

**竞争型非线性介质中艾里-高斯光束交互作用的调控**

陈卫军 宋德 李野 王新 秦旭磊 刘春阳

**Control on interaction of Airy-Gaussian beams in competing nonlinear medium**

Chen Wei-Jun Song De Li Ye Wang Xin Qin Xu-Lei Liu Chun-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 094206 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190042

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190042>

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

---

**您可能感兴趣的其他文章**

**Articles you may be interested in**

饱和非线性介质中艾里-高斯光束的传输与交互作用

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

物理学报. 2016, 65(24): 244202 <https://doi.org/10.7498/aps.65.244202>

竞争非局域三次五次非线性介质中孤子的传输特性

Propagating properties of spatial solitons in the competing nonlocal cubic-quintic nonlinear media

物理学报. 2017, 66(5): 054208 <https://doi.org/10.7498/aps.66.054208>

Airy光纤:基于阵列波导耦合的光场调控方法

Airy fiber: waveguides array coupling based light beam control method

物理学报. 2017, 66(7): 074211 <https://doi.org/10.7498/aps.66.074211>

在反常色散区艾里脉冲与光孤子相互作用规律的研究

Research on the interaction of Airy pulse and soliton in the anomalous dispersion region

物理学报. 2016, 65(2): 024208 <https://doi.org/10.7498/aps.65.024208>

环形光束锥形衍射出射光场偏振特性及光场调控

Polarization characteristic and control of the conical diffracted output field under annular beam

物理学报. 2017, 66(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.124202>

考虑金属蒸汽的钨极惰性气体保护焊电弧与熔池交互作用三维数值分析

Three-dimensional numerical analysis of interaction between arc and pool by considering the behavior of the metal vapor in tungsten inert gas welding

物理学报. 2015, 64(10): 108102 <https://doi.org/10.7498/aps.64.108102>

# 竞争型非线性介质中艾里-高斯光束 交互作用的调控\*

陈卫军 宋德<sup>†</sup> 李野 王新 秦旭磊 刘春阳

(长春理工大学理学院, 长春 130022)

(2019年1月8日收到; 2019年1月30日收到修改稿)

基于分步傅里叶法研究了艾里-高斯光束在三次聚焦和五次散焦竞争型非线性介质中交互作用的调控。结果表明: 当入射角度为零时, 同相位艾里-高斯光束相互吸引, 五次散焦非线性强度较弱时, 可形成周期逐渐缩短的呼吸孤子或强度不变的孤子。五次散焦非线性强度较强时, 呼吸孤子的平均宽度变大甚至出现光束分叉现象, 形成孤子对。反相位艾里-高斯光束相互排斥, 排斥力随五次散焦非线性强度单调递增。当入射角度不为零时, 通过控制光束入射角度的正负和初始间距, 同相位和反相位艾里-高斯光束交互作用时可以同时表现出相互吸引和排斥的现象。

**关键词:** 竞争型非线性, 艾里-高斯光束, 交互作用, 光场调控

**PACS:** 42.65.-k, 42.68.Ay, 52.35.Mw, 42.50.Wk

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190042

## 1 引言

1979年, Berry和Balazs<sup>[1]</sup>在量子力学范畴内首次理论预言了艾里波包是线性薛定谔方程的特解, 这种波包最主要的特点是无衍射和横向自加速。然而, 具有这种特性的粒子在横向具有无穷振荡的能量, 实际中并不能产生, 因而该工作在数十年里并未引起人们的关注。直至2007年, Siviloglou和Christodoulides等<sup>[2,3]</sup>在光学领域首次从理论和实验角度验证了有限能量艾里光束的形成。此后, 艾里光束作为一种新型无衍射光波迅速引起了科研人员的极大兴趣, 其潜在应用主要包括光学微粒清除<sup>[4]</sup>、光子弹<sup>[5,6]</sup>、弯曲等离子体通道产生<sup>[7]</sup>、光路由<sup>[8]</sup>、光互联<sup>[9]</sup>、图像信号传输<sup>[10]</sup>、真空电子加速<sup>[11,12]</sup>、激光导引电火花<sup>[13]</sup>及自聚焦光束的合成<sup>[14]</sup>等。另一方面, 由于光波在非线性介质中传输可以

产生一些新奇的现象, 如空间光孤子<sup>[15]</sup>及光学表面波<sup>[16]</sup>等, 具有非常重要的研究价值和应用前景。因此, 近年来, 艾里光束在非线性介质中的传输与交互作用也引起了物理学家们的广泛关注<sup>[17-28]</sup>。

值得注意的是, Bandres和Gutiérrez-Vega<sup>[29]</sup>在2007年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得到的艾里-高斯光束(Airy-Gaussian beams, AiGBs), 并发现AiGBs同样具有有限能量, 可以在有限距离进行准无衍射传输, 而且实验验证与理论可以很好地符合。目前, 许多研究工作报道了非线性效应对AiGBs传输特性的影响。例如, 已有学者深入开展了AiGBs在克尔介质<sup>[30,31]</sup>、饱和非线性介质<sup>[32]</sup>、二次折射率介质<sup>[33]</sup>及强非局域非线性介质<sup>[34]</sup>中的传输动力学研究。Zhang<sup>[35]</sup>研究了非局域非线性介质中AiGBs的呼吸束缚态现象。Shi等<sup>[36]</sup>讨论了具有缺陷的光学格子中AiGBs的交互作用。Jiang等<sup>[37]</sup>详细分析了

