

饱和非线性介质中艾里-高斯光束的传输与交互作用

陈卫军 卢克清 惠娟利 张宝菊

Propagation and interactions of Airy-Gaussian beams in saturable nonlinear medium

Chen Wei-Jun Lu Ke-Qing Hui Juan-Li Zhang Bao-Ju

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 244202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.244202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.244202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

在单零色散微结构光纤中一次抽运同时发生两组四波混频的实验观察

Experimental studies of two sets of four-wave mixing processes in a single-zero-dispersion microstructured fiber by the same pump

物理学报.2016, 65(21): 214201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214201>

高效频率转换下双波长外腔共振和频技术研究

Double resonant sum-frequency generation in an external-cavity under high-efficiency frequency conversion

物理学报.2016, 65(7): 074202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074202>

新型偶氮苯衍生物的三阶非线性光学特性

Third-order nonlinear optical properties of an azobenzene derivate

物理学报.2016, 65(2): 024207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024207>

周期量级飞秒脉冲电场在非线性克尔介质中的传输

Propagation of electric field of the few-cycle femtosecond pulse in nonlinear Kerr medium

物理学报.2016, 65(1): 014208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014208>

铷原子耦合光频率近共振时的电磁感应透明

Electromagnetically induced transparency in a near-resonance coupling field

物理学报.2015, 64(15): 154208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154208>

饱和非线性介质中艾里-高斯光束的传输与交互作用*

陈卫军¹⁾²⁾ 卢克清^{1)2)†} 惠娟利¹⁾²⁾ 张宝菊¹⁾²⁾

1)(天津工业大学, 光电检测技术与系统天津市重点实验室, 天津 300387)

2)(天津工业大学电子与信息工程学院, 天津 300387)

(2016年6月8日收到; 2016年8月3日收到修改稿)

研究了艾里-高斯光束在饱和非线性介质中的传输与交互作用. 结果表明, 入射光为单艾里-高斯光束时, 在一定功率范围内, 调节初始振幅与光场分布, 可形成传输方向可控的呼吸孤子. 当初始振幅增加时, 孤子的呼吸周期先减小后增大. 入射光为两艾里-高斯光束时, 同相位光束相互吸引, 两光束中心位置两侧附近产生呼吸孤子和对称孤子对. 反相位光束相互排斥, 中心位置两侧仅产生对称的孤子对. 光场分布越趋于高斯分布, 两艾里-高斯光束相互作用就越强, 孤子对的数目越少.

关键词: 非线性光学, 饱和介质, 艾里-高斯光束, 交互作用

PACS: 42.65.-k, 47.20.Ky, 42.68.Ay, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.65.244202

1 引言

近年来, 无衍射光束引起了国内外物理学者广泛的研究兴趣. 典型的无衍射光束有贝塞尔光束^[1]、马丢光束^[2]、空间光孤子^[3]、局域表面波^[4]及艾里光束等^[5-15]. 其中, 艾里光束因具有横向自加速及自愈^[16]等特性, 在光学精密控制^[17,18]、弯曲的等离子体通道产生^[19]、光子弹^[20,21]、光路由^[22]、自聚焦光束合成^[23]、真空电子加速^[24,25]以及激光导引电火花技术^[26]等方面具有很高的研究价值和应用前景.

1979年, Berry和Balazs^[9]在量子力学范畴内求解波动方程时得到具有艾里函数分布的特解, 发现具有这种特性的粒子可以沿曲线无衍射传输, 但从理论上讲, 该粒子在横向具有无穷振荡的能量, 与实际并不相符. 2007年, Siviloglou等^[10,11]从理论和实验角度验证了有限能量艾里光束的形成. 同年, Bandres和Gutiérrez-Vega^[13]提出了一种艾里光束的广义描述形式, 即艾里光束通过高斯光阑调

制后的艾里-高斯光束, 发现艾里-高斯光束同样具有有限的能量, 能在有限距离进行准无衍射传输, 而且实验结果与理论也符合得很好, 此外, 他们还证明艾里-高斯光束可以在 $ABCD$ 光学系统^[13]中进行保形传输. 近年来, 关于艾里-高斯光束在非线性克尔介质、二次折射率介质、强非局域介质及单轴晶体中的传输动力学已经被研究^[27-31], 但是关于艾里-高斯光束在饱和非线性介质中的传输与交互作用报道较少^[32]. 本文用分步傅里叶方法对艾里-高斯光束在饱和非线性介质中的传输与交互作用进行数值计算, 研究了单艾里-高斯光束与双艾里-高斯光束传输时的情况, 分析了系统参数对光束传输的影响, 探索了呼吸孤子形成的条件, 讨论了不同情况下艾里-高斯光束的传输动力学.

