

两艾里-高斯光束在非局域非线性缺陷晶格中的相互作用

左茂武¹, 石智伟^{1*}, 李华刚^{2**}

¹广东工业大学机电工程学院, 广东 广州 510006;

²广东技术师范大学光电工程学院, 广东 广州 510665

摘要 对两艾里-高斯光束在一维非局域非线性缺陷晶格中的相互作用进行数值研究,并分别讨论了非线性非局域性、晶格性质、光束性质、光束入射角以及两光束相位差对传输实验结果的影响。实验发现两艾里-高斯光束在不同条件下相互作用会形成晶格孤子、准呼吸子,甚至还出现了晶格孤子对。其中,多数情况下观察到了准呼吸子,且准呼吸子的空间大小和周期受到了非局域非线性、晶格缺陷以及光速自加速的影响。当两艾里-高斯光束之间存在相位差入射时,它们在晶格中相互作用,形成两个孤子对,一对孤子垂直传输,而另一对孤子斜向传输。

关键词 非线性光学; 艾里-高斯光束; 缺陷晶格; 非线性; 非局域

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.051901

Interaction of Two Airy-Gaussian Beams in Nonlocal Nonlinear Medium with Defected Lattices

Zuo Maowu¹, Shi Zhiwei^{1*}, Li Huagang^{2**}

¹ School of Electromechanical Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou, Guangdong 510006, China;

² School of Optoelectronic Engineering, Guangdong Polytechnic Normal University, Guangzhou, Guangdong 510665, China

Abstract Interaction of two Airy-Gaussian beams in a one-dimensional nonlocal nonlinear defected lattice is numerically studied, and the effects of the nonlinear non-local properties, lattice properties, beam properties, beam incidence angle, and phase difference between the two beams on the experimental results are discussed. It is found that the interaction of two Airy-Gaussian beams under different conditions forms lattice solitons, quasi-breaths, and even lattice solitons. In most cases, the quasi-breaths are observed, and their spatial size and period are affected by nonlocal nonlinearity, lattice defects, and light self-acceleration. When phase difference exists between the two incident Airy-Gaussian beams, the interaction in the lattice will form a soliton pair, with one soliton transmitting vertically and the other soliton transmitting diagonally.

Key words nonlinear optics; Airy-Gaussian beams; defected lattice; nonlinearity; nonlocality

OCIS codes 190.6135; 160.2710; 260.1960

1 引言

自 2007 年 Siviloglou 等^[1-2]首次讨论艾里光束以来,艾里光束在均匀线性介质^[1-9]和克尔非线性介质^[10-17]中传播时表现出的自加速、无衍射和自愈特

性,引起了研究人员的广泛关注和研究。光孤子可通过艾里光束在不同的非线性介质中形成^[14-17]。非局域性不仅会对孤子传播^[18]和孤子间的相互作用^[19-22]产生很大影响,而且会影响自加速光束的传播^[23-24]及其相互作用^[25-27]。Efremidis 等^[28-29]首先

收稿日期: 2019-07-29; 修回日期: 2019-08-22; 录用日期: 2019-09-02

基金项目: 国家自然科学基金(11374067)

* E-mail: szwstar@gdut.edu.cn; ** E-mail: lhg_3@sina.com

证明了在周期晶格中可以产生自加速光束。Manela 等^[30]发现在二维周期系统中,无衍射光束能表现出对称性。Hu 等^[31]研究了艾里光束从非线性介质传输到线性介质的性质,并研究了在一维和二维光折变势下艾里光束的传输特性^[32]。Lučić 等^[33]发现自加速光束的加速受到正负缺陷晶格的控制,并且伴有折射率的变化。此外,他们还分析了光折变光子晶格如何影响和改变艾里光束的传播动力学^[34-35]。研究人在不同介质中的艾里-高斯光束中也观察到类似的自加速特性^[36-38]。其中,Chen 等^[37]研究了艾里-高斯光束在克尔介质和强非局域非线性介质^[38]中的传播特性。

与单加速光束的研究相比,艾里光束之间的相互作用逐渐引起了研究者的关注。文献^[39]研究了利用不同波长的艾里脉冲来控制孤子的动力学行为。赖松陶等^[40]研究了多光束的环形阵列艾里涡旋光束的自聚焦特性。王雅倩等^[41]研究了加速四艾里光束的坡印廷矢量和角动量。在可积和不可积系统中,研究人员讨论了自加速艾里光束和孤立波的相互作用^[42]。Wiersma 等^[43-44]在聚焦条件下分析了两个不相干的反扩散艾里光束的全光学互连和空间动力学。Zhang 等^[45-47]分别研究了非线性介质中一维艾里光束和艾里-高斯光束的相互作用。在非局域非线性下,研究人员对宽加速艾里光束和强高斯光束之间的相互作用进行了数值和实验研究^[48]。在湍流大气中,阵列艾里涡旋光束比单束艾里涡旋光束传输时的漂移量小^[49]。至今,虽已发现了自加速光束在均匀非局域非线性介质中相互作用的性质,但在非局域非线性缺陷晶格中的传输还未被研究。鉴于此,本文对一维非局域非线性缺陷介质中两艾里-高斯(AiG)光束相互作用的机制进行数值研究,讨论缺陷深度、非局域度、晶格周期等不同物理参数对 AiG 光束相互作用的影响。