\* 国家自然科学基金(批准号: 51602028, 11805072, 11874091)、吉林省科技厅重点科技攻关项目(批准号: 2018020103GX)、长春市科技局地院合作专项(批准号: 17DY029)和长春理工大学青年科学基金(批准号: XQNJJ-2017-04)资助的课题。

<sup>†</sup> 通信作者。E-mail: songde\_cust@163.com

中心对称光折变晶体中 AiGBs 的传输特性及其交互作用. 本课题组也研究了 AiGBs 在饱和非线性介质 [38] 及竞争型三五次非线性介质中 [39] 的传输动力学特性. 然而, 在上述研究工作中, 除非线性机制外, 对 AiGBs 交互作用的控制主要通过调整光束初始间隔、相位差及初始振幅等实现. 最近, Zhan 等 [28] 提出了一种控制艾里光束交互作用的新方法, 即对入射光束引入一定的初始角度, 这使得艾里光束在交互时可以产生一些新奇的现象, 从而达到光场调控的目的. 本文主要利用该方法研究三次聚焦和五次散焦竞争型非线性介质中 AiGBs 交互作用的控制. 基于分步傅里叶法, 通过理论模拟分析非线性机制和系统参数对光束交互作用的影响, 讨论不同情况下 AiGBs 的传输动力学.

## 2 理论模型

考虑一维情况, 在傍轴近似条件下, 光束在三次聚焦和五次散焦竞争型非线性介质中传播的归一化非线性薛定谔方程可以描述为 [40,41]

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + |u|^2 u - \varepsilon |u|^4 u = 0, \quad (1)$$

其中  $u$  表示光波的复振幅包络,  $x$  和  $z$  表示被光束宽度和瑞利距离分别归一化的无量纲横坐标和纵坐标,  $\varepsilon$  是描述五次散焦非线性效应强度的可变参量 ( $\varepsilon > 0$ , 通常,  $\varepsilon \ll 1$ ). 本文之所以考虑五次散焦非线性, 主要原因是纯三次聚焦效应会使高入射功率的光束在传输时非常不稳定 [17,38,39], 而五次散焦非线性可以有效抑制这一缺点. 当忽略方程 (1) 中的非线性项时, (1) 式则变为线性薛定谔方程, 具有切趾艾里解 [2]. 为了研究 AiGBs 的传输特性, 设入射光场的表达式为

$$u(x, z = 0) = u_0 \text{Ai}(x) \exp(ax) \exp(-gx^2) \exp(ivx), \quad (2)$$

其中,  $u_0$  是调节入射光场强度的初始振幅;  $\text{Ai}(\cdot)$  表示艾里函数;  $a$  是确保光束能量有限的衰减因子 ( $a > 0$ , 本文取  $a = 0.2$ );  $g$  是入射光场分布因子, 当  $g$  较小时, 入射光场趋近于艾里函数分布, 当  $g$  较大时, 入射光场趋近于高斯函数分布, 如图 1(a) 所示. 关于入射光场分布因子对 AiGBs 传输的影响已被详细研究 [30–34,39], 本文将不作为重点进行讨论 (本文取  $g = 0.01$ ). 参数  $v$  是正比于光束入射角度的可控变量, 实验中可以通过调节成像透镜与系统光轴的横向位移来控制 [42–44]. 当 AiGBs 在自

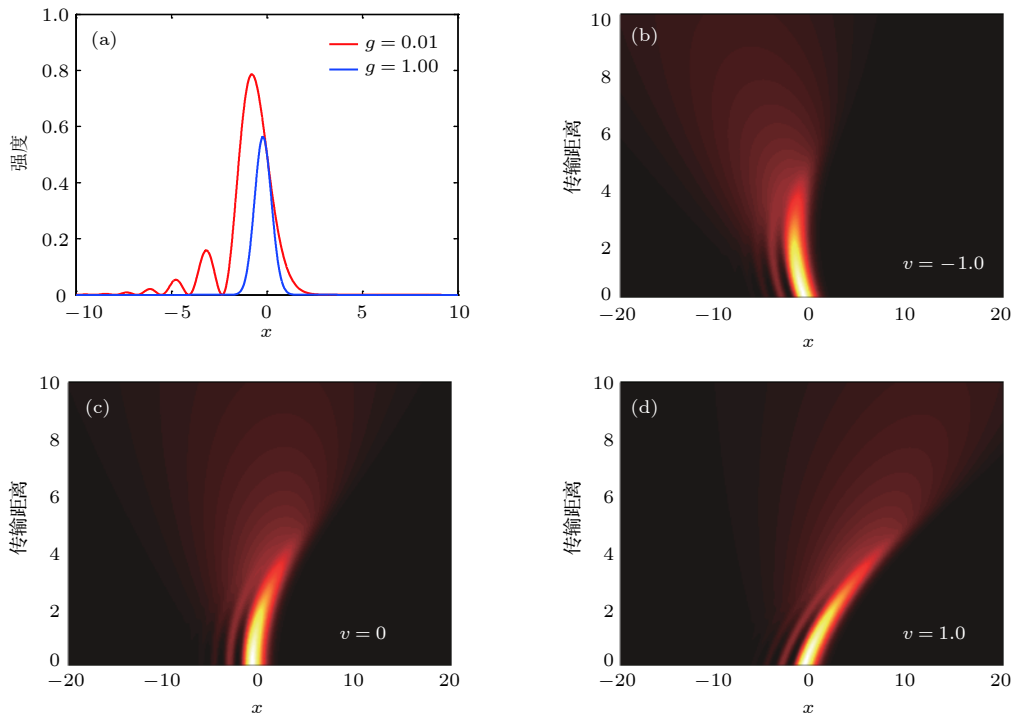


图 1 (a)  $g$  取不同值时 AiGBs 的光强分布; (b), (c), (d) 入射角度  $v$  取不同值时自由空间中 AiGB 的演化

Fig. 1. (a) Intensity distributions of AiGBs with  $g = 0.01$  and 1; (b), (c), (d) evolution of AiGB in free space with different initial launch angle  $v$ .