2 理论模型

假设一光束在饱和非线性介质中沿 z 轴传播, 沿 x 轴方向衍射, 考虑一维情况, 在傍轴近似条件

* 天津市自然科学基金(批准号: 13JCYBJC16400)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kqlutj@126.com

下, 光波传播的归一化非线性薛定谔方程可以描述为^[33]

$$i\phi_\xi + \frac{1}{2}\phi_{\eta\eta} + \frac{\beta I}{1 + I/I_0}\phi = 0, \quad (1)$$

其中, ϕ 是光波的复振幅包络, $I = |\phi|^2$ 是光波强度 (注意: I 已被介质暗辐射 I_d 无量纲化), β 是描述非线性强度的参数, I_0 是饱和参数 (本文中取 $\beta = 2$ 和 $I_0 = 1$, 参见文献^[33]), $\eta = x/x_0$ 和 $\xi = z/z_0$ 分别为无量纲横向和纵向坐标 (x_0 是光的横向尺寸参数, z_0 是衍射长度参数). 初始入射的艾里-高斯光场表达式为

$$\begin{aligned} \phi(\eta, \xi = 0) = & A_0 \text{Airy} \left(\frac{\eta}{\gamma w} \right) \exp \left(\alpha \frac{\eta}{\gamma w} \right) \\ & \times \exp \left(-\frac{\eta^2}{w^2} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

式中, 无量纲参数 A_0 是调节入射光功率大小的相对初始振幅; α 是艾里光束的调制参数 ($\alpha > 0$, 也称为衰减系数, 本文中取为 0.2); w 为初始光束宽度 (注意: w 已被 x_0 无量纲化); γ 是光场分布因子, 当 $\gamma \rightarrow 0$ 时, 光场分布趋近于艾里函数, 当 $\gamma \rightarrow \infty$ 时, 光场分布趋近于高斯函数, 如图 1(a) 所示. 当 γ 值较小时, 艾里-高斯光束的能量主要集中在第一波瓣 (主瓣) 内, 主瓣强度与基孤子强度分布非常相

似, 当 γ 值较大时, 艾里-高斯光束的强度遵循高斯函数分布. 图 1(b) 是艾里-高斯光束在自由空间中传输的强度分布图, 可以看出, 有限能量艾里-高斯光束可以传输一定的距离, 旁瓣的能量在传输过程中有向主瓣方向汇聚的趋势, 能够保持艾里光束的两个基本特点 (准无衍射和横向自加速).

为了方便研究艾里-高斯光束的交互作用, 构造初始入射光束为两束相互平行加速度相反的艾里-高斯光束, 表示形式为

$$\begin{aligned} \phi(\eta, \xi = 0) = & A_1 \text{Airy} \left(\frac{\eta - B}{\gamma w} \right) \exp \left(\alpha \frac{\eta - B}{\gamma w} \right) \\ & \times \exp \left[-\frac{(\eta - B)^2}{w^2} \right] \\ & + A_2 \exp(i\rho\pi) \text{Airy} \left(-\frac{\eta + B}{\gamma w} \right) \\ & \times \exp \left(-\alpha \frac{\eta + B}{\gamma w} \right) \exp \left[-\frac{(\eta + B)^2}{w^2} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

其中, A_1 和 A_2 分别代表两艾里-高斯光束的相对初始振幅; B 是两入射光束之间间距; ρ 为调节两光束相位变化的参数, 当 $\rho = 0$ 时, 两光束为同相位, 当 $\rho = 1$ 时, 两光束为反相位.

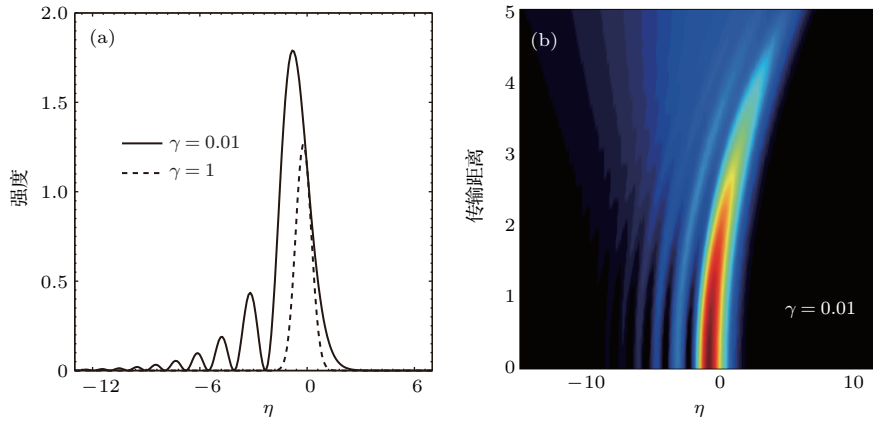


图 1 (网刊彩色) (a) γ 取不同值时艾里-高斯光束的光强分布; (b) $\gamma = 0.01$ 时自由空间中艾里-高斯光束的传播
Fig. 1. (color online) (a) Intensity distributions of Airy-Gaussian beams with $\gamma = 0.01$ and 1; (b) propagation of Airy-Gaussian beam in free space when $\gamma = 0.01$.

3 单艾里-高斯光束的传输

当入射光为单艾里-高斯光束时, 改变初始振幅 A_0 和光场分布参数 γ , 利用分步傅里叶法^[8] 模拟得到光束在饱和非线性介质中的传输结果, 如图 2 所示. 数值计算过程中取传输方向步长为 $0.1z_0$ (其中, z_0 为衍射长度), 横向范围取点数

为 2^{12} 个.