2 理论模型和基本方程

考虑 AiG 光束在具有缺陷的自聚焦非局域非线性晶格中传输,其中 AiG 光束的波函数 $q(X, Z)$ 可用归一化非局域非线性薛定谔方程表述,即

$$i \frac{\partial q(X, Z)}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q(X, Z)}{\partial X^2} + V(X)q(X, Z) + \gamma q(X, Z)N(I) = 0, \quad (1)$$

式中: $N(I) = \int R(X - X') |q(X', Z)|^2 dX'$; $V(x)$ 为光子晶格的晶格势; γ 为非线性因子。 $R(X)$ 为介

质的归一化对称非局域响应实函数。通常,非局域响应实函数的特定形式主要依赖于介质材料,所以考虑高斯非局域响应实函数为 $R(X) = \exp(-X^2 / \omega_m^2) / (\sqrt{\pi} \omega_m)$, 它可以准确描述实际非局域介质的一般属性^[25-26, 38]。 ω_m 为响应的特征长度。当 $\omega_m \rightarrow 0$ 时,介质为局域;当 $\omega_m \rightarrow \infty$ 时,介质为强非局域。强度为 $I(X', Z) = |q(X, Z)|^2$, 其中 $X = x / \omega_0$ 为无量纲的横坐标(x 为实际的横坐标), X 与光束特征宽度 ω_0 成正比;另外 $Z = z / k\omega_0^2$ (z 为实际的纵坐标), 波数 $k = 2\pi / \lambda$ 。周期为 T 的晶格的周期性折射率分布为 $V(X) = A_n \cos^2\left(\frac{\pi X \omega_0}{T}\right) \{1 + \delta n_1 \exp[(-X + D)^2] + \delta n_2 \exp[(X + D)^2]\}$, 其中 A_n 为晶格调制深度, δn_1 和 δn_2 为缺陷深度, D 为控制光束分离的参数。假设 $\omega_0 = 20 \mu\text{m}$, $\lambda = 600 \text{ nm}$ 。非线性因子 $\gamma = 1$ 表示晶格为自聚焦非线性介质, $\gamma = 0$ 表示 AiG 光束在线性介质中传输。对于 AiG 光束, 其初始场分布为^[25-26, 37-38, 47]

$$q(X, 0) = A_0 A_i \left(\frac{X}{Q\omega_0}\right) \exp\left(\alpha \frac{X}{Q\omega_0}\right) \exp\left(-\frac{X^2}{\omega_0^2}\right), \quad (2)$$

式中: A_0 表示 AiG 光束的幅值; $A_i(\cdot)$ 为艾里函数; α 是与截断 AiG 光束相关的衰减因子; Q 为控制光束的分布因子, 当 Q 值较大时, 倾向于高斯光束, 反之为艾里光束。假设 $Q = 0.1$, $\alpha = 0.1$ 。为了研究两 AiG 光束的相互作用, 构造由两个偏移的单光束组成的人射光束^[25-27, 45-47], 即

$$q(X, 0) = A_1 A_i \left(\frac{X - D}{Q\omega_0}\right) \exp\left(\alpha \frac{X - D}{Q\omega_0}\right) \cdot \exp\left[-\frac{(X - D)^2}{\omega_0^2}\right] \exp[-i\beta_1(X - D)] + A_2 A_i \left(-\frac{X + D}{Q\omega_0}\right) \exp\left(-\alpha \frac{X + D}{Q\omega_0}\right) \cdot \exp\left[-\frac{(X + D)^2}{\omega_0^2}\right] \exp[i\beta_2(X - D)] \exp(i\delta\varphi), \quad (3)$$

式中: A_1 和 A_2 为两束 AiG 光束的振幅; β_1 和 β_2 分别表示两束光束的人射角(与 Z 方向的夹角); $\delta\varphi$ 为衡量相移的参数, $\delta\varphi = 0$ 和 $\delta\varphi = \pi$ 分别表示同相和异相的 AiG 光束。以(3)式作为初始输入, 并采用分步傅里叶方法数值模拟两 AiG 光束的相互作用过程。利用高斯光束实现缺陷的基本方案如图 1 所示。图 1(a)和 1(b)分别显示了规则的晶格分布($\delta n_1 = \delta n_2 = 0$)和高斯光束强度分布 $G(X) =$

$\delta n_j \exp(-X^2) (j=1,2)$; 图 1(c) 和 1(d) 分别显示了利用高斯光束调制的正缺陷晶格 ($\delta n_1 = \delta n_2 = 1$)

和负缺陷晶格 ($\delta n_1 = \delta n_2 = -1$) 的结果。图 1 中其他参数设为 $A_n = 3, D = -3, T = 50 \mu\text{m}$ 。

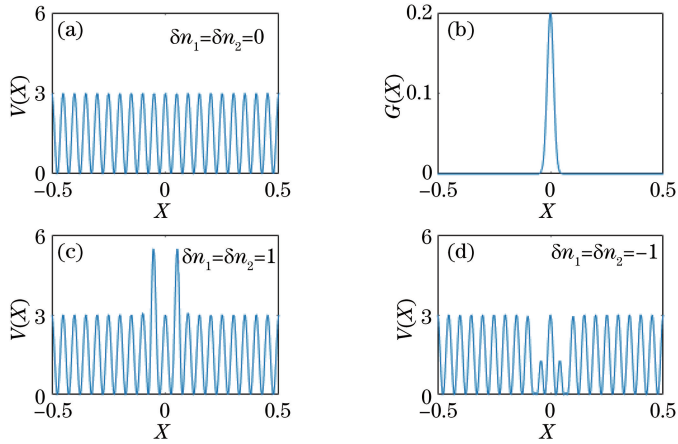


图 1 光子晶格缺陷的形成。(a) 规则晶格的分布; (b) 高斯光束强度分布 $G(X)$; (c) 正缺陷晶格; (d) 负缺陷晶格

Fig. 1 Defect generation in optical photonic lattice. (a) Regular lattice distribution; (b) Gaussian beam intensity distribution $G(X)$; (c) positive defect lattices; (d) negative defect lattices