由空间中传输时, 若  $v < 0$ , 光束的横向自弯曲被抑制, 如图 1(b) 所示; 若  $v = 0$ , 光束的传输无影响, 如图 1(c) 所示; 若  $v > 0$ , 光束的横向自弯曲被增强, 如图 1(d) 所示.

综上, 为了方便研究入射角度对 AiGBs 交互作用的控制, 构造初始入射光束为两束相同偏转角度且加速度相反的 AiGBs, 表示形式为

$$u(x, z = 0) = u_1 \text{Ai}(x - d) \exp[(a + iv)(x - d)] \times \exp[-g(x - d)^2] + u_2 \text{Ai}(-x - d) \times \exp[-(a + iv)(x + d)] \times \exp[-g(x + d)^2] \exp(iQ\pi), \quad (3)$$

其中,  $u_1$  和  $u_2$  分别表示两 AiGBs 的初始振幅;  $d$  是控制光束初始间距的参量;  $Q$  是调节两 AiGBs 间相位变化的参数, 当  $Q = 0$  时, 两光束为同相位, 当  $Q = 1$  时, 两光束为反相位;  $v$  代表的是两 AiGBs 的入射角度相关参量, 若  $v < 0$ , 则两光束先向加速方向的外侧弯曲同样程度, 后沿加速方向弯曲, 即弯曲程度被抑制, 若  $v > 0$ , 则两光束只沿加速方向弯曲, 即弯曲程度被增强.

### 3 结果与分析

为了分析系统参数对 AiGBs 交互作用的影响,

采用分步傅里叶方法, 以 (3) 式为初始条件, 对方程 (1) 进行数值求解, 可以得到不同条件下两 AiGBs 的演化情况. 数值计算过程中光束传输模拟的步长为  $0.01z_0$  ( $z_0$  为衍射长度), 横向范围取点数为  $2^{12}$  个. 由于初始振幅对 AiGBs 传输的影响已被充分讨论<sup>[30-32,39]</sup>, 故本文仅取  $u_1 = u_2 = 3$  为例. 以下将从两方面进行讨论和分析: 1) 五次散焦非线性效应强度对 AiGBs 交互作用的影响; 2) 初始入射角度如何控制 AiGBs 的交互作用.

首先, 不考虑光束的入射角度 ( $v = 0$ ), 即入射光束为两束相互平行且加速度相反的 AiGBs. 图 2 给出了同相位情况下五次散焦非线性效应强度对 AiGBs 交互作用的影响情况. 由文献 [20] 可知, 在纯 Kerr 非线性机制下 ( $\varepsilon = 0$ ), 两同相位艾里光束交互时相互吸引, 光束初始间距较大时形成两束平行的孤子, 较小时形成束缚态周期性单呼吸孤子. 当竞争型非线性介质中五次散焦非线性效应较弱时 ( $\varepsilon = 0.05$ ), 调节两 AiGBs 的初始间距对其相互作用进行模拟, 传输距离为  $30z_0$  时的演化结果如图 2(a1)–(g1) 所示. 从图 2(a1) 和图 2(g1) 可以看出, 初始间距较大时, 光束间相互作用较弱, 形成两束基本平行的孤子. 从图 2(b1) 可以看出, 间距逐渐减小时, 光场交叠区域出现相长干涉, 使其间折射率增大, 两 AiGBs 开始相互吸引融合并开始伴随呼吸态的产生. 值得注意的是, 由于五次

