

超短脉冲艾里光束的空间诱导群速度色散效应研究

任志君^{1,2} 范长江^{1,2} 周卫东^{1,2}

(¹浙江师范大学信息光学研究所, 浙江 金华 321004
²浙江师范大学-浙江大学光学联合实验室, 浙江 杭州 310027)

摘要 利用波动方程,研究了超短脉冲艾里(Airy)光束在自由空间传输时的空间诱导群速度色散(SIGVD)效应,并分析了影响 SIGVD 大小的因素。通过数值模拟,发现二阶 SIGVD 效应导致脉冲艾里光束在时域展宽,三阶 SIGVD 效应导致光束在时域出现非对称的拖尾振荡结构,这表明时域也为艾里分布的光束。因此,通过补偿二阶 SIGVD 效应,利用三阶 SIGVD 效应,即可在自由空间形成时-空域均为艾里分布的 Airy-Airy-Airy 光束。

关键词 物理光学;色散;波传播;衍射;超快现象

中图分类号 0436.3 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201138.1202005

Spatially Induced Group Velocity Dispersion of Ultrashort Pulsed Airy Beams

Ren Zhijun^{1,2} Fan Changjiang^{1,2} Zhou Weidong^{1,2}

(¹Institute of Information Optics, Zhejiang Normal University, Jinhua, Zhejiang 321004, China
²Joint Research Laboratory of Optics of Zhejiang Normal University and Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China)

Abstract The spatially induced group velocity dispersion (SIGVD) of ultrashort pulsed Airy light beam propagating in free space is theoretically studied with wave equations. The factors influencing SIGVD are also analyzed. Moreover, the numerical simulation results confirm that the second-order SIGVD broadens the pulsed Airy beam in temporal domain; and the third-order SIGVD brings the unsymmetrical temporal trailing oscillatory structure of beam, which is just the Airy beam in temporal domain. As a result, it can bring the Airy-Airy-Airy beam in free space, which is Airy distribution both in spatial and in temporal domain, by utilizing the third-order SIGVD on the condition of compensating the second-order SIGVD.

Key words physical optics; dispersion; wave propagation; diffraction; ultrafast phenomenon

OCIS codes 260.2030; 070.7345; 260.7120

1 引言

光波的传输满足电磁场的波动方程,衍射是光波的基本传输现象。在生物光学、原子光学和光谱学等研究领域,特别需要一种可长距离稳定传输的光束^[1]。但对于普通光束,传输过程中的衍射效应将使光束的光强分布发生变化。无衍射光束是光波在传播过程中强度分布能始终保持不变的光束。研究表明波动方程存在这样的无衍射传输模式,最典型的无衍射光束是贝塞尔光束,曾引起了人们广泛

的研究热情^[2~6]。此外,由于超短脉冲无衍射光束在成丝、粒子加速方面的巨大优势,人们还对超短脉冲贝塞尔光束的传输特性进行了研究,特别是超短脉冲贝塞尔光束时、空域的传输行为^[7~9]。

艾里(Airy)光束是另一种新的、具有奇异特性的无衍射光束,但它不同于贝塞尔光束。由于它具有横向加速(自由加速)、自愈等奇异的传输特性^[10],因而近年来备受人们关注^[11~15]。艾里光束一般是由高斯光束经过三次相位调制的衍射光学元

收稿日期: 2011-08-16; 收到修改稿日期: 2011-08-30

基金项目: 浙江省高校重大科技攻关项目(ZD2009006)和浙江省自然科学基金(Y1100524)资助课题。

作者简介: 任志君(1974—),男,博士,副教授,主要从事非线性光学和强场激光技术等方面的研究。

E-mail: renzhijun@zjnu.cn

件后经傅里叶变换所得^[12,14]。但由于衍射光学元件的低损伤阈值,一般仅能形成低强度的连续艾里光束。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脉冲艾里光束^[11,16],并对其传输特性做了研究^[17,18]。由于脉冲艾里光束的高强度,因此具有更为广泛的实用价值。最近,飞秒艾里光束已被用于曲线成丝^[19,20]、粒子的曲线加速^[10]和形成曲线表面等离子体波^[21~23]。