3 数值结果讨论

两 AiG 光束在不同条件下的相互作用过程如图 2 所示。在图 2 中, 第一、第二、第三行分别表示

两 AiG 光束在线性介质、局域非线性介质和非局域非线性介质中传播, 第一、第二、第三列分别表示两 AiG 光束在无晶格、正常周期晶格和缺陷晶格中的传播。

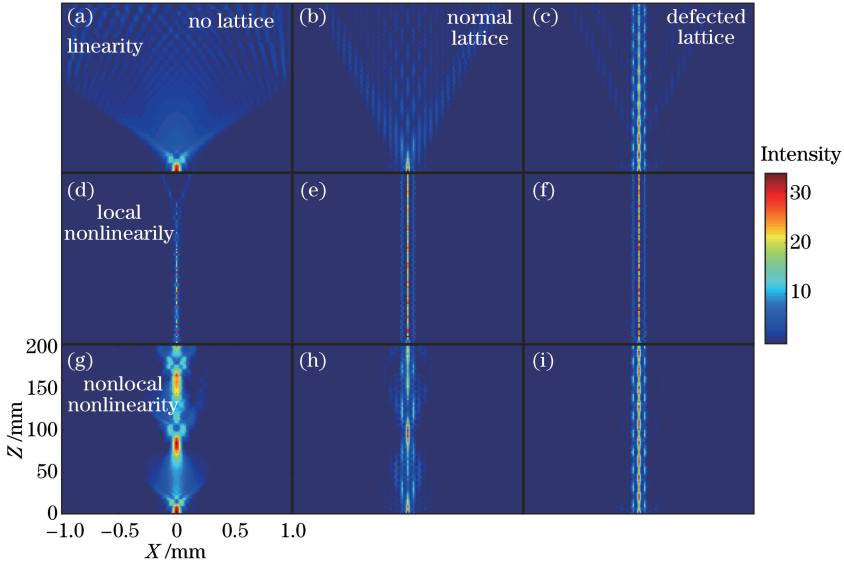


图 2 两 AiG 光束在不同条件下的相互作用。(a) $\gamma = 0, A_n = 0$; (b) $\gamma = 0, A_n = 5, \delta n_1 = \delta n_2 = 0$; (c) $\gamma = 0, A_n = 5.0, \delta n_1 = \delta n_2 = 0.5$; (d) $\omega_m = 0, \gamma = 1, A_n = 0$; (e) $\omega_m = 0, \gamma = 1, A_n = 5, \delta n_1 = \delta n_2 = 0$; (f) $\omega_m = 0, \gamma = 1, A_n = 5.0, \delta n_1 = \delta n_2 = 0.5$; (g) $\omega_m = 10 \mu\text{m}, \gamma = 1, A_n = 0$; (h) $\omega_m = 10 \mu\text{m}, \gamma = 1, A_n = 5, \delta n_1 = \delta n_2 = 0$; (i) $\omega_m = 10 \mu\text{m}, \gamma = 1, A_n = 5.0, \delta n_1 = \delta n_2 = 0.5$

Fig. 2 Interaction of two AiG beams under different conditions: (a) $\gamma = 0, A_n = 0$; (b) $\gamma = 0, A_n = 5, \delta n_1 = \delta n_2 = 0$; (c) $\gamma = 0, A_n = 5.0, \delta n_1 = \delta n_2 = 0.5$; (d) $\omega_m = 0, \gamma = 1, A_n = 0$; (e) $\omega_m = 0, \gamma = 1, A_n = 5, \delta n_1 = \delta n_2 = 0$; (f) $\omega_m = 0, \gamma = 1, A_n = 5.0, \delta n_1 = \delta n_2 = 0.5$; (g) $\omega_m = 10 \mu\text{m}, \gamma = 1, A_n = 0$; (h) $\omega_m = 10 \mu\text{m}, \gamma = 1, A_n = 5, \delta n_1 = \delta n_2 = 0$; (i) $\omega_m = 10 \mu\text{m}, \gamma = 1, A_n = 5.0, \delta n_1 = \delta n_2 = 0.5$

首先, 介质为线性介质。当介质为均匀介质时 ($A_n = 0$), 两 AiG 光束将会发生衍射[图 2(a)]; 当

引入周期晶格时 ($A_n = 5, \delta n_1 = \delta n_2 = 0$), 两光束将会发生部分相长相干[图 2(b)]; 当引入缺陷晶格时