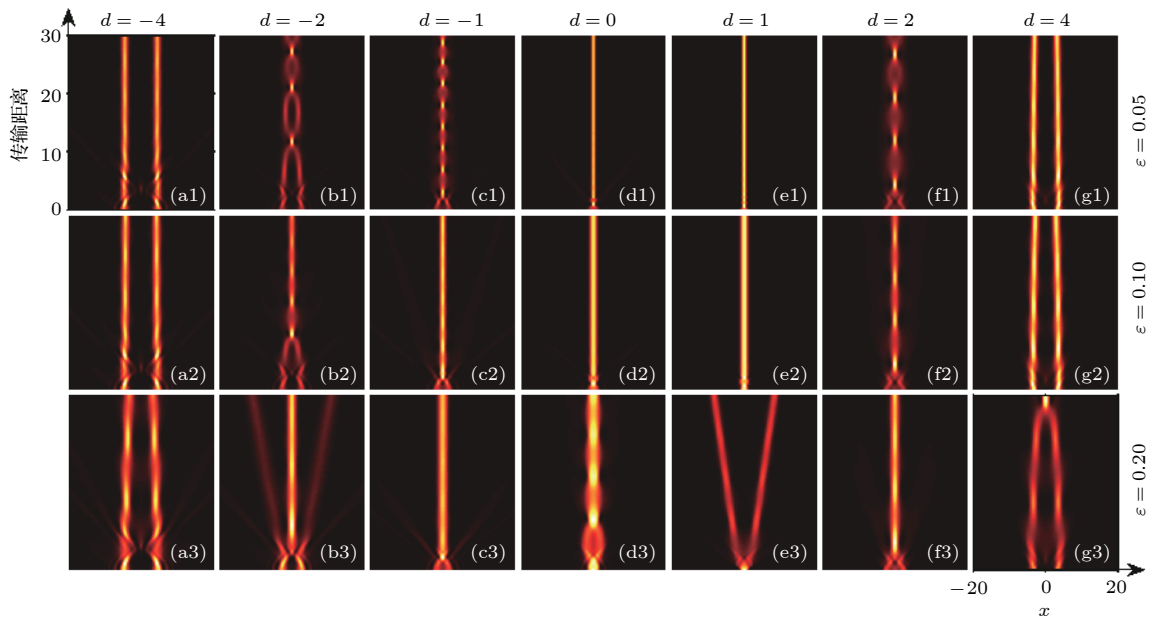


图 2 五次散焦非线性强度取不同值时同相位 AiGBs 的交互作用 (入射角度  $v = 0$ )

Fig. 2. Interactions of in-phase AiGBs with different strength of the quintic defocusing nonlinearity. The initial launch angle  $v = 0$ .

散焦效应对三次聚焦效应的补偿,交互后光束呼吸态的周期越来越短.从图 2(c1)和图 2(f1)可以看出,进一步缩短光束初始间距,可以形成呼吸间隔比较短的准周期呼吸孤子.从图 2(d1)和图 2(e1)可以看出,当光束初始间距足够小时,孤子的呼吸态几乎消失,即光束的衍射效应被介质的非线性效应基本平衡,形成宽度和强度保持不变的孤子.当介质中五次散焦效应较强( $\varepsilon = 0.1$ )时,交互结果如图 2(a2)—(g2)所示.演化趋势与五次散焦效应较弱时基本相同.不同的是,光束间距较大时也出现了呼吸态孤子的现象(图 2(a2)和图 2(g2)),间距较小时两 AiGBs 相互吸引融合的速度增加,间距足够小时孤子的强度和宽度均增大.这表明当五次散焦效应进一步增强时,同相位 AiGBs 交互后可能出现分叉或崩塌现象.因此,继续增加五次散焦非线性效应强度,模拟结果如图 2(a3)—(g3)所示.可以明显地看出,在强五次散焦非线性效应强度影响下,光束间距  $d = 1$  时出现了光束分叉现象,产生了沿传播方向对称的孤子对.因此,同相位时,五次散焦非线性效应较弱时可以促进两 AiGBs 交互时单呼吸孤子的产生,较强时可使两 AiGBs 交互时产生分叉,形成孤子对,这有望实现新型光分束器或光路由器的制备.

图 3 给出了反相位情况下五次散焦非线性效应强度对 AiGBs 交互作用的影响结果.可以看出,

光束间距较大时,交互作用并不明显,形成两束基本平行的孤子.当光束间距较小时,光场交叠区域出现相消干涉,使其间折射率减小,两 AiGBs 相互排斥,形成相互对称的孤子对.随着光束间距的减小,光束间的排斥力变大.然而随着五次散焦效应强度的增加,孤子间的排斥力也逐渐变大,且光束间距较大时也可表现出相互排斥的现象.因此,可通过调节五次散焦非线性效应强度和光束间距控制不同相位条件下 AiGBs 的交互作用.

为了进一步控制竞争型非线性介质中 AiGBs 的交互作用,调整光束入射角度(斜入射,  $v \neq 0$ ),取  $\varepsilon = 0.1$ ,再对 AiGBs 的交互作用进行数值模拟.对于同相位入射的 AiGBs 而言,入射角度的正负可以产生两种相反的情形:一方面,若  $v < 0$  且  $d < 0$ ,光束间由于光场叠加强度不够,主瓣不能形成有效的相长干涉,光束间表现出较强的排斥力和较弱的吸引力,从而形成对称的呼吸式孤子对.随着间距的减小,光束间吸引力逐渐增强,排斥力逐渐减弱,如图 4(a1)—(c1)所示.若  $v < 0$  且间距足够小,光束间主瓣叠加充分,光波能量主要汇聚于光场中心位置,由于三次聚焦非线性效应与光束衍射效应难以完全平衡,而形成单呼吸式孤子,如图 4(d1)—(f1)所示.需要说明的是,由于五次散焦非线性效应对聚焦效应的补偿,这种孤子的呼吸周期会越来越短.若  $v < 0$  且  $d > 0$  (足够大),光束

