

光诱导晶格中偶极孤子的研究

杨 斌 覃亚丽 刘 鲜 任宏亮 薛林林

浙江工业大学信息工程学院光纤通信与信息工程研究所, 浙江 杭州 310023

摘要 在光折变晶体中可通过光诱导来产生光子晶格,对偶极孤子在光子晶格中的传输特性进行研究,通过数值仿真发现,偶极光束入射到对角晶格点时,改变光折变晶体上的外加电场强度、入射振幅以及光诱导晶格深度,偶极光束的传输会出现不同的传输结果。研究表明,由于光诱导晶格的存在,入射偶极光束可以克服两峰间的相互作用;当外加电场强度、入射振幅和晶格深度三个条件匹配时,异相偶极孤子存在且能稳定传输,而同相偶极孤子总是不稳定的,当光束强度较低时,其不稳定性较弱。

关键词 非线性光学; 偶极孤子; 光诱导光子晶格; 光折变晶体; 数值仿真

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0719001

Research on Dipole Solitons in Optically Induced Lattices

Yang Bin Qin Yali Liu Xian Ren Hongliang Xue Linlin

Institute of Fiber Optic Communication and Information Engineering, College of Information Engineering, Zhejiang University of Technology, Hangzhou, Zhejiang 310023, China

Abstract Photonic lattices are optically induced in photorefractive crystals and the transmission of dipole solitons in photonic lattices is studied. By means of numerical simulation, when the dipole beams are launched at the diagonal lattice sites, different transmission results of dipole beams are obtained when the intensity of bias field voltage, the intensity of beams and the depth of lattices are changed. These results show that the input dipole beams can overcome the interaction between the two humps as a result of the existence of the lattices. Under suitable conditions, out-of-phase dipole solitons exist and are stable. In contrast, in-phase dipole solitons are always unstable, and the instability is weaker if the beam intensity is lower.

Key words nonlinear optics; dipole soliton; optically-induced photonic lattice; photorefractive crystal; numerical simulation

OCIS codes 190.4400; 260.2160; 190.5330; 160.5320

1 引 言

高斯光束在线性介质中传输时,光束因为衍射效应会发生展宽。在非线性介质中传输时,介质的非线性效应导致光束的自聚焦,当自聚焦效应和衍射效应达到平衡时,光束就能形成稳定传输的空间孤子^[1]。通过光诱导可以在光折变晶体内产生光子晶格,晶格对入射到晶格点上的光束具有束缚作用,在一定条件下入射光束能形成光折变空间孤子^[2-4]。与 Kerr 效应的非线性机理不同,光折变晶体可以在弱光(毫瓦量级)时形成孤子,形成孤子的条件与光折变介质的非线性参数、外加电场强度以及入射光振幅有关。这种弱光非线性效应在光纤通信网络中,如全光开关^[5]、光波导^[6]等方面具有广泛的应用价值。

近年来,诸多学者开始研究结构更为复杂的多模孤子^[7-10],偶极孤子就是其中的典型模型。García 等^[11]首次在理论上预言了偶极孤子的存在,Krolikowski 等^[12]首次在实验中观测到偶极孤子。通过对光诱

收稿日期: 2016-01-18; **收到修改稿日期:** 2016-03-22

基金项目: 国家自然科学基金(61275124,61405178,61205121)

作者简介: 杨 斌(1991—),男,硕士研究生,主要从事光孤子及非线性光学方面的研究。

E-mail: 826882580@qq.com

导师简介: 覃亚丽(1963—),女,博士,教授,主要从事光孤子及非线性光学、微波通信及电磁计算、信号处理等方面的研究。E-mail: ylqin@zjut.edu.cn (通信联系人)