($A_n=5.0, \delta n_1=\delta n_2=0.5$), 两光束会被缺陷部分捕获[图 2(c)]. 其次, 介质为局域非线性介质。当 $A_n=0$ 时, 由于局域非线性, 两 AiG 光束初始会被聚焦, 而后因为光束的自加速会发生衍射[图 2(d)]; 当 $A_n=5, \delta n_1=\delta n_2=0$ 时, 由于光束的自加速、局域非线性和周期晶格的相互作用, 两光束的相互作用导致三极孤子的出现[图 2(e)]; 当 $A_n=5.0, \delta n_1=\delta n_2=0.5$ 时, 也可以产生三极孤子, 不过孤子的中间由于缺陷的存在而获得了更多的能量[图 2(f)]. 最后, 介质为非局域非线性介质。从图 2(g)~(i) 可看到, 两 AiG 光束的相互作用机制不同于局域非线性的情况, 特别是在图 2(i) 中, 光束的自加速、缺陷晶格和非局域非线性的相互影响导致出现呼吸现象。图 2 中其他参数为 $D=2, A_1=A_2=3, \delta\varphi=0, \beta_1=\beta_2=0, T=50 \mu\text{m}$ 。需要注意的是, 下文各图中相应的光强强度均参考图 2 中的色度条。

图 3 进一步讨论了非局域非线性对两 AiG 光束相互作用的影响。当晶格是正常周期晶格[图 3(g)中的虚线]时, 光束相互作用可以在 $\omega_m=5$ 和 $\omega_m=10$ 时显示准呼吸子的性质。对比图 3(a) 和图 3(b) 可以看出, 当非局域非线性程度较高时, 准呼

吸周期较大。在 $\omega_m=25$ 时, 出现了类似衍射的现象, 如图 3(c) 所示。当引入缺陷晶格[图 3(g)中的实线]时, 从图 3(d) 和图 3(e) 可以看出, 呼吸现象在 $\omega_m=5$ 和 $\omega_m=10$ 时更明显。当 $\omega_m=25$ 时, 呼吸现象被更高的非局域非线性破坏, 如图 3(f) 所示。当 ω_m 较大时非局部非线性程度更高, 如图 3(h) 所示, 图中还绘制了 $|q^2|/10$ 的轮廓[图 3(e)]. 其他参数如下: $D=2, A_1=A_2=5, \delta\varphi=0, \beta_1=\beta_2=0, \omega_m=5, T=50 \mu\text{m}$ 。为了分析晶格如何影响两 AiG 光束的相互作用, 通过改变缺陷深度 δn_1 和 δn_2 、晶格调制周期 T 和晶格调制深度 A_n 进行讨论。缺陷对光束相互作用的影响如图 4 所示。在图 4(a)~(d) 中可以看出, 不同缺陷深度时, δn_1 和 δn_2 的相互作用动力学行为明显不同, 如图 4(e) 所示, 对于相同的输入光束, 这起源于不同的晶格分布。当 $\delta n_1=\delta n_2=-1, \delta n_1=\delta n_2=1$ 和 $\delta n_1=\delta n_2=2$ 时, 准呼吸子出现轻微振荡, 呼吸时间在 $\delta n_1=\delta n_2=1$ 时更长。此外, 在 $\delta n_1=-2, \delta n_2=2$ 时可以产生不对称呼吸子。图 4(e) 中 $\delta n_1=\delta n_2=-1$ 与 $\delta n_1=\delta n_2=1$ 的线型相同, 其中有双峰值的表示 $\delta n_1=\delta n_2=1$, 没有双峰值的表示 $\delta n_1=\delta n_2=-1$ 。

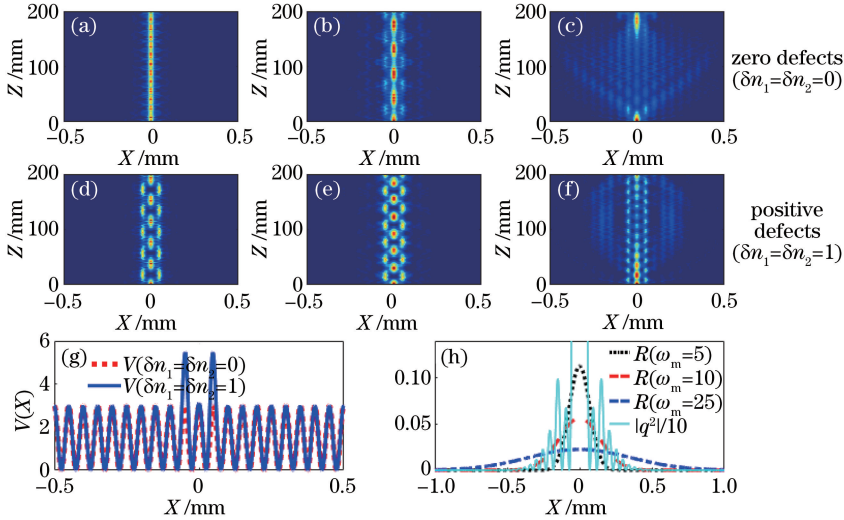


图 3 两 AiG 光束的相互作用。(a) $\omega_m=5$; (b) $\omega_m=10$; (c) $\omega_m=25$; (d) $\omega_m=5$; (e) $\omega_m=10$; (f) $\omega_m=25$; (g) 光子晶格势; (h) 非局部响应 R 和波束 $|q^2|/10$

Fig. 3 Interaction of two AiG beams: (a) $\omega_m=5$; (b) $\omega_m=10$; (c) $\omega_m=25$; (d) $\omega_m=5$; (e) $\omega_m=10$; (f) $\omega_m=25$; (g) profiles of photonic lattice potential; (h) profiles of nonlocal response R and the beam $|q^2|/10$