当 A_0 较小时, 如图 2(a1) 和图 2(a2) 所示, 由于初始艾里-高斯光束能量较小, 饱和非线性介质的自聚焦作用太弱, 光束在传输较远距离时逐渐展宽, 能量损失较快, 无孤子形成. 当 A_0 逐渐增加, γ 值较小时, 入射光场分布趋于艾里函数分布, 光波在传输一段准无衍射的距离后, 能量开始在介质中汇聚; 当饱和非线性效应与光束的衍射效应

相当但又不能完全抵消时便形成了光束周期性展宽或压缩的呼吸孤子,如图2(b1)和图2(c1)所示.值得注意的是,由于光束的横向自加速作用,呼吸孤子在传输时与 ξ 轴存在一定夹角,角度倾斜方向与光束加速方向一致.当 γ 值较大时,入射光场分布趋于高斯函数分布,艾里函数的横向加速作用可以忽略,光束传输一段距离后,形成呼吸孤子,没有能量脱落,并沿着 ξ 轴向前传输,结果如图2(b1)和图2(b2)以及图2(c1)和图2(c2)所示.因此,调节光场分布因子 γ 的值可以改变呼吸孤子的传输

方向.

然而,当 A_0 非常大时,如图2(d1)和图2(d2),无论入射光场如何分布,光束在传输时极不稳定,能量损失非常多,这主要是由于此时介质的饱和和非线性作用远强于光束的衍射效应造成的,这与文献[27, 28]中所得到的结论一致,即艾里光束在非线性介质中传输与入射光功率的大小有关,存在临界功率与截止功率.因此,只有当艾里-高斯光束的入射光功率在临界功率与截止功率之间时,才能在传输时形成模式稳定的呼吸孤子.

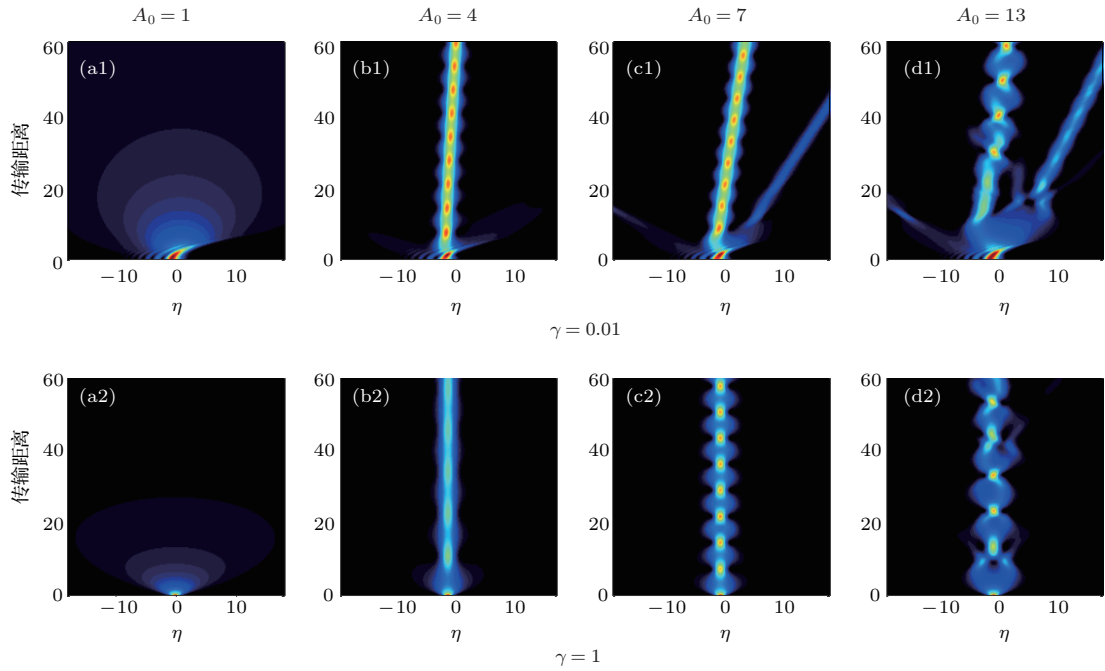


图2 (网刊彩色) γ 和 A_0 取不同值时饱和和非线性介质中单艾里-高斯光束的传输动力学

Fig. 2. (color online) Propagation dynamics of single Airy-Gaussian beam in saturable nonlinear media with different values of γ and A_0 .