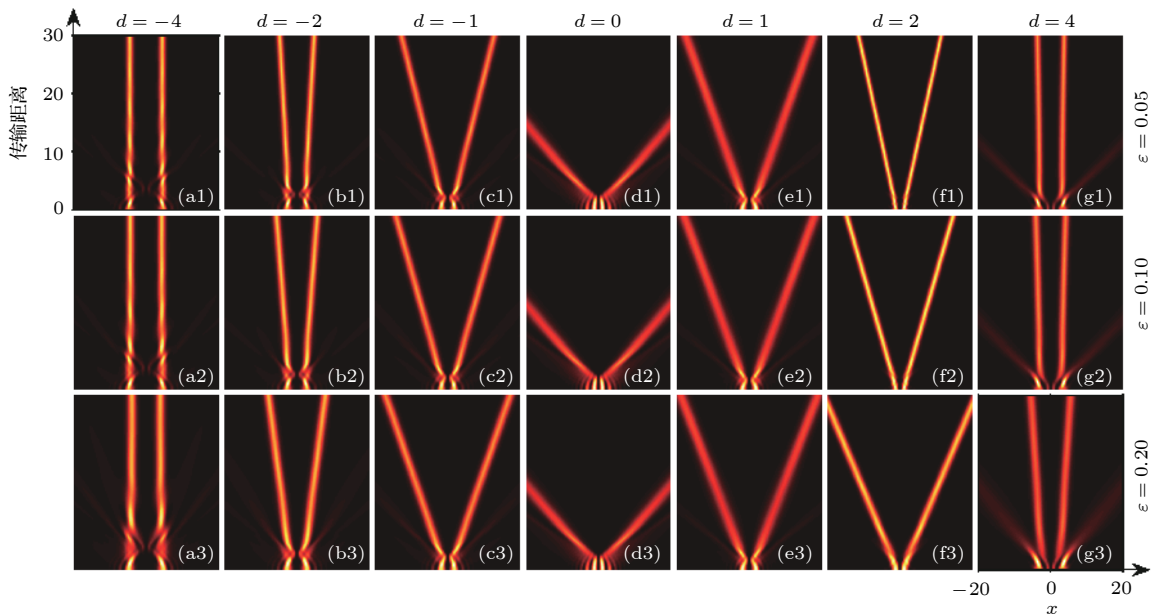


图 3 五次散焦非线性强度取不同值时反相位 AiGBs 的交互作用 (入射角度  $v = 0$ )

Fig. 3. Interactions of out-of-phase AiGBs with different strength of the quintic defocusing nonlinearity. The initial launch angle  $v = 0$ .

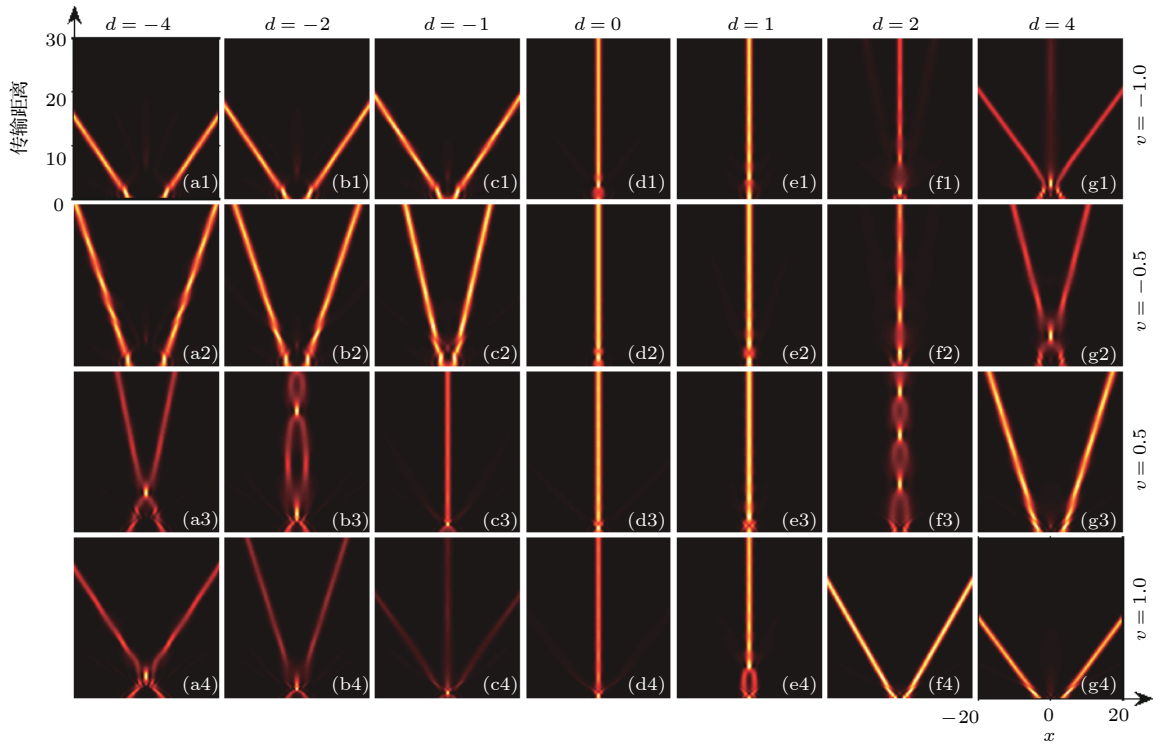


图 4 不同入射角度条件下同相位 AiGBs 的交互作用

Fig. 4. Interactions of in-phase AiGBs with different initial launch angles.

相向加速增强, 叠加后发生弹性碰撞, 先出现相互吸引的急自聚焦现象, 后出现排斥现象, 再形成孤子对, 如图 4(g1) 所示. 从图 4(a2)—(g2) 可以看出, 当  $|v|$  减小时, 光束在交互作用时的吸引力变强, 光束间距较大时急自聚焦现象出现的位置越来越远. 另一方面, 若  $v > 0$  且  $d < 0$ , 光场会迅速叠加出现急自聚焦现象, 然后发生弹性碰撞, 表现出先吸引后排斥的情况, 形成呼吸式孤子对, 如图 4(a4)—(c4) 所示. 若  $v > 0$  且间距足够小, 光束间主瓣叠加充分, 可以形成单呼吸式孤子, 如图 4(d4) 和图 4(e4) 所示. 若  $v > 0$  且  $d > 0$  (足够大), 光场的主瓣在叠加时并不能形成相长干涉, 表现出强的排斥力和弱的吸引力, 产生对称的呼吸式孤子对, 且随着光束间距的增大, 排斥力增加. 同样, 当  $v$  减小时, 光束间的吸引力增强, 排斥力减弱, 单孤子的呼吸周期越来越短. 当  $v = 0$  时, 光束间吸引力最强, 此时排斥力为零, 如图 2(a2)—(g2) 所示.