图 5(a)~(c) 给出了不同晶格周期 T 下的光束分布, 该分布可以看作是准呼吸子。从图 5(g) 可看出, T 越大, 中心峰值越大。 $T=30 \mu\text{m}$ 时, 中心两侧第一旁瓣的折射率高于中心的折射率。 $T=80 \mu\text{m}$ 时, 情况正好相反。将其他参数设为定值, 调制幅度 A_n 对两光束相互作用的影响也是显而易见

的。当 $A_n=3$ 时, 光束是准呼吸子[图 5(d)]。从图 5(e) 和图 5(f) 看出, 当 $A_n=5$ 和 $A_n=7$ 时可以得到多极孤子。图 5(h) 表示不同调制幅度下的晶格分布, 对应于图 5(d)~(f) 中不同的相互作用机制。其他参数与图 4 相同。

接下来讨论其他参数的影响, 例如光束分离参

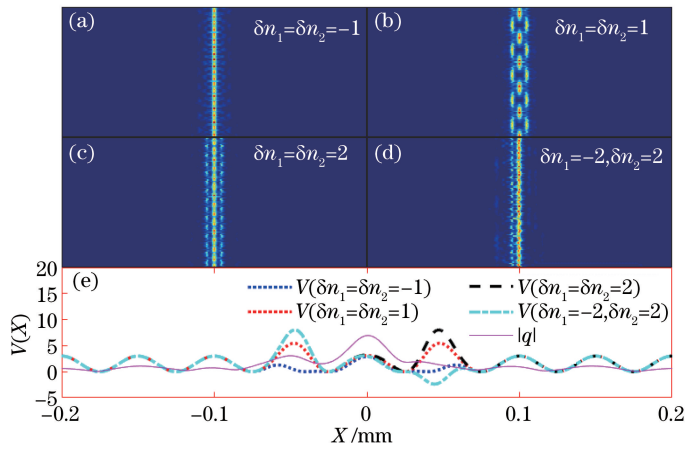


图 4 两 AiG 光束的相互作用及晶格势随 δn 值的变化。(a) $\delta n_1 = \delta n_2 = -1$; (b) $\delta n_1 = \delta n_2 = 1$; (c) $\delta n_1 = \delta n_2 = 2$; (d) $\delta n_1 = -2, \delta n_2 = 2$; (e) 4 种晶格势比较

Fig. 4 Interaction of two AiG beams with δn . (a) $\delta n_1 = \delta n_2 = -1$; (b) $\delta n_1 = \delta n_2 = 1$; (c) $\delta n_1 = \delta n_2 = 2$; (d) $\delta n_1 = -2, \delta n_2 = 2$; (e) comparison of four kinds of lattice potentials

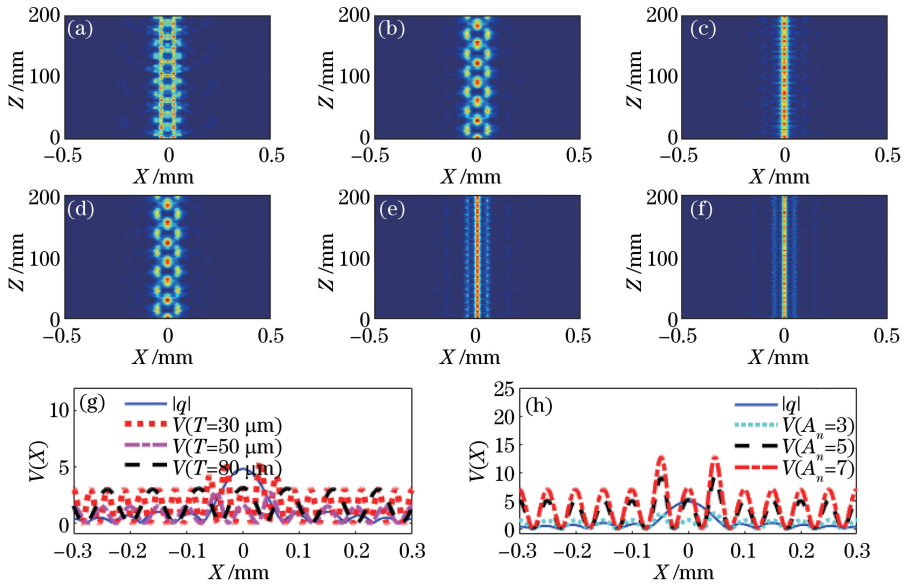


图 5 两 AiG 光束的相互作用。(a) $A_n = 3, T = 30 \mu\text{m}$; (b) $A_n = 3, T = 50 \mu\text{m}$; (c) $A_n = 3, T = 80 \mu\text{m}$; (d) $A_n = 3, T = 50 \mu\text{m}$; (e) $A_n = 5, T = 50 \mu\text{m}$; (f) $A_n = 7, T = 50 \mu\text{m}$; (g) 不同 T 条件下的晶格势和光束轮廓; (h) 不同 A_n 条件下的晶格势和光束轮廓