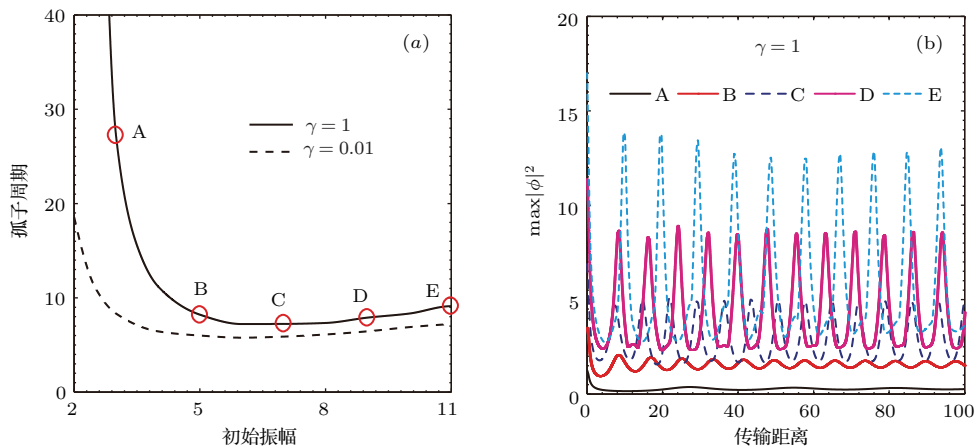


图3 (网刊彩色) (a) 不同光场分布的呼吸孤子周期随入射光振幅强度的变化; (b) $\gamma = 1$ 时不同初始振幅下(对应于(a)中的圆圈)艾里-高斯光束的峰值强度随传输距离的变化

Fig. 3. (color online) (a) Periodicity of breathing soliton versus initial amplitude at $\gamma = 0.01$ and 1 ; (b) the peak intensities of Airy-Gaussian beams as a function of the propagation distance with different initial amplitudes when $\gamma = 1$.

通过计算呼吸孤子的峰值强度变化并结合插值拟合的方法得出了呼吸孤子的周期随初始振幅的变化曲线,如图3(a)所示.可以看出,随着初始振幅的增加,孤子的呼吸周期先减小后增大,存在极小值,也就是说,孤子的呼吸频率可达到最高值,这主要是由于增加 A_0 值时,介质的饱和和非线性效应由弱变强,孤子的呼吸频率开始由慢变快;当饱和和非线性效应超过光束的衍射效应时,孤子的呼吸频率则由快变慢,直至最后呼吸消失.当给定 A_0 值时,光场分布越趋于高斯函数分布,孤子周期就越大.图3(b)给出的是 $\gamma = 1$ 时不同初始振幅(对应于图3(a)中的圆圈)下光束峰值强度随传输距离的变化.

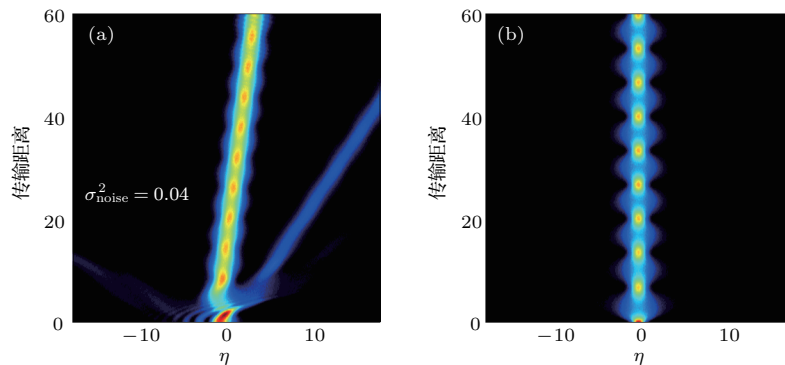


图4 (网刊彩色) 高斯白噪声扰动 $\sigma_{\text{noise}}^2 = 0.04$ 时艾里-高斯光束的传输 (a)和(b)分别对应于图2(c1)和图2(c2)
 Fig. 4. (color online) Propagation of Airy-Gaussian beams corresponding to (a) Fig. 2 (c1), (b) Fig. 2 (c2) in the presence of white input noise with variance $\sigma_{\text{noise}}^2 = 0.04$.

4 艾里-高斯光束的交互作用

由于入射光间距较大时彼此间的相互作用非常弱,所以选择入射光为间距相对较小的两艾里-高斯光束.本文主要讨论相位差(0和 π)、间距 B 以及光场分布因子 γ 对两艾里-高斯光束交互作用的影响,取初始振幅 $A_1 = A_2 = 3$.

当 $\rho = 0$,即入射光束为同相位时,改变参数 γ 的取值分别为0.01和1.利用分步傅里叶演化方法得到的光束传输结果如图5所示,图5(a1)—(e1)是 $\gamma = 0.01$ 时对应于图5(a2)—(e2)的不同间距入射光强度分布图.图5(a3)—(e3)是当 $\gamma = 1$ 时不同间距入射光束的交互作用图.

不难看出,同相位艾里-高斯光束在传输时表现出相互吸引的特性.从图5(a2)—(e2)可知, γ 的取值较小时,光场近似于艾里函数分布,在 $B = \pm 3$ 处,两光束的吸引力较小,光束经交互传输一定距离后在中心位置处(两光束交互区域的极小值点)形成了强度较强的单呼吸孤子,并在中心位置两侧

为了进一步讨论艾里-高斯呼吸孤子传输时的线性稳定性,在方程(1)进行演化时对入射光束加一高斯白噪声扰动,入射光表达式为

$$\begin{aligned} \phi(\eta, \xi = 0) &= A_0 \text{Airy} \left(\frac{\eta}{\gamma w} \right) \exp \left(\alpha \frac{\eta}{\gamma w} \right) \exp \left(-\frac{\eta^2}{w^2} \right) \\ &\times (1 + g(\eta)), \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $g(\eta)$ 是具有高斯分布的随机函数,方差为 σ_{noise}^2 .图4(a)和图4(b)给出了不同光场分布扰动艾里-高斯呼吸孤子在饱和和非线性介质中的稳定传输情况,可以看出,这种孤子在受到较强扰动时仍可保持原有的形状传输比较长的距离.