考虑不同入射角度下反相位 AiGBs 的交互情况, 结果如图 5 所示. 可以看出, 当  $v < 0$  ( $|v|$  较大) 且  $d \leq 0$  时, 两入射 AiGBs 的加速度被抑制 (光场分布沿 AiGBs 加速的相反方向弯曲), 光场

的叠加强度较低, 主瓣难以相消干涉, 光束间排斥力仅与入射角度相关, 排斥时形成相互对称的孤子对, 如图 5(a1)—(d1) 所示. 此外, 由于两光束入射角度较大, 光束间的排斥力随着初始间距的减小而减弱. 若减小光束的入射角度, 光束间的排斥力会受到初始间距大小的影响, 如图 5(a2)—(d2) 所示. 可以看出, 当间距较大时, 光场叠加强度依然较低, 排斥力仅与入射角度有关, 入射角度越小, 排斥力就越小. 但当间距较小时, 光场叠加强度增强, 光束间存在强的相消干涉, 排斥力也变得较大, 如图 5(d2) 所示. 当  $v < 0$  ( $|v|$  较大) 且  $d > 0$  时, 如图 5(e1)—(g1) 所示, 光场初始叠加时强度较大, 出现光束相互吸引的现象. 由于两光束相位相反, 这种吸引实际上是发生弹性碰撞的结果, 之后两光束仍然相互排斥, 并且随着间距的增加, 弹性碰撞发生的位置越来越远, 光束间的排斥力越来越小. 从图 5(e2)—(g2) 可以看出, 光束入射角度较小时, 光束间的排斥力较小, 光场发生弹性碰撞的位置较远. 值得注意的是, 当光束间距足够小时, 光场初始叠加时迅速相消干涉, 使得主瓣交互后能量迅速减小, 介质的光致折射率改变减小, 不足以平衡光束的衍射效应, 从而无法产生孤子对, 如图 5(e2)

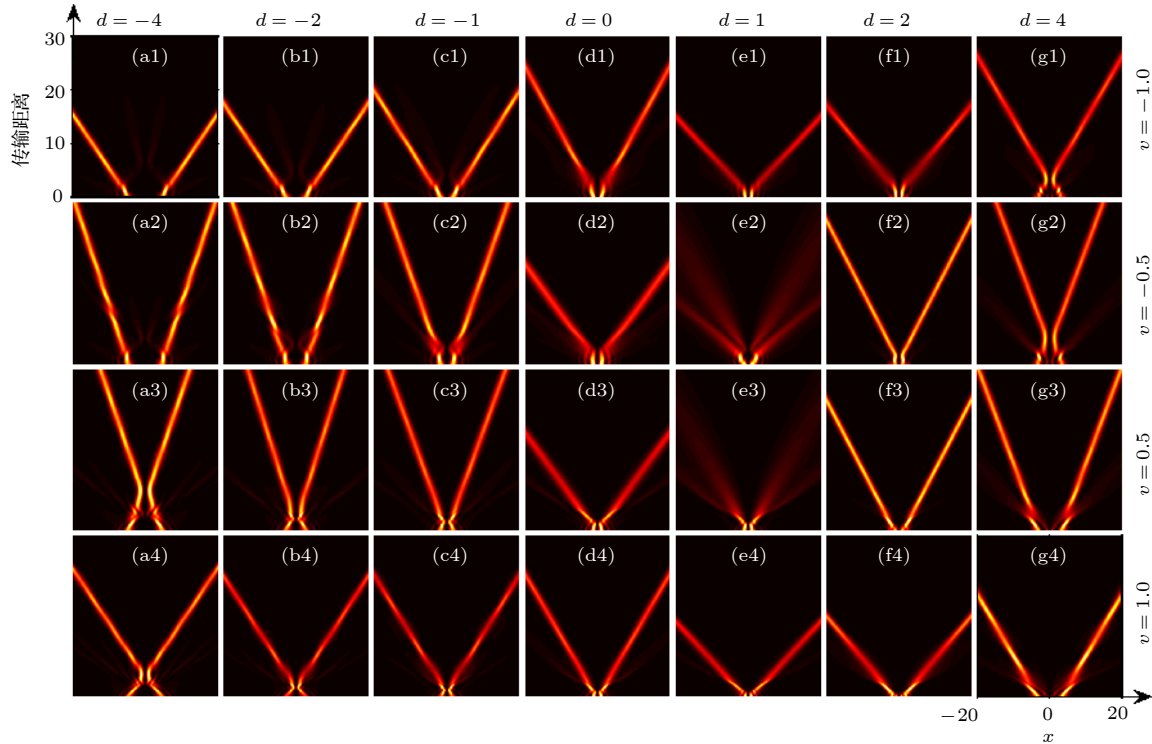


图 5 不同入射角度条件下反相位 AiGBs 的交互作用

Fig. 5. Interactions of out-of-phase AiGBs with different initial launch angles.