不同于连续艾里光束,对于超短艾里光束,在考虑其传输动力学行为时,除了需要继续关注其空域特性,时域特性也需要重点关注。过去,利用空间诱导群速度色散(SIGVD)概念,人们曾对另一类无衍射脉冲光束——超短贝塞尔光束的时域演化特性进行了研究^[24,25]。本文利用波动方程,研究了超短脉冲艾里光束在自由空间传输时的 SIGVD 效应,分析了 SIGVD 对超短脉冲艾里光束时域演化特性的影响,研究结论将有助于揭示超短脉冲艾里光束与物质非线性相互作用过程的某些物理本质。数值模拟结果显示:恰当地利用 SIGVD 效应,可在自由空间形成有重要应用价值的时-空域均为艾里分布的 Airy-Airy-Airy 光束。

2 理论与数值模拟

激光脉冲在自由空间传输时,电磁波场 $E(x, y, z, t)$ 满足波动方程

$$\nabla^2 E - (1/c)^2 \partial^2 E / \partial t^2 = 0. \quad (1)$$

对波动方程做傅里叶变换到频率域,得到亥姆霍兹方程

$$\nabla^2 \tilde{E} + k^2 \tilde{E} = 0, \quad (2)$$

式中 $k = \omega/c$, 对于有一定带宽的脉冲光束,光波波数 k 不再是常数。 $\tilde{E}(x, y, z, \omega)$ 是 $E(x, y, z, t)$ 的傅里叶变换,定义为

$$\tilde{E}(x, y, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z, t) \exp(i \omega t) dt. \quad (3)$$

为研究光波在自由空间中的自由传输,常采用分离变量的方法来求解亥姆霍兹方程。假定解的形式为

$$\begin{aligned} \tilde{E}(x, y, z, \omega - \omega_0) = \\ U(x, y, z) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(-i \beta z), \end{aligned} \quad (4)$$

将(4)式代入(2)式,在傍轴近似的条件下,分别得到空域和时域传输方程为

$$i \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - i \beta \tilde{A} = 0. \quad (6)$$

在推导(5)式时,由于入射光束是傍轴近似传输,因而忽略 $\partial^2 U / \partial z^2$ 。为讨论艾里光束的传输情况,令 $z = 0$ 平面为艾里振幅分布光束

$$U(x, y, z = 0) \propto f_{\text{Ai}}(x/x_0) f_{\text{Ai}}(y/y_0), \quad (7)$$

式中 x_0, y_0 分别为艾里函数空间分布参数。 x_0, y_0 与艾里光束主瓣的束宽密切相关^[26],决定着艾里光束的尺寸。本文为便于讨论,假定空间艾里分布在 x 轴、 y 轴是相同的,即有 $x_0 = y_0$ 。将(7)式代入(5)式,解得^[12,27,28]

$$\begin{aligned} U(x, y, z) \propto f_{\text{Ai}}[x/x_0 - z^2/(4k^2 x_0^4)] f_{\text{Ai}}[y/x_0 - \\ z^2/(4k^2 x_0^4)] \times \exp[ixz/(2kx_0^3) - iz^3/(12k^3 x_0^6)] \times \\ \exp[iyz/(2kx_0^3) - iz^3/(12k^3 x_0^6)]. \end{aligned} \quad (8)$$

(8)式表明,当入射光束振幅分布为艾里分布时,傍轴传输一定距离后,光束振幅分布仍为艾里分布。表明艾里光束在自由空间传输,能保持传输模式不变,因而保持空间无衍射的传输特性。

在推导(7)式的过程中,由于 $\tilde{A}(z, \omega)$ 为 z 的慢变化函数,因而忽略了二阶偏导数 $\partial^2 \tilde{A} / \partial z^2$ 。(6)式中, β 为自由空间中的纵向传播常数,是研究脉冲艾里光束时域特性的主要物理量,有

$$\beta^2 = k^2 - \frac{1}{x_0^2}. \quad (9)$$

结果,当超短艾里光束空间、时间部分可作分离变量处理时,时间传输常数不仅取决于波数 k ,还与光束的空间分布 x_0 有关。在色散介质中,远离介质谐振频率时,纵向传播常数为^[29]

$$\beta^2 = k^2 n^2 = k^2 [1 + \text{Re} \chi^{(1)}(\omega)], \quad (10)$$

式中 $\chi^{(1)}(\omega)$ 为光学介质的线性电极化系数。由于波场在介质中传输时,不同频率光波的介电系数并不相同,因此导致材料色散。光波在自由空间中传输时,真空介电常数为—常数,因此并不存在材料色散。但对比(9)、(10)式,发现二者在数学形式上完全相同。表明脉冲艾里光束与脉冲贝塞尔光束类似,在自由空间中传输也有色散的性质,但在物理实质上却与材料色散并不相同。在色散介质中, β 取决于 $\chi^{(1)}(\omega)$, 因此称为材料色散。脉冲艾里光束在自由空间中传播时, β 取决于艾里光束的空间参数 x_0 , 因此定义这种自由空间中的“色散”为空间分布诱导的色散。与研究材料色散的方法相同,本文也把纵向传播常数 β 展开为泰勒级数的形式