形成强度较弱的对称孤子对,孤子产生的原因主要是艾里-高斯光束主瓣间相互叠加作用的结果,而孤子对则是由于旁瓣间吸引力太小无法叠加,饱和和非线性介质的自聚焦作用使旁瓣能量汇聚形成的.随着间距的逐渐减小,光束间的吸引力逐渐增强,呼吸孤子对逐渐消失,主瓣与旁瓣能量主要汇聚于中心位置附近,形成单呼吸孤子.值得注意的是,图中光束相互吸引最强的位置并不是发生在 $B = 0$ 时,而是发生在 $B = 1$ 时,这是因为当 $\gamma = 0.01$ 时艾里-高斯光束主瓣能量的峰值在 $x = -0.8309$ 附近,当 $B = 0$ 时两光束实际上还存在一定距离,而当 $B = 1$ 时该距离更小,在中心位置处主瓣叠加的强度更大,如图5(d1)所示.当 γ 的取值较大时,如图5(a3)—(e3),主瓣能量增加,旁瓣能量减少,入射光场趋于高斯分布,光束主瓣能量的峰值在 $x = -0.2151$ 附近,图中两光束相互吸引最强的位置发生在 $B = 0$.实际上,艾里-高斯光束交互吸引最强时的入射光束间距为主瓣峰值位置距原点的长度.