导的波导和光子晶格的研究来讨论偶极孤子的捕获及其稳定性已成为研究热点^[13-17],也有学者研究了在不同非局域介质中偶极孤子的形成及其传输特性^[18-20]。根据两峰之间的相位关系偶极光束可分为同相偶极光束和异相偶极光束。同相偶极光束传输时两峰之间存在相互吸引作用,当光束在非线性介质中传输时两峰会发生融合。相反,异相偶极光束传输时两峰之间存在相互排斥作用,当光束在非线性介质中传输时,两峰的间距会随着传输距离的增加而增加。当偶极光束入射到光诱导晶格的对角晶格点时,由于晶格的束缚作用,偶极光束的传输会产生新的有趣现象。

本文研究分析了偶极光束在光诱导晶格中的传输特性。通过数值仿真研究发现,当光折变晶体上的外加电场强度、光诱导的晶格深度以及入射光束的振幅匹配时,异相偶极孤子总是存在并且线性稳定,而同相偶极孤子总是线性不稳定的。改变入射光束振幅、外加电场强度和晶格深度对偶极孤子的传输都有一定影响。

2 数学模型

考虑傍轴近似,偶极光束在光诱导的光子晶格中的传输特性服从归一化非线性薛定谔方程^[21]:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{V_0}{1 + I_s + |U|^2} U = 0, \quad (1)$$

式中 U 为入射光场的归一化慢变振幅, I_s 为方形晶格经过晶体背景光强归一化处理的强度分布, 横向坐标 x, y 由光束宽度 x_0 进行归一化, 传输距离 z 由 $k_0 n_e x_0^2$ 进行归一化, 波数 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, 取 $x_0 = 14 \mu\text{m}$, 晶体的非寻常折射率 $n_e = 2.33$, $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$, 故 $z = 1$ 相当于实际传输距离为 5.88 mm 。外加电压系数 $V_0 = k_0^2 n_e^4 \gamma_{33} E_0 x_0^2 / 2$, E_0 为外加电场强度, 电光系数 $\gamma_{33} = 235 \text{ pm/V}$ 。以下仿真参数均为归一化后的无量纲值。

I_s 表达式为

$$I_s = I_0 \sin^2 \frac{x+y}{\sqrt{2}} \sin^2 \frac{x-y}{\sqrt{2}}, \quad (2)$$

式中 I_0 为归一化后的晶格深度。当 $I_0 = 20$ 时, 晶格强度分布如图 1 所示。

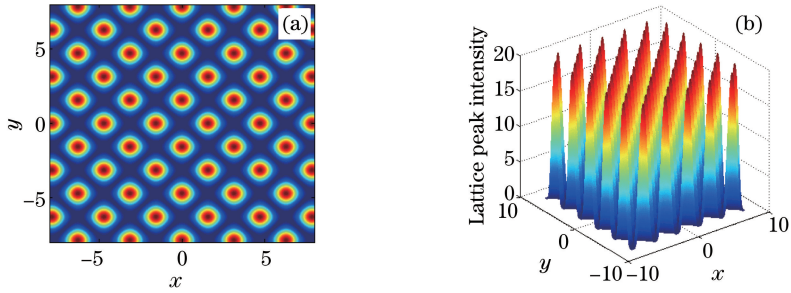


图 1 方形光子晶格的强度分布。(a) 二维图; (b) 三维图

Fig. 1 Intensity distribution of square optical lattices. (a) Two-dimensional pattern; (b) three-dimensional pattern

根据两峰之间相位关系的不同,偶极光束可分为同相偶极光束和异相偶极光束。对于输入的偶极光束,其数学模型可描述为

$$U(x, y) = A \{ \exp\{-[x^2 + (y - \mu)^2] / \sqrt{2}\} + \exp(i l \pi) \exp\{-[x^2 + (y + \mu)^2] / \sqrt{2}\} \}, \quad (3)$$

式中 A 为光束的振幅, $l = 0$ 表示同相光束, $l = 1$ 表示异相光束, 通过改变 μ 的取值来调整两峰的间距, 从而控制光束在晶格点的入射情况。未对晶体施加外加电场时, 晶体为线性介质, 图 2 所示为偶极光束在线性介质中传输时强度和相位分布图, 其中图 2(a)~(c) 分别为异相偶极光束及其在 $z = 2.4$ 处的强度和相位分布, 图 2(d)~(f) 分别为同相偶极光束及其在 $z = 2.4$ 处的强度和相位。可以看到异相偶极光束的上半部分相位为 π , 下半部分相位为 0 , 相位差为 π , 而同相偶极光束两峰之间的相位差为 0 。