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m, \quad (11)$$

式中 β_0 为常数; β_1 为线性色散系数, 决定了脉冲艾里光束脉冲包络的传输速度; β_2 表示二阶群速度色散系数, 和脉冲展宽有关; $\beta_n (n \geq 3)$ 为高阶色散系数, 高阶色散项引起超短光脉冲的畸变, 一般影响较小, 经常可以被忽略, 只有二阶色散项为零或飞秒量级的超短脉冲才需要考虑。令

$$\tan \phi = 1/x_0 k_0, \quad (12)$$

式中 $k_0 = \omega_0/c$, ω_0 为脉冲中心频率。由(9), (11)和(12)式, 可得

$$\begin{cases} \beta_0 = k_0 \cos \phi \\ \beta_1 = 1/(c \cos \phi) \\ \beta_2 = -k_0 \tan^2 \phi / (\omega_0^2 \cos \phi) \\ \beta_3 = 3k_0 \tan^2 \phi / (\omega_0^3 \cos^3 \phi) \end{cases} \quad (13)$$

结果, 脉冲艾里光束虽然在时空是可分离变量的, 但由(13)式的色散表达式, 发现影响艾里光束空间分布的参量 x_0 决定了色散系数的大小。将(11)式代入(6)式, 作傅里叶逆变换得

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega. \quad (14)$$

再作傅里叶逆变换时, 用微分算符 $i(\partial/\partial t)$ 代替了 $\omega - \omega_0$, 保留到三阶色散项, 最后得到

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_0 A - i\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial A^2}{\partial t^2} + \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial A^3}{\partial t^3}. \quad (15)$$

(15)式表明脉冲艾里光束的时域传输演化行为受控于色散。如果在色散介质中传输, 材料色散决定光束的时域演化特性。如果在自由空间中传输, 则SIGVD效应^[24]将影响脉冲的时域演化特性。空间诱导色散与材料色散起因不同, 但对脉冲时域部分的作用相同。为对比各阶空间诱导色散效应在脉冲传输过程中对脉冲的影响程度, 引入SIGVD长度。与过去的研究方法相同, 由于 β_0 和 β_1 不会影响脉冲形状, 仅定义二、三阶色散长度为^[29]

$$L_2 = 2\pi\lambda_0 m^2 \cos \phi / \tan^2 \phi, \quad (16)$$

$$L_3 = \frac{4}{3} \pi^2 \lambda_0 m^3 \cos^3 \phi / \tan^2 \phi, \quad (17)$$

式中 λ_0 为脉冲中心频率的波长, m 为脉冲长度 T 内包含的脉冲振动周期数, 定义为 $m = T/T_0$, T 为脉冲宽度, T_0 为光学振动周期。

图1给出了 ϕ 与二、三阶色散长度的关系曲线。显然, 相同 ϕ 的情况下, $m = 3$ 时的二、三阶色散长度 L_2/λ_0 和 L_3/λ_0 比 $m = 1$ 时的色散长度大。色散长度越大, 相应色散的作用越小, 这与脉宽越宽色散作用

越小的结论是一致的^[29]。同时, ϕ 较小时, $L_2 < L_3$, 二阶色散对脉冲的影响起主要作用。但随着 ϕ 的增大, 三阶色散对脉冲时域的影响越来越大。当脉冲宽度为一个周期 ($m = 1$) 时, 当 $\phi > 46.29^\circ$, 有 $L_3 < L_2$; 脉冲宽度为三个周期 ($m = 3$) 时, 当 $\phi > 66.49^\circ$, 有 $L_3 < L_2$ 。 $L_3 < L_2$ 时, 三阶色散开始起主导作用。由于 ϕ 的值取决于 x_0 , 艾里光束束宽最终决定着艾里光束在自由空间传输时SIGVD的大小, 这与贝塞尔光束在自由空间传输的情况类似^[24,25]。