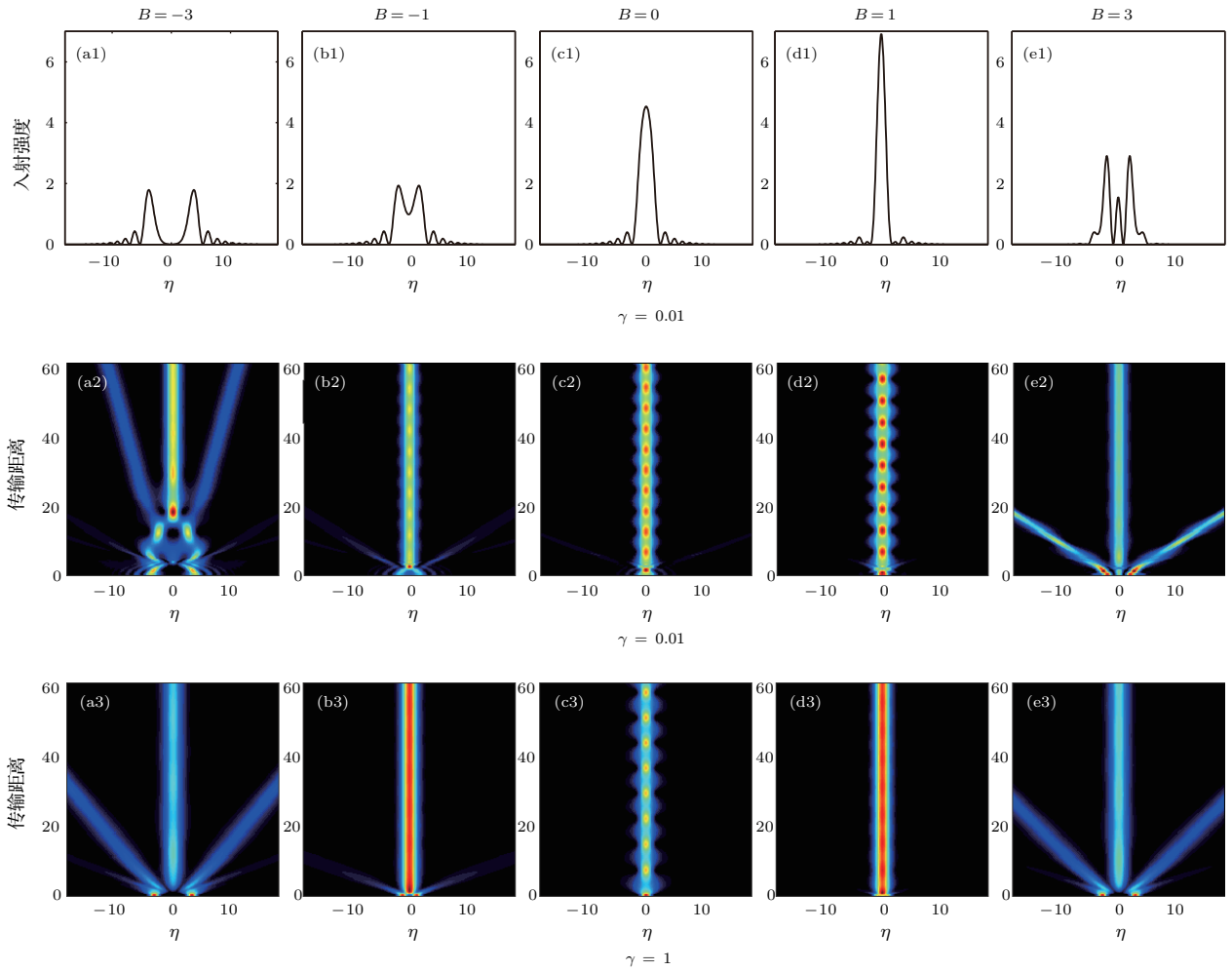


图5 (网刊彩色) 两同相位艾里-高斯光束交互作用图 (a1)—(e1) 是 (a2)—(e2) 图中相对应的入射光强度的分布图, (a2)—(e2) 和 (a3)—(e3) 中的 γ 取值分别为 0.01 和 1

Fig. 5. (color online) Interactions of in-phase Airy-Gaussian beams: (a2)–(e2) $\gamma = 0.01$; (a3)–(e3) $\gamma = 1$. (a1)–(e1) the input intensity distributions of the Airy-Gaussian beams corresponding to (a2)–(e2) with $\gamma = 0.01$.

当 $\rho = 1$, 即入射光束为反相位时, 艾里-高斯光束的交互作用如图 6 所示, 图 6 (a1)—(e1) 是 $\gamma = 0.01$ 时对应于图 6 (a2)—(e2) 的不同间距入射光的强度分布图, 图 6 (a3)—(e3) 是 $\gamma = 1$ 时光束交互作用. 可以看出, 反相位艾里-高斯光束表现出相互排斥的特性, 在中心位置两侧形成各波瓣相互对称的孤子对. 当间距较大时, 光束间的排斥力较小, 随着入射光间距的减小, 孤子对之间的排斥力逐渐变大. 并且 γ 值越大, 孤子对的数目越少, 光束间的排斥力越强.

需要说明的是, 数值模拟还发现, 当 $A_1 \neq A_2$ 或者 $A_1 = A_2 \neq 3$ 时, 艾里-高斯光束的交互作用都会受到影响, 当 $A_1 \neq A_2$ 时, 若入射光间距较大, 振幅强的光束在交互时就会占据主导作用, 在振幅强的一侧形成能量较大的孤子, 在振幅弱的一侧形成能量较小的孤子. 若入射光间距较小, 则相互作用

影响不大. 当 $A_1 = A_2$ 时, 初始振幅越大, 光束间作用力就越大. 此外, 通过调节两艾里-高斯光束入射时的相位差 ($-\pi \rightarrow \pi$) 可以操控交互光束的偏转方向.

5 结 论

本文利用数值计算方法研究了饱和非线性介质中艾里-高斯光束的传输与交互作用. 结果表明: 当单艾里-高斯光束入射到饱和非线性介质中时, 入射光的初始振幅 A_0 和光场分布因子 γ 影响呼吸孤子的形成与传输, 只有当入射光功率在临界功率与截止功率之间时, 可形成沿艾里-高斯光束加速方向倾斜可控的呼吸孤子. 在孤子存在的区域, 给定 γ 值时, 随着 A_0 的增加, 呼吸孤子的周期先减小后增大, 孤子传输的倾角逐渐变大; 给定 A_0 值时,