Fig. 5 Interaction of two AiG beams. (a) $A_n = 3, T = 30 \mu\text{m}$; (b) $A_n = 3, T = 50 \mu\text{m}$; (c) $A_n = 3, T = 80 \mu\text{m}$; (d) $A_n = 3, T = 50 \mu\text{m}$; (e) $A_n = 5, T = 50 \mu\text{m}$; (f) $A_n = 7, T = 50 \mu\text{m}$; (g) profiles of the lattice potentials and beams for different T ; (h) profiles of the lattice potentials and beams for different A_n

数 D , 相位差 $\delta\varphi$ 和初始输入角 β_1, β_2 对两光束相互作用的影响。如图 6(a)~(e) 所示, 相互作用机制随着光束分离参数 D 的变化而变化, 表现为具有轻微振荡的准呼吸子。随着 $|D|$ 的增大, 准呼吸子具有更大的空间尺寸和更长的周期。比较图 6(f) 中的虚线与点划线可知, 在相同的缺陷晶格势中, 光束在 $D = -2$ 和 $D = 2$ 之间的分布是不同的, 这决定了两光束的相互作用机制[图 6(a) 和图 6(e)]。其

他情况下的光束分布[图 6(b)~(d)]与这种情况类似。其他参数与图 5 相同。

只改变相位差和初始输入角度时, 结果如图 7 所示。假设 $\beta_1 = \beta_2 = 0$, 当 $\delta\varphi = 0$ 时, 两 AiG 光束的相互作用形成准呼吸子[图 7(a)], 这类似于具有明亮中心条纹的干涉条纹。当 $\delta\varphi = \pi$ 时, 图 7(c) 中的中心条纹是暗的。可以认为存在孤子对, 一对孤子束宽较宽, 另一对孤子光强较强。当 $\delta\varphi = \pi/2$ 时,

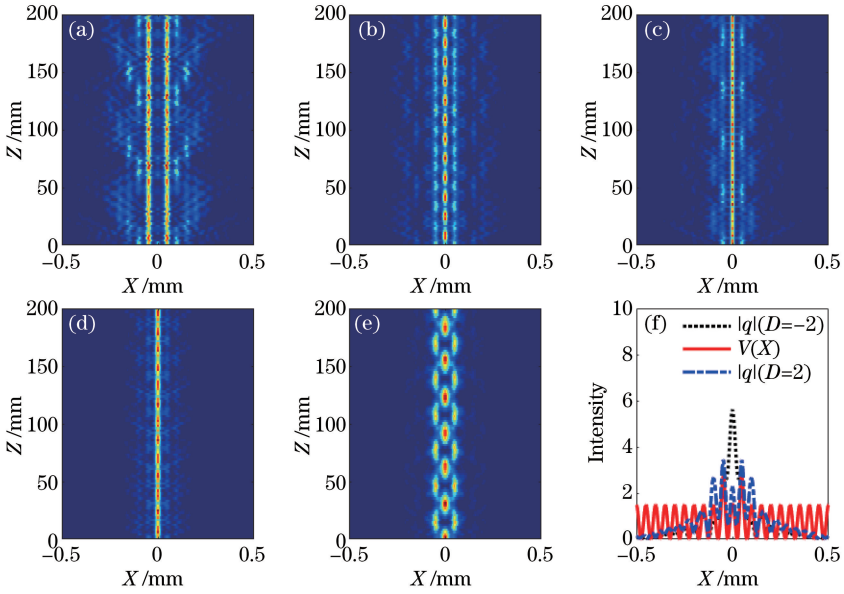


图 6 两 AiG 光束的相互作用。(a) $D=-2$; (b) $D=-1$; (c) $D=0$; (d) $D=1$; (e) $D=2$; (f) 两 AiG 光束在 $D=-2$ 、 $D=2$ 及 $\delta n_1 = \delta n_2 = 1$ 的缺陷光子晶格中的光强分布

Fig. 6 Interaction of two AiG beams. (a) $D=-2$; (b) $D=-1$; (c) $D=0$; (d) $D=1$; (e) $D=2$; (f) intensity profiles of the AiG beams with $D=-2$ and $D=2$ and the defect photonic lattice with $\delta n_1 = \delta n_2 = 1$

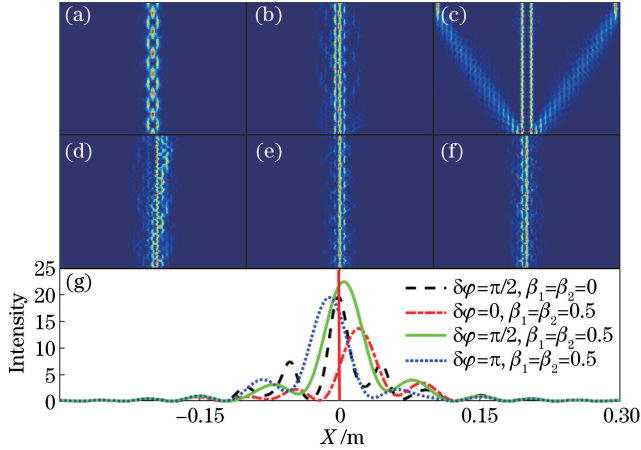


图 7 两 AiG 光束的相互作用。(a) $\beta_1 = \beta_2 = 0, \delta\varphi = 0$; (b) $\beta_1 = \beta_2 = 0, \delta\varphi = \pi/2$; (c) $\beta_1 = \beta_2 = 0, \delta\varphi = \pi$; (d) $\beta_1 = \beta_2 = 0.5, \delta\varphi = 0$; (e) $\beta_1 = \beta_2 = 0.5, \delta\varphi = \pi/2$; (f) $\beta_1 = \beta_2 = 0.5, \delta\varphi = \pi$; (g) AiG 光束的强度分布