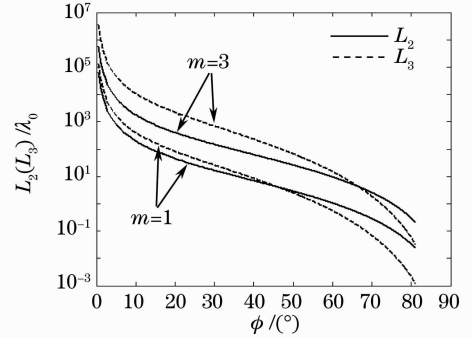


图1 色散长度 L 与 ϕ 的关系

Fig. 1 Value of L_2/λ_0 and L_3/λ_0 as a function of ϕ

比如, 对于中心波长 $\lambda_0 = 800$ nm 的单周期脉冲光束, $x_0 = 1 \mu\text{m}$ (即 $\phi = 7.25^\circ$) 时, $|\beta_2| = 0.023 \text{ fs}^2/\text{mm}$, 二阶色散长度仅为 $L_2 = 384\lambda_0 = 0.31$ mm, 可见SIGVD的作用已经很强。下面根据实际的参数定量给出二阶SIGVD对脉冲艾里光束脉宽的影响。

考虑到脉冲艾里光束一般是高斯脉冲光束经过三次相位调制后经傅里叶变换所得^[6-10], 因此本文研究的脉冲艾里光束时域分布为高斯型分布。由二阶色散与高斯脉冲光束脉宽之间的关系^[29], 受二阶SIGVD效应影响的超短脉冲艾里光束的脉冲展宽因子如图2所示。该图表明, 由于二阶SIGVD效应的影响, 脉冲仅传输1 mm (对应 $3.26L_2$), 高斯脉冲

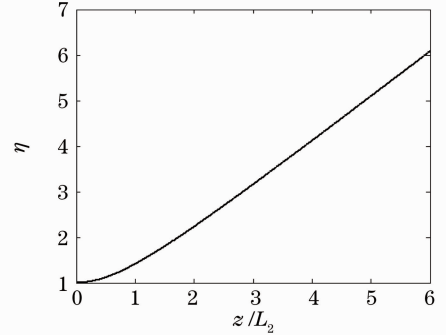


图2 超短脉冲艾里光束的脉冲展宽因子 η 随传输距离 z/L_2 的变化

Fig. 2 Broadening factor of ultrashort pulsed Airy beam as a function of z/L_2

就展宽为原来的 3.39 倍。也就是说,二阶 SIGVD 效应会导致脉冲艾里光束快速展宽,这将使脉冲艾里光束峰值功率下降。因此,在利用脉宽为飞秒量级的艾里光束进行科学实验时,虽然艾里光束的无衍射特性保证了可以不考虑光强的空间分布,但却需要考虑飞秒艾里光束的时域演化特征。

下面分析三阶 SIGVD 效应对超短脉冲艾里光束时域传输的影响。对于单周期($m=1$)的高斯脉冲,当 $\phi > 46.29^\circ$ (对应 $x_0 = 0.12 \mu\text{m}$) 时,有 $L_3 < L_2$,三阶 SIGVD 效应大于二阶 SIGVD 效应,此时三阶 SIGVD 效应开始起主要作用。或者,如果二阶 SIGVD 效应被补偿,则三阶 SIGVD 效应不论大小,都是影响光束时域波包的主要因素。对于中心波长 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ 的单周期脉冲光束, $x_0 = 0.10 \mu\text{m}$ (即 $\phi = 51.85^\circ$) 时, $\beta_3 = 12.39 \text{ fs}^2/\text{mm}$,仅考虑三阶 SIGVD 效应的影响时,依据光束的时域传输理论做数值模拟^[29~33],光束的时域演化如图 3 所示。该图表明,与光纤中三阶材料色散的作用相同,三阶 SIGVD 效应对光束的影响不仅仅导致初始的高斯脉冲波包展宽。三阶 SIGVD 效应主要导致脉冲的中心偏向一侧,呈现了明显的自由加速特点。同时形成了非对称的拖尾振荡结构,这正是时域的艾里分布^[29~33]。