所示. 当  $v > 0$  (较大) 且  $d < 0$  时, 光束交互时先发生弹性碰撞后相互排斥, 随着间距的减小, 碰撞的位置变得较近, 排斥力变得较大, 如图 5(a4)—(c4) 所示. 当光束间距较大, 如果光束入射角度减小, 排斥力也变小, 如图 5(a3)—(c3) 所示. 当光束间距足够小时, 从图 5(d3) 和图 5(d4) 可以看出, 受相消干涉的影响, 如果入射角度较小, 光场间排斥力明显增加. 当  $v > 0$  (较大) 且  $d > 0$  时, 光束间排斥力随间距的减小而增大, 随入射角度的减小而减小. 需要说明的是, 图 5(e3) 中也出现了明显的衍射效应, 产生原因与图 5(e2) 相似.

#### 4 结 论

运用分步傅里叶法数值研究了竞争型非线性介质中 AiGBs 交互作用的控制. 在三次聚焦非线性强度一定, 五次散焦非线性强度较弱时, 不考虑光束斜入射, 间距较大时同相位 AiGBs 交互可以形成平行的孤子对, 间距较小时形成周期越来越短的束缚态孤子或非束缚态孤子. 五次散焦非线性强度较强时, 间距较小时同相位 AiGBs 交互会出现分叉现象, 产生沿传播方向对称的孤子对. 反相位

AiGBs 交互时, 光束间的排斥力随五次散焦非线性强度单调递增. 当光束斜入射时, 调整光束入射角度  $v$  和间距  $d$  可以控制光束交互作用. 同相位时, 若  $v < 0$  且  $d < 0$  或  $v > 0$  且  $d > 0$ , 光束间表现出较强的排斥力和较弱的吸引力, 形成两束对称的孤子对, 且随着间距的减小, 吸引力变大. 间距足够小时, 光场的叠加使得非线性效应与衍射效应相当, 光束间吸引力增大, 排斥力几乎为零, 在中心位置处形成单呼吸孤子. 若  $v < 0$  且  $d > 0$  (足够大) 或  $v > 0$  且  $d < 0$ , 相长干涉作用使得光束先出现急自聚焦现象, 后相互排斥, 形成孤子对. 反相位情况时, 若  $v < 0$  且  $d < 0$  或  $v > 0$  且  $d > 0$ , 光束间的排斥力被增强, 且排斥力随  $|v|$  单调递增. 若  $v < 0$  且  $d > 0$  或  $v > 0$  且  $d < 0$ , 光束间发生弹性碰撞, 表现出先吸引后排斥的现象. 需要注意的是, 当间距足够小且入射角度较小时, 由于光场初始叠加强度足够大, 相消干涉可能会导致光束传播时衍射效应增强, 非线性效应不足以与之平衡, 从而无法形成孤子对. 总之, 调节竞争型非线性介质中五次散焦效应的强度和 AiGBs 的初始入射角度, 可以有效调控 AiGBs 交互作用后的光场结构, 这在光场调控、光分束器制备、自聚焦光束合成、

光路由及全光网络器件等领域具有潜在的应用价值.