对晶体施加外加电场, 电场方向与晶体的 C 轴同向, 晶体呈现自聚焦非线性。偶极光束在自聚焦光折变晶体中传输时, 光束会受到非线性效应影响。图 3 是偶极光束分别在 $z = 2.4$ 和 $z = 4.8$ 处的强度分布, 其中图 3(a)、(b) 为异相偶极光束, 图 3(c)、(d) 为同相偶极光束。

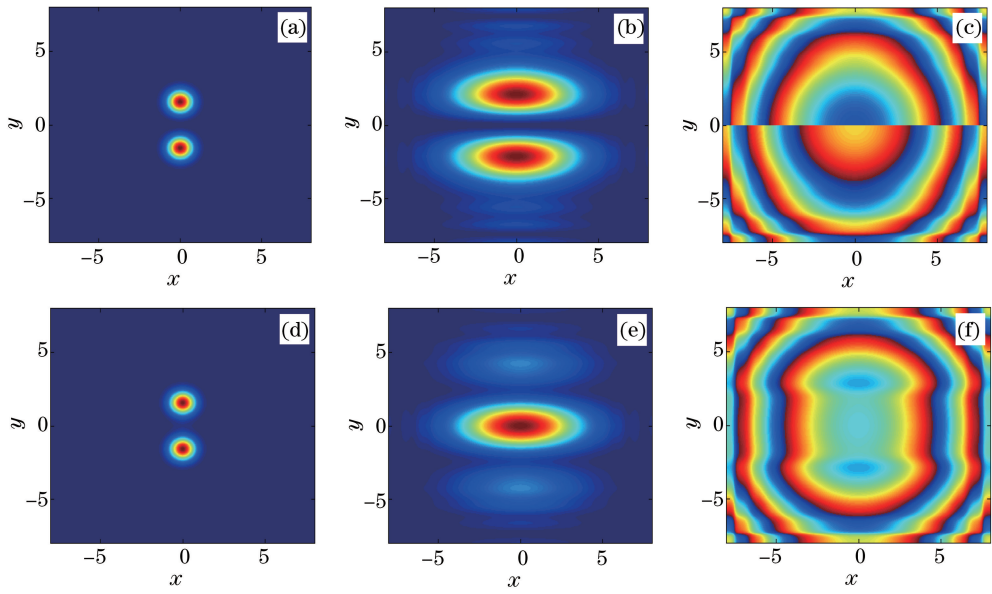


图 2 在线性介质中传输的偶极光束。(a) 异相偶极光束及其在 $z=2.4$ 处的 (b) 强度和 (c) 相位分布；
(d) 同相偶极光束及其在 $z=2.4$ 处的 (e) 强度和 (f) 相位分布

Fig. 2 Dipole beams transmitted in linear medium. (a) Out-of-phase dipole beams and their (b) intensity and (c) phase distributions at $z=2.4$; (d) in-phase dipole beams and their (e) intensity and (f) phase distributions at $z=2.4$