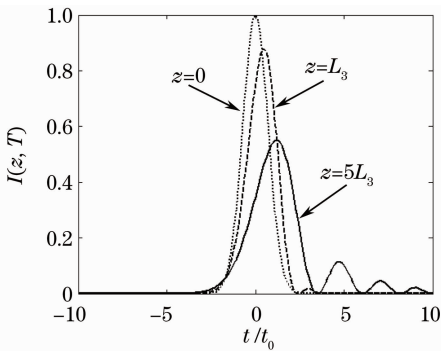


图 3 $z=0, L_3, 5L_3$ 处的超短脉冲艾里光束时域形状

Fig.3 Temporal shape of ultrashort pulsed Airy beams at $z=0, L_3, 5L_3$

过去,利用零色散光纤(二阶色散系数为零)的三阶色散效应,已形成了时域艾里光束^[34,35]。与空间域为艾里分布的光束在空间自由传输无衍射的结果相同,时域艾里分布的光束能长距离地传输而保持时域始终为艾里分布,这意味着时域波包的不扩散特性^[29~33]。这一结果表明,无需借助波导,仅通过适当的方式补偿二阶 SIGVD 效应,并利用三阶 SIGVD 效应,超短脉冲艾里光束在自由空间传输一定距离后,脉冲艾里光束的时间域高斯分布将演化

为具有自由加速特性的艾里分布,可把此时的时、空域都具有艾里分布的的脉冲光束称之为 Airy-Airy-Airy 光束,这是一种空域不衍射、时域不扩散的光束^[13]。时、空域均为艾里分布的 Airy-Airy-Airy 光束在实际应用中具有特殊的用途^[13,21]。Airy-Airy-Airy 光束的光强分布表达式为^[13]

$$I(x, y, z) = I_0 f_{\text{Ai}}^2\left(\frac{x}{x_0}\right) f_{\text{Ai}}^2\left(\frac{y}{y_0}\right) f_{\text{Ai}}^2\left(\frac{t}{t_0}\right), \quad (18)$$

3 结 论

利用波动方程,理论推导发现超短脉冲艾里光束在自由空间传输时,存在 SIGVD 效应。SIGVD 效应影响光束在时域的传输特性,SIGVD 的大小取决于由 x_0 决定的 ϕ 值,即艾里光束束宽决定着 SIGVD 的大小。二阶 SIGVD 效应导致脉冲波包展宽,降低了艾里光束的峰值功率密度。三阶 SIGVD 效应导致脉冲出现非对称的拖尾振荡结构,使脉冲艾里光束在时间域也演化为艾里分布。因此,在通过适当的方式补偿二阶 SIGVD 效应的前提下,利用三阶 SIGVD 效应,可在自由空间形成时、空域均为艾里分布的 Airy-Airy-Airy 光束。

参 考 文 献

- 1 H. Valtna-Lukner, P. Bowlan, M. Lohmus *et al.*. Direct spatiotemporal measurements of accelerating ultrashort Bessel-type light bullets [J]. *Opt. Express*, 2009, **17** (17): 14948~14955
- 2 Ma Liang, Wu Fengtie, Huang Qilu. A new type of combined axicon for generating non-diffracting Bessel beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2417~2420
马 亮, 吴逢铁, 黄启禄. 一种产生无衍射贝塞尔光束的新型组合锥透镜[J]. *光学学报*, 2010, **30**(8): 2417~2420
- 3 Zhao Zhaoxiong, Liu Yong. Effect of primary coma aberration on focusing of circularly polarized vortex Bessel-Gaussian beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(3): 739~742
赵肇雄, 刘 勇. 初级彗差对圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束聚焦场的影响[J]. *中国激光*, 2010, **37**(3): 739~742
- 4 Liu Yong, Chen Jiabi. Effect of primary spherical aberration on focusing field of cylindrical-vector Bessel-Gaussian beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(7): 1996~1999
刘 勇, 陈家璧. 初级球差对矢量柱状贝塞尔-高斯光束聚焦场的影响[J]. *光学学报*, 2009, **29**(7): 1996~1999
- 5 Wu Fengtie, Liu Bin, Lu Wenhe *et al.*. Experiment study on bottle beam generated by interfering Bessel beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2899~2901
吴逢铁, 刘 彬, 卢文和等. 贝塞尔光束相干产生局域空心光束的实验研究[J]. *中国激光*, 2009, **36**(11): 2899~2901
- 6 Chen Baosuan, Pu Jixiong, Zhang Zhiming *et al.*. Focusing of partially coherent and circularly polarized Bessel-Gaussian beams through a high numerical-aperture objective [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(6): 1664~1670
陈宝算, 蒲继雄, 张志明等. 部分相干圆偏振贝塞尔-高斯光束经高数值孔径透镜的聚焦[J]. *光学学报*, 2009, **29**(6):