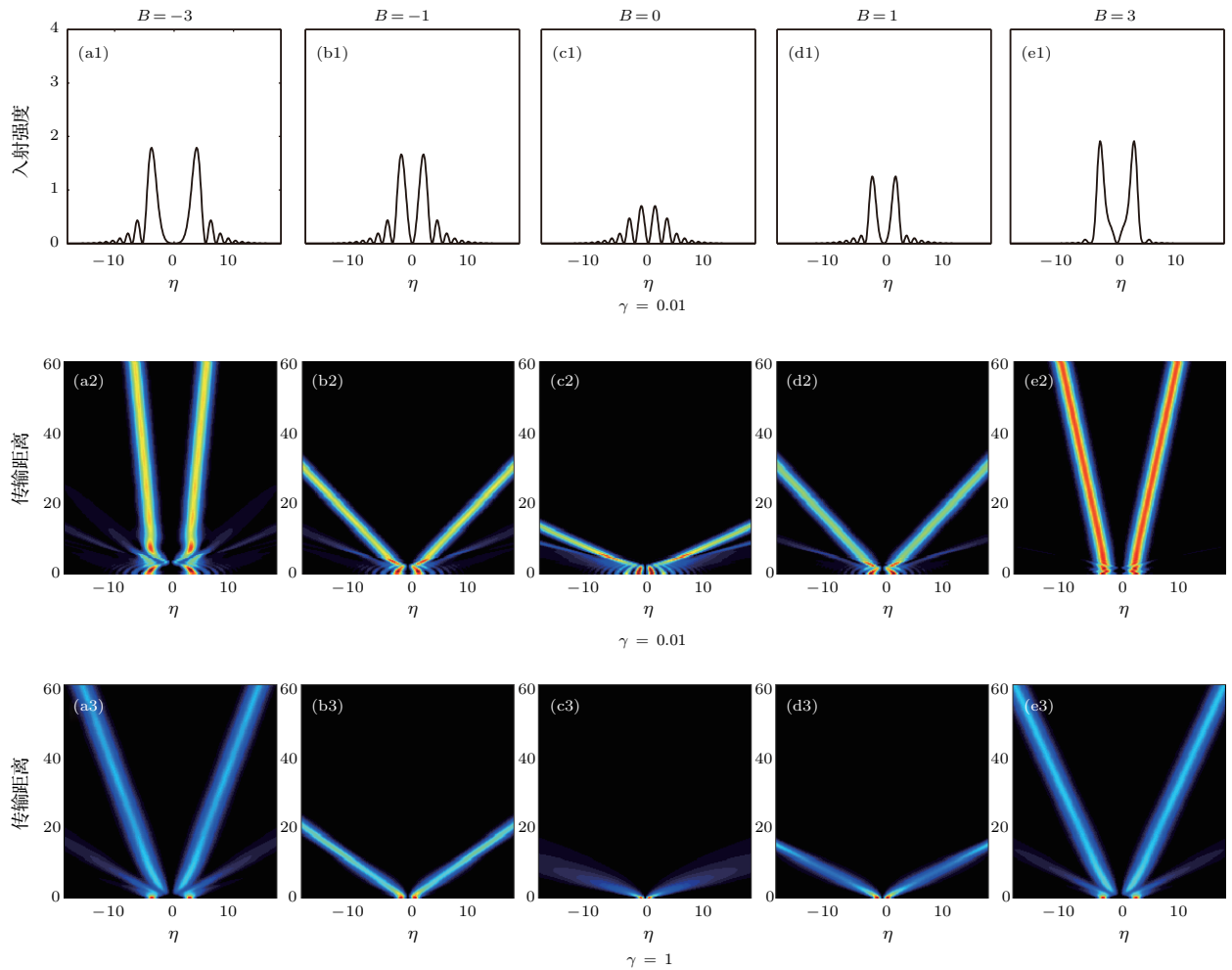


图6 (网刊彩色) 两反相位艾里-高斯光束交互作用图 (a1)—(e1) 是 (a2)—(e2) 图中相对应的入射光强度的分布图, (a2)—(e2) 和 (a3)—(e3) 中的 γ 取值分别为 0.01 和 1

Fig. 6. (color online) Interactions of out-phase Airy-Gaussian beams: (a2)–(e2) $\gamma = 0.01$; (a3)–(e3) $\gamma = 1$. (a1)–(e1) the input intensity distributions of the Airy-Gaussian beams corresponding to (a2)–(e2) with $\gamma = 0.01$.

γ 越大, 孤子传输的倾角就越小. 通过对入射光加扰动发现, 这种呼吸孤子可以稳定传输. 当两艾里-高斯光束交互作用时, 同相位光束相互吸引, 中心位置处形成强度较强的呼吸孤子, 中心位置两侧形成强度较弱的对称孤子对. 入射光束间距越小, 吸引力越大, 孤子对数目越少, γ 值变大时, 主瓣能量增加, 单呼吸孤子能量变大; 反相位光束相互排斥, 中心位置两侧形成对称的孤子对, 入射光束间距越小, 排斥力就越大, γ 值变大时, 不仅排斥力变大, 而且孤子对数目变少.

参考文献

[1] Kovalev A A, Kotlyar V V, Porfirev A A 2015 *Phys. Rev. A* **91** 053840
 [2] Zhang P, Hu Y, Li T, Cannan D, Yin X, Morandotti R, Chen Z, Zhang X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 193901

[3] Chen Z, Segev M, Christodoulides D N 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 086401
 [4] Chen W, Lu K, Hui J, Feng T, Liu S, Niu P, Yu L 2013 *Opt. Express* **21** 15595
 [5] Kaminer I, Bekenstein R, Nemirowsky J, Segev M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 163901
 [6] Kaminer I, Segev M, Christodoulides D N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 213903
 [7] Panagiotopoulos P, Abdollahpour D, Lotti A, Couairon A, Faccio D, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2012 *Phys. Rev. A* **86** 013842
 [8] Shen M, Gao J, Ge L 2015 *Sci. Rep.* **5** 09814
 [9] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264
 [10] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
 [11] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
 [12] Yue Y Y, Xiao H, Wang Z X, Wu M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044205 (in Chinese) [岳阳阳, 肖寒, 王子潇, 吴敏 2013 物理学报 **62** 044205]
 [13] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C 2007 *Opt. Express* **15** 16719