Fig. 7 Interaction of two AiG beams. (a) $\beta_1 = \beta_2 = 0, \delta\varphi = 0$; (b) $\beta_1 = \beta_2 = 0, \delta\varphi = \pi/2$; (c) $\beta_1 = \beta_2 = 0, \delta\varphi = \pi$; (d) $\beta_1 = \beta_2 = 0.5, \delta\varphi = 0$; (e) $\beta_1 = \beta_2 = 0.5, \delta\varphi = \pi/2$; (f) $\beta_1 = \beta_2 = 0.5, \delta\varphi = \pi$; (g) intensity profiles of the AiG beams

图 7(b) 中出现了具有微小振荡的不对称准呼吸子, 因为光束强度分布的质心(粗虚线)位于图 7(g) 中 $X=0$ 的右侧。同样, 假设 $\beta_1 = \beta_2 = 0.5$, 在 $\delta\varphi = \pi/2$ 和 $\delta\varphi = \pi$ 时, 图 7(e) 和图 7(f) 中的准呼吸子都是非对称的, 因为光束强度分布的质心[图 7(g) 中的实线和细虚线]不在 $X=0$ 处。当 $\delta\varphi = 0$ 时, 因为光束加速度[图 7(g) 中的点划线]、非局部非线性和缺陷晶格之间的相互作用, 故可以观察到光束的旁瓣在围绕主瓣旋转, 如图 7(d) 所示。图 7 中其他参数是 $A_1 = A_2 = 5, A_n = 3, D = 2, \omega_m = 10, T = 50 \mu\text{m}$ 。

4 结 论

通过分步傅里叶方法, 对非局域非线性介质中两 AiG 光束与缺陷晶格的相互作用进行数值研究, 发现存在晶格孤子、准呼吸子和孤子对。当介质是局域非线性时, 可能存在晶格孤子, 并且其功率分布会受到缺陷的影响。非局域程度、光束的分离距离、缺陷、晶格的调制深度和周期、相位差和初始输入角都可能会影响准呼吸子的空间大小和周期性。通常, 同相情况下的中心非线性“干涉条纹”是明亮的,

而在反相情况下是暗的。选择合适的条件时,可以形成旁瓣绕主瓣旋转的孤子。

参 考 文 献

- [1] Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(8): 979-981.
- [2] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Observation of accelerating airy beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(21): 213901.
- [3] Bandres M A. Accelerating beams [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(24): 3791-3793.
- [4] Efremidis N K, Christodoulides D N. Abruptly autofocusing waves [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 4045-4047.
- [5] Chong A, Renninger W H, Christodoulides D N, et al. Airy - Bessel wave packets as versatile linear light bullets[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 103-106.
- [6] Greenfield E, Segev M, Walasik W, et al. Accelerating light beams along arbitrary convex trajectories[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 213902.
- [7] Alonso M A, Bandres M A. Spherical fields as nonparaxial accelerating waves [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(24): 5175-5177.
- [8] Kammerer I, Bekenstein R, Nemirovsky J, et al. Nondiffracting accelerating wave packets of Maxwell's equations [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(16): 163901.
- [9] Zhang P, Hu Y, Li T C, et al. Nonparaxial Mathieu and Weber accelerating beams [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(19): 193901.
- [10] Kammerer I, Segev M, Christodoulides D N. Self-accelerating self-trapped optical beams [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 213903.
- [11] Kammerer I, Nemirovsky J, Segev M. Self-accelerating self-trapped nonlinear beams of Maxwell's equations [J]. *Optics Express*, 2012, 20(17): 18827-18835.
- [12] Zhang P, Hu Y, Cannan D, et al. Generation of linear and nonlinear nonparaxial accelerating beams [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(14): 2820-2822.
- [13] Driben R, Meier T. Nonlinear dynamics of Airy-vortex 3D wave packets: emission of vortex light waves [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(19): 5539-5542.
- [14] Allayarov I M, Tsoy E N. Dynamics of Airy beams in nonlinear media[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(2): 023852.
- [15] Fattal Y, Rudnick A, Marom D M. Soliton shedding from Airy pulses in Kerr media[J]. *Optics Express*, 2011, 19(18): 17298-17307.
- [16] Panagiotopoulos P, Papazoglou D G, Couairon A, et al. Sharply autofocused ring-Airy beams transforming into non-linear intense light bullets[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2622.
- [17] Hang C, Huang G X. Guiding ultraslow weak-light bullets with Airy beams in a coherent atomic system [J]. *Physical Review A*, 2014, 89(1): 013821.
- [18] Królikowski W, Bang O, Nikolov I, et al. Modulational instability, solitons and beam propagation in spatially nonlocal nonlinear media[J]. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, 2004, 6(5): S288-S294.
- [19] Rotschild C, Alfassi B, Cohen O, et al. Long-range interactions between optical solitons [J]. *Nature Physics*, 2006, 2(11): 769-774.
- [20] Meier J, Stegeman G I, Silberberg Y, et al. Nonlinear optical beam interactions in waveguide arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(9): 093903.
- [21] Ren H C, Chen L X, Ding W Q. Beam interaction in one-dimensional inhomogeneous Kerr nonlinear arrays [J]. *Optics Communications*, 2009, 282(23): 4609-4613.
- [22] Chen Y J, Cui H, Luo A P, et al. Influence of lattice defects on the coherent interaction of photovoltaic lattice solitons[J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(10): 105902.
- [23] Bekenstein R, Segev M. Self-accelerating optical beams in highly nonlocal nonlinear media[J]. *Optics Express*, 2011, 19(24): 23706-23715.
- [24] Zhou G Q, Chen R P, Ru G Y. Propagation of an Airy beam in a strongly nonlocal nonlinear media[J]. *Laser Physics Letters*, 2014, 11(10): 105001.
- [25] Shen M, Gao J S, Ge L J. Solitons shedding from Airy beams and bound states of breathing Airy solitons in nonlocal nonlinear media [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 9814.
- [26] Zhang X P. Bound states of breathing Airy-Gaussian beams in nonlocal nonlinear medium [J]. *Optics Communications*, 2016, 367: 364-371.
- [27] Shen M, Li W, Lee R K. Control on the anomalous interactions of Airy beams in nematic liquid crystals [J]. *Optics Express*, 2016, 24(8): 8501-8511.