- 1664~1670
- 7 M. Mazilu, J. Baumgartl, T. Cizmár *et al.*. Accelerating vortices in Airy beams[C]. *SPIE*, 2009, **7430**: 74300C
 - 8 P. Bowlan, M. Lohmus, P. Piksarv *et al.*. Measuring the spatiotemporal field of ultrashort Bessel-X pulses[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(15): 2276~2278
 - 9 M. Clerici, D. Faccio, A. Lotti *et al.*. Finite-energy, accelerating Bessel pulses[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(24): 19807~19811
 - 10 J. X. Li, W. P. Zang, J. G. Tian. Vacuum laser-driven acceleration by Airy beams[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(7): 7300~7306
 - 11 T. Ellenbogen, N. Voloch, A. Ganany-Padowicz *et al.*. Nonlinear generation and manipulation of Airy beams[J]. *Nature Photon.*, 2009, **3**(7): 395~398
 - 12 G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu *et al.*. Observation of accelerating Airy beams[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(21): 213901
 - 13 A. Chong, W. H. Renninger, D. N. Christodoulides *et al.*. Airy-Bessel wave packets as versatile linear light bullets[J]. *Nature Photon.*, 2010, **4**(2): 103~106
 - 14 G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu *et al.*. Ballistic dynamics of Airy beams[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(3): 207~209
 - 15 H. Cheng, W. Zang, W. Zhou *et al.*. Analysis of optical trapping and propulsion of Rayleigh particles using Airy beam[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(19): 20384~20394
 - 16 I. Dolev, A. Arie. Three wave mixing of Airy beams in a quadratic nonlinear photonic crystals[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **97**(17): 171102
 - 17 P. Saari. Laterally accelerating Airy pulses[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(14): 10303~10308
 - 18 Y. Kaganovsky, E. Heyman. Airy pulsed beams[C]. IEEE 26th Convention of Electrical and Electronics Engineers in Israel, 2010, 000727~000731
 - 19 P. Polynkin, M. Kolesik, J. V. Moloney *et al.*. Filamentation of femtosecond self-bending Airy beams[C]. Lasers and Electro-Optics 2009 and 2009 Conference on Quantum Electronics and Laser Science, 2009, IPDB6
 - 20 Z. Horváth, Z. Bor. Diffraction of short pulses with boundary diffraction wave theory[J]. *Phys. Rev. E*, 2001, **63**(2): 026601
 - 21 P. Polynkin, M. Kolesik, J. V. Moloney *et al.*. Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams[J]. *Science*, 2009, **324**(5924): 229~232
 - 22 A. Salandrino, D. N. Christodoulides. Airy plasmon: a nondiffracting surface wave[J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(12): 2082~2084
 - 23 W. Liu, D. N. Neshev, I. V. Shadrivov *et al.*. Plasmonic Airy beam manipulation in linear optical potentials[J]. *Opt. Lett.*, 2011, **36**(7): 1164~1166
 - 24 W. Hu, H. Guo. Ultrashort pulsed Bessel beams and spatial induced group-velocity dispersion[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(1): 49~53
 - 25 M. A. Porras. Diffraction-free and dispersion-free pulsed beam propagation in dispersive media[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(17): 1364~1366
 - 26 B. Yalozay, B. Soylu, S. Akturk. Optical element for generation of accelerating Airy beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2010, **27**(10): 2344~2346
 - 27 J. Xu, J. Liu, J. Jia *et al.*. Contribution of the internal topological structure of optical Airy beams to optical behaviors[J]. *J. Opt.*, 2010, **12**(7): 075705
 - 28 J. E. Morris, M. Mazilu, J. Baumgartl *et al.*. Supercontinuum Airy beams[C]. *SPIE*, 2009, **7430**: 74300W
 - 29 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. San Diego: Academic Press, 1995
 - 30 I. M. Besieris, A. M. Shaarawi. Accelerating Airy wave packets in the presence of quadratic and cubic dispersion[J]. *Phys. Rev. E*, 2008, **78**(4): 046605
 - 31 D. Marcuse. Pulse distortion in single-mode fibers[J]. *Appl. Opt.*, 1980, **19**(10): 1653~1660
 - 32 D. Marcuse. Pulse distortion in single-mode fibers. Part 2[J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(17): 2969~2974
 - 33 D. Marcuse. Pulse distortion in single-mode fibers. 3: chirped pulses[J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(20): 3573~3579
 - 34 M. Mitsunobu, S. Nishida. Pulse spreading in a single-mode optical fiber due to third-order dispersion; effect of optical source bandwidth[J]. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(13): 2237~2240
 - 35 G. A. Siviloglou, D. N. Christodoulides. Accelerating finite energy Airy beams[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(8): 979~981

栏目编辑:李文喆