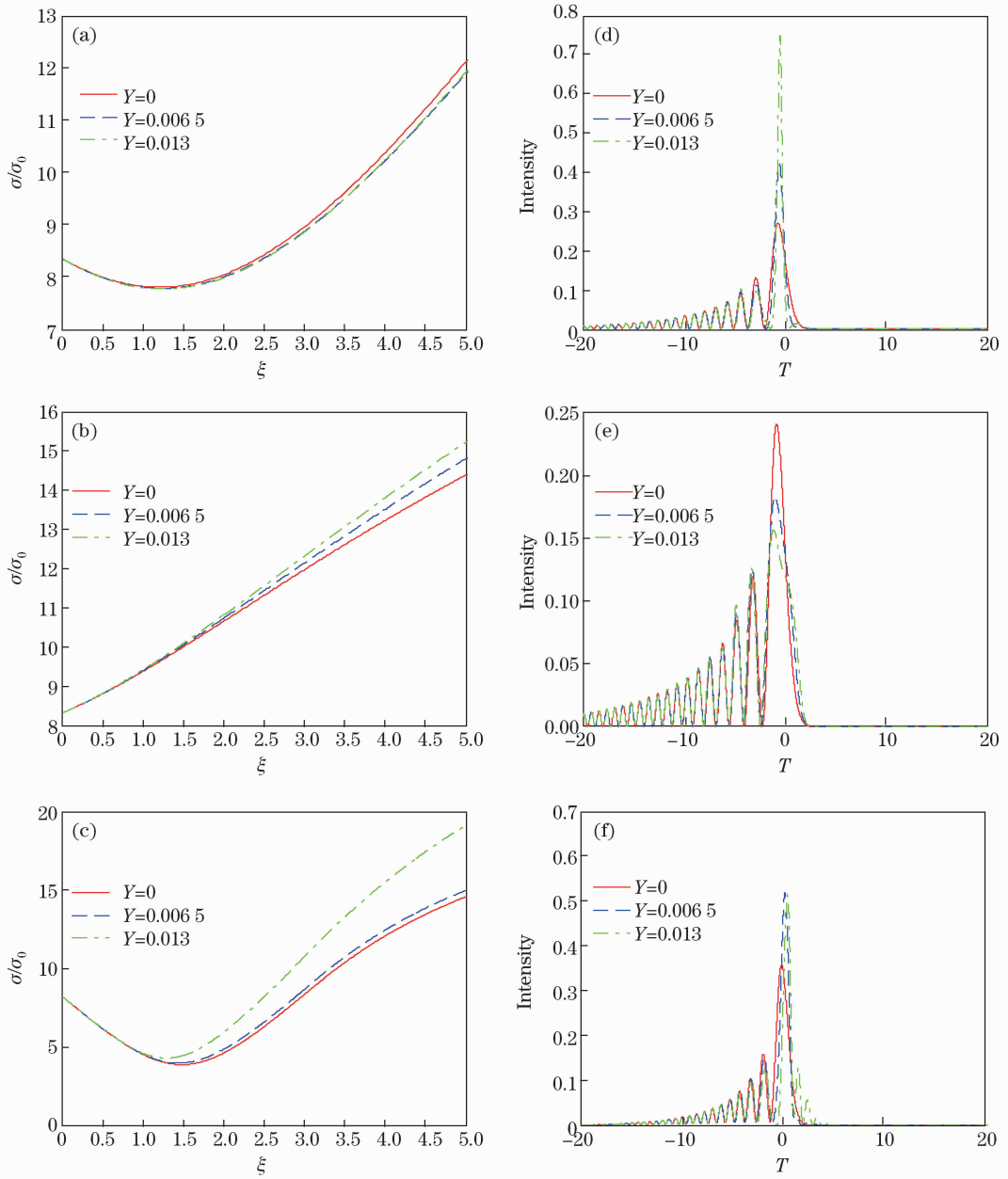


图 3 色散和弱非线性效应共同作用下艾里脉冲的展宽因子和波形图(a)~(c)为展宽因子变化图,(d)~(f)为波形图;
 (a)和(d) $\beta_2 = -1.3 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = 0.26 \text{ ps}^3/\text{km}$; (b)和(e) $\beta_2 = 1.3 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = -0.26 \text{ ps}^3/\text{km}$; (c)和
 (f) $\beta_2 = -1.3 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = 1.3 \text{ ps}^3/\text{km}$

Fig. 3 Airy pulse broadening factor and waveform diagram under the combined effect of dispersion and weakly nonlinear effect(a)~(c) Airy pulse broadening factor varies with the transmission distance, (d)~(f) Airy pulse waveform diagram at $z=L_D$; (a) and (d) $\beta_2 = -1.3 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = 0.26 \text{ ps}^3/\text{km}$, (b) and (e) $\beta_2 = 1.3 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = -0.26 \text{ ps}^3/\text{km}$, (c) and (f) $\beta_2 = -1.3 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = 1.3 \text{ ps}^3/\text{km}$

参 考 文 献

- 1 Carvalho M I, Fação M. Propagation of Airy-related beams [J]. Optics express, 2010, 18(21): 21938–21949.
- 2 Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.*. Observation of accelerating Airy beams [J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
- 3 Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams [J]. Optics Letters, 2007, 32(8): 979–981.
- 4 Rudnick A, Marom D M. Airy-soliton interactions in Kerr media [J]. Optics express, 2011, 19(25): 25570–25582.
- 5 Pang X, Gbur G, Visser T D. The group phase of Airy beams [J]. Optics letters, 2011, 36(13): 2492–2494.
- 6 Driben R, Hu Y, Chen Z, *et al.*. Inversion and tight focusing of Airy pulses under the action of third-order dispersion[J]. Optics letters, 2013, 38(14): 2499–2501.

- 7 Guo Shuqin, Li Zhonghao. Third-order dispersion compensation in picosecond pulse transmission system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, 21(6): 652–655.
郭淑琴, 李仲豪. 皮秒脉冲传输系统中三阶色散补偿的研究 [J]. *光学学报*, 2001, 21(6): 652–655.
- 8 Mandeng L, Tchawoua C. Chirped self-healing Airy pulses compression in silicon waveguides under fourth-order dispersion [J]. *Journal of Modern Optics*, 2013, 60(5): 359–367.
- 9 Ellenbogen T, Voloch B N, Ganany P A, *et al.*. Nonlinear generation and manipulation of Airy beams [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(7): 395–398.

栏目编辑: 张浩佳