### 参考文献

- [1] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264
- [2] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [3] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [4] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K 2008 *Nat. Photon.* **2** 675
- [5] 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]
- [6] Abdollahpour D, Suntsov S, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 253901
- [7] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Science* **324** 229
- [8] Rose P, Diebel F, Boguslawski M, Denz C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 101101
- [9] Wiersma N, Marsal N, Sciamanna M, Wolfersberger D 2014 *Opt. Lett.* **39** 5997
- [10] Liang Y, Hu Y, Song D, Lou C, Zhang X, Chen Z, Xu J 2015 *Opt. Lett.* **40** 5686
- [11] Li J, Zang W, Tian J 2010 *Opt. Lett.* **35** 3258
- [12] Li J, Fan X, Zang W, Tian J 2011 *Opt. Lett.* **36** 648
- [13] Clerici M, Hu Y, Lassonde P, Millían C, Couairon A, Christodoulides D N, Chen Z, Razzari L, Vidal F, Légaré F, Faccio D, Morandotti R 2015 *Sci. Adv.* **1** e1400111
- [14] 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]
- [15] Chen Z, Segev M, Christodoulides D N 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 086401
- [16] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901
- [17] Fattal Y, Rudnick A, Marom D M 2011 *Opt. Express* **19** 17298
- [18] Panagiotopoulos P, Abdollahpour D, Lotti A, Couairon A, Faccio D, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2012 *Phys. Rev. A* **86** 013842
- [19] Hu Y, Sun Z, Bongiovanni D, Song D, Lou C, Xu J, Morandotti R 2012 *Opt. Lett.* **37** 3201
- [20] Zhang Y, Belić M, Wu Z, Zheng H, Lu K, Li Y, Zhang Y 2013 *Opt. Lett.* **38** 4585
- [21] Zhang L F, Huang P W, Conti C, Wang Z T, Hu Y H, Lei D J, Li Y, Fan D Y 2017 *Opt. Express* **25** 1856
- [22] Shen M, Gao J, Ge L 2015 *Sci. Rep.* **5** 09814
- [23] Zhou G, Chen R, Ru G 2014 *Laser Phys. Lett.* **11** 105001
- [24] Xiao F, Li B, Wang M, Zhu W, Zhang P, Liu S, Zhao J 2014 *Opt. Express* **22** 22763
- [25] Zhang M, Huo G, Zhong H, Hui Z 2017 *Opt. Express* **25** 22104
- [26] Wu Z K, Guo H, Wang W, Gu Y Z 2018 *Front. Phys.* **13** 134201
- [27] Chen W, Lu K, Yang J, Liu C, Wang X, Mu Y 2018 *Appl. Phys. B* **124** 217
- [28] Zhan K, Yang Z, Jiao R, Liu B, Han G, Xu X, Jiao Z 2019 *Opt. Commun.* **432** 49
- [29] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C 2007 *Opt. Express* **15** 16719
- [30] Chen C, Chen B, Peng X, Deng D 2015 *J. Opt.* **17** 035504
- [31] Peng Y, Peng X, Chen B, Zhou M, Chen C, Deng D 2016 *Opt. Commun.* **359** 116
- [32] Zhou M, Peng Y, Chen C, Chen B, Peng X, Deng D 2016 *Chin. Phys. B* **25** 084102
- [33] Deng D M 2011 *Eur. Phys. J. D* **65** 553
- [34] Deng D, Li H 2012 *Appl. Phys. B* **106** 677
- [35] Zhang X 2016 *Opt. Commun.* **367** 364
- [36] Shi Z, Xue J, Zhu X, Xiang Y, Li H 2017 *Phys. Rev. E* **95** 042209
- [37] Jiang Q, Su Y, Ma Z, Zheng W, Li Y, Nie H 2018 *J. Mod. Opt.* **65** 2243
- [38] Chen W J, Lu K Q, Hui J L, Zhang B J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 244202 (in Chinese) [陈卫军, 卢克清, 惠娟利, 张宝菊 2016 物理学报 **65** 244202]
- [39] Chen W, Ju Y, Liu C, Wang L, Lu K 2018 *Chin. Phys. B* **27** 114216
- [40] Dimitrevski K, Reimhult E, Svensson E, Öhgren A, Anderson D, Berntson A, Quiroga-Teixeiro M L 1998 *Phys. Lett. A* **248** 369
- [41] Reyna A S, Malomed B A, de Araújo C B 2015 *Phys. Rev. A* **92** 033810
- [42] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2008 *Opt. Lett.* **33** 207
- [43] Zhang Y, Belić M, Sun J, Zheng H, Wu Z, Chen H, Zhang Y 2015 *Rom. Rep. Phys.* **67** 1099
- [44] Deng F, Yu W, Deng D 2016 *Laser Phys. Lett.* **13** 116202



# Control on interaction of Airy-Gaussian beams in competing nonlinear medium<sup>\*</sup>

Chen Wei-Jun   Song De<sup>†</sup>   Li Ye   Wang Xin   Qin Xu-Lei   Liu Chun-Yang

(School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

(Received 8 January 2019; revised manuscript received 30 January 2019)

## Abstract

An investigation of control on the interaction of Airy-Gaussian beams (AiGBs) in cubic focusing and quintic defocusing competing nonlinear medium is performed by the split-step Fourier transform method. When the initial launch angle  $v$  is zero, two in-phase AiGBs attract each other and the breathing soliton with decaying period or soliton with invariant intensity can form in the case of weaker quintic defocusing nonlinearity. However, the interaction between two in-phase AiGBs under stronger quintic defocusing causes the average width of the breathing soliton to increase and even the beam bifurcation to occur, leading to the generation of soliton pairs. For the out-of-phase case, they repel each other, and the repulsive force increases monotonically with the increase of the quintic defocusing nonlinearity. When the initial launch angle for each of AiGBs is not zero, mutual attraction and repulsion can be exhibited during their interactions by adjusting the sign of  $v$  and the interval  $d$ . For the in-phase case, if  $v < 0$  and  $d < 0$  or  $v > 0$  and  $d > 0$ , there are strong repulsive force and weak attraction between the two AiGBs, resulting in the formation of soliton pairs, and with the decrease of the interval, the attraction becomes greater. When the interval is small enough, the overlapping of the light field can make the nonlinear effect identical to the diffraction effect, the attraction between the two AiGBs increases, while the repulsion force is almost zero, and then a single breathing soliton can be generated in the center of the two AiGBs. If  $v < 0$  and  $d > 0$  (big enough) or  $v > 0$  and  $d < 0$ , the constructive interference between two AiGBs causes the autofocusing beams first to be generated, then to repel each other, and the soliton pairs can form. For the out-of-phase case, if  $v < 0$  and  $d < 0$  or  $v > 0$  and  $d > 0$ , the repulsion between the two AiGBs becomes bigger, and the repulsion increases with  $|v|$  monotonically. If  $v < 0$  and  $d > 0$  or  $v > 0$  and  $d < 0$ , the elastic collision between the two AiGBs shows the phenomenon: first attracting and then repelling mutually. When both  $v$  and  $d$  are small enough, soliton pairs cannot form due to the unbalance between the strong diffraction effect and weaker nonlinear effect induced by the destructive interference.

**Keywords:** competing nonlinearity, Airy-Gaussian beam, interactions, light field control

**PACS:** 42.65.-k, 42.68.Ay, 52.35.Mw, 42.50.Wk

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190042

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51602028, 11805072, 11874091), the Key Program of Science and Technology of Jilin Province, China (Grant No. 2018020103GX), the Cooperation Project of Changchun Science and Technology Bureau, China (Grant No. 17DY029), and the Youth Science Foundation of Changchun University of Science and Technology, China (Grant No. XQNJJ-2017-04).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [songde\\_cust@163.com](mailto:songde_cust@163.com)