- [14] Zhang Y, Belić M, Wu Z, Zheng H, Lu K, Li Y, Zhang Y 2013 *Opt. Lett.* **38** 4585
- [15] Hu Y, Zhang P, Lou C, Huang S, Xu J, Chen Z G 2010 *Opt. Lett.* **35** 2260
- [16] Chu X, Zhou G, Chen R 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013815
- [17] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K 2008 *Nat. Photon.* **2** 675
- [18] Cheng H, Zang W, Zhou W, Tian J 2010 *Opt. Express* **18** 20384
- [19] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Science* **324** 229
- [20] Ren Z J, Wu Q, Zhou W D, Wu G Z, Shi Y L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 174207 (in Chinese) [任志君, 吴琼, 周卫东, 吴根柱, 施逸乐 2012 物理学报 **61** 174207]
- [21] Abdollahpour D, Suntsov S, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 253901
- [22] Rose P, Diebel F, Boguslawski M, Denz C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 101101
- [23] Zhang Z, Liu J J, Zhang P, Ni P G, Prakash J, Hu Y, Jiang D S, Christodoulides D N, Chen Z G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 034209 (in Chinese) [张泽, 刘京郊, 张鹏, 倪培根, Prakash Jai, 胡洋, 姜东升, Christodoulides Demetrios N, 陈志刚 2013 物理学报 **62** 034209]
- [24] Li J, Zang W, Tian J 2010 *Opt. Lett.* **35** 3258
- [25] Li J, Fan X, Zang W, Tian J 2011 *Opt. Lett.* **36** 648
- [26] Clerici M, Hu Y, Lassonde P, Millián C, Couairon A, Christodoulides D N, Chen Z, Razzari L, Vidal F, Légaré F, Faccio D, Morandotti R 2015 *Sci. Adv.* **1** e1400111
- [27] Chen R, Yin C, Chu X, Wang H 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043832
- [28] Chen C, Chen B, Peng X, Deng D 2015 *J. Opt.* **17** 035504
- [29] Deng D 2011 *Eur. Phys. J. D* **65** 553
- [30] Zhang X 2016 *Opt. Commun.* **367** 364
- [31] Zhou M, Chen C, Chen B, Peng X, Peng Y, Deng D 2015 *Chin. Phys. B* **24** 124102
- [32] Zhou M, Peng Y, Chen C, Chen B, Peng X, Deng D 2016 *Chin. Phys. B* **25** 084102
- [33] Litchinitser N M, Królikowski W, Akhmediev N N, Agrawal G P 1999 *Phys. Rev. E* **60** 2377

Propagation and interactions of Airy-Gaussian beams in saturable nonlinear medium*

Chen Wei-Jun¹⁾²⁾ Lu Ke-Qing^{1)2)†} Hui Juan-Li¹⁾²⁾ Zhang Bao-Ju¹⁾²⁾

1) (*Tianjin Key Laboratory of Optoelectronic Detection Technology and Systems, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China*)

2) (*Institute of Electronics and Information Engineering, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China*)

(Received 8 June 2016; revised manuscript received 3 August 2016)

Abstract

The propagation and interactions of Airy-Gaussian beams in a saturable nonlinear medium are investigated numerically based on the split-step Fourier transform method. We show that the propagation of a single Airy-Gaussian beam in the saturable nonlinear medium can generate breathing solitons under steady state conditions. The generation and propagation of these breathing solitons can be affected by the initial amplitude and the field distribution factor of the single Airy-Gaussian beam. In a certain power range, these breathing solitons propagate along the acceleration direction with a controllable tilted angle. In the domain existing in these breathing solitons and for a given value of the field distribution factor of the single Airy-Gaussian beam, when the initial amplitude of the single Airy-Gaussian beam increases gradually, the periodicity of these breathing solitons becomes from small to larger and the tilted angle of these breathing solitons increases monotonically. When the value of the initial amplitude of the single Airy-Gaussian beam is given, the bigger the value of the field distribution factor of the single Airy-Gaussian beam, the smaller the tilted angle of these breathing solitons. Furthermore, the stability of these breathing solitons has been investigated by using the beam propagation method, and it has been found that they are stable. We find that the propagations of two Airy-Gaussian beams in the saturable nonlinear medium can generate not only soliton pairs but also interactions between two Airy-Gaussian beams. When the two Airy-Gaussian beams interact with each other, it is found that the in-phase Airy-Gaussian beams attract each other and exhibit a single breathing soliton with strong intensity in the beam center and some symmetric soliton pairs with weak intensity near both sides of the beam center. The smaller the interval between the two incident Airy-Gaussian optical components, the stronger the attraction between two Airy-Gaussian beams, and the less the numbers of the soliton pairs. The energies of both the main lobes of two Airy-Gaussian beams and the single breathing soliton increase with the value of the field distribution factor of two Airy-Gaussian beams. On the other hand, the out-of-phase Airy-Gaussian beams repel each other and exhibit only symmetric soliton pairs on both sides of the beam center. Our analysis indicates that the repellent of two out-of-phase Airy-Gaussian beams becomes big when the interval between two incident Airy-Gaussian optical components decreases and the number of the soliton pairs becomes less when the field distributions of two beams are close to the Gaussian distribution.

Keywords: nonlinear optics, saturable media, Airy-Gaussian beam, interactions

PACS: 42.65.-k, 47.20.Ky, 42.68.Ay, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.65.244202

* Project supported by the Natural Science Foundation of Tianjin City, China (Grant No. 13JCYBJC16400).

† Corresponding author. E-mail: kqlutj@126.com