- [28] Efremidis N K, Chremmos I D. Caustic design in periodic lattices [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(7): 1277-1279.
- [29] Chremmos I D, Efremidis N K. Band-specific phase engineering for curving and focusing light in waveguide arrays [J]. *Physical Review A*, 2012, 85(6): 063830.
- [30] Manela O, Segev M, Christodoulides D N. Nondiffracting beams in periodic media [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(19): 2611-2613.
- [31] Hu Y, Huang S, Zhang P, et al. Persistence and breakdown of Airy beams driven by an initial nonlinearity [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 3952-3954.
- [32] Ye Z Y, Liu S, Lou C B, et al. Acceleration control of Airy beams with optically induced refractive-index gradient [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(16): 3230-3232.
- [33] Lučić N M, Bokić B M, Grujić D Ž, et al. Defect-guided Airy beams in optically induced waveguide arrays [J]. *Physical Review A*, 2013, 88(6): 063815.
- [34] Piper A, Timotijević D V, Jović D M. Acceleration control of Airy beams with optically induced photonic lattices [J]. *Physica Scripta*, 2013, 2013(T157): 014023.
- [35] Diebel F, Bokić B M, Boguslawski M, et al. Control of Airy-beam self-acceleration by photonic lattices [J]. *Physical Review A*, 2014, 90(3): 033802.
- [36] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C. Airy-Gauss beams and their transformation by paraxial optical systems [J]. *Optics Express*, 2007, 15(25): 16719-16728.
- [37] Chen C D, Chen B, Peng X, et al. Propagation of Airy - Gaussian beam in Kerr medium [J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(3): 035504.
- [38] Deng D, Li H. Propagation properties of Airy - Gaussian beams [J]. *Applied Physics B*, 2012, 106(3): 677-681.
- [39] Cai W Y, Mills M S, Christodoulides D N, et al. Soliton manipulation using Airy pulses [J]. *Optics Communications*, 2014, 316: 127-131.
- [40] Lai S T, Lan Y P, Mao H X, et al. Self-focusing characteristics of circular array airy vortex beams [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(4): 0405002.
- 赖松陶, 兰燕平, 毛红行, 等. 环形阵列艾里涡旋光束的自聚焦特性 [J]. *中国激光*, 2019, 46(4): 0405002.
- [41] Wang Y Q, Ren Z J, Li X D. Poynting vector and angular momentum of accelerating quad Airy beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(12): 1226001.
- 王雅倩, 任志君, 李晓东. 加速四艾里光束的坡印亭矢量及角动量研究 [J]. *光学学报*, 2015, 35(12): 1226001.
- [42] Assanto G, Minzoni A A, Smyth N F. On optical Airy beams in integrable and non-integrable systems [J]. *Wave Motion*, 2015, 52: 183-193.
- [43] Wiersma N, Marsal N, Sciamanna M, et al. All-optical interconnects using Airy beams [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(20): 5997-6000.
- [44] Wiersma N, Marsal N, Sciamanna M, et al. Spatiotemporal dynamics of counterpropagating Airy beams [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 13463.
- [45] Zhang Y Q, Belić M, Wu Z K, et al. Soliton pair generation in the interactions of Airy and nonlinear accelerating beams [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(22): 4585-4588.
- [46] Zhang Y Q, Belić M R, Zheng H B, et al. Interactions of Airy beams, nonlinear accelerating beams, and induced solitons in Kerr and saturable nonlinear media [J]. *Optics Express*, 2014, 22(6): 7160-7171.
- [47] Peng Y L, Peng X, Chen B, et al. Interaction of Airy - Gaussian beams in Kerr media [J]. *Optics Communications*, 2016, 359: 116-122.
- [48] Bekenstein R, Schley R, Mutzafi M, et al. Optical simulations of gravitational effects in the Newton - Schrödinger system [J]. *Nature Physics*, 2015, 11(10): 872-878.
- [49] Cheng Z, Chu X C, Zhao S H, et al. Study of the drift characteristics of Airy vortex beam in atmospheric turbulence [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(12): 1213002.
- 程振, 楚兴春, 赵尚弘, 等. 艾里涡旋光束在大气湍流中的漂移特性研究 [J]. *中国激光*, 2015, 42(12): 1213002.