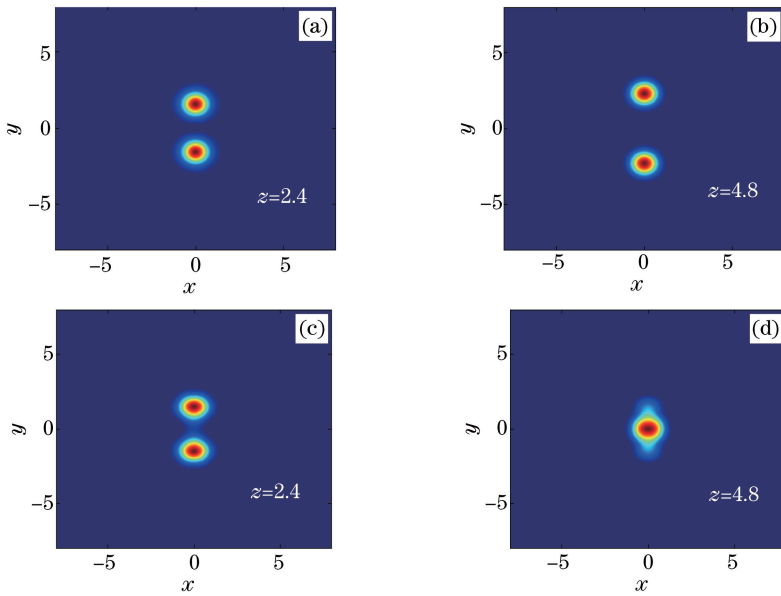


图 3 偶极光束在自聚焦非线性介质中的强度分布。(a)(b) 异相偶极光束；(c)(d) 同相偶极光束

Fig. 3 Intensity distribution of dipole beams in self-focusing nonlinear media.

(a)(b) Out-of-phase dipole beams; (c)(d) in-phase dipole beams

由图 2、3 可以发现,异相偶极光束在线性介质中传输时,光束因为衍射效应发生展宽,但由于光束之间的相互排斥作用,光束之间的光场强度几乎为零;在自聚焦非线性介质中传输时,衍射效应被抑制,随着传输距离的增加,由于排斥作用的影响异相偶极光束发生相离。同相偶极光束在线性介质中传输时,由于光束之间的相互吸引作用,在传输一定距离后光束出现融合;在非线性介质中传输时,同相偶极光束发生自聚焦,随着传输距离的增加,两波峰的间距减小,光束出现融合直至聚合成一束光,因此无法形成偶极孤子。

3 数值仿真结果与分析

在光折变晶体中可以通过光诱导来产生光子晶格,当晶体外加电场方向不同时,晶体呈现出自聚焦非线性和自散焦非线性,此处研究的是自聚焦非线性情况。入射到光子晶格阵列的相邻晶格点处的偶极光束被光子晶格的阵列势阱俘获,从而形成偶极孤子。

3.1 异相偶极孤子

异相偶极孤子是在两个异相波峰之间的相互排斥作用和晶格束缚作用的共同影响下形成的一种束缚态孤子。数值仿真发现,在合适条件下异相偶极光束被晶格的阵列势阱俘获而形成异相偶极孤子,并可以稳定传输很长距离。由图 4 可知,当 $A = 2, E_0 = 20, I_0 = 20$ 时,异相偶极孤子在晶格点入射后,在 $z = 2.4$ 和 $z = 4.8$ 处强度分布不变,两峰的间距也保持不变。

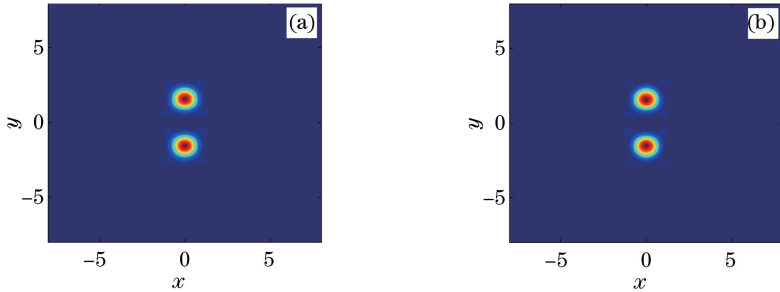


图 4 异相偶极孤子传输不同距离后的强度分布。(a) $z = 2.4$; (b) $z = 4.8$

Fig. 4 Intensity distributions of out-of-phase dipole solitons after transmitting over different distances. (a) $z = 2.4$; (b) $z = 4.8$

当光强过大时,异相偶极光束的两峰在晶格点之外,如图 5(a)所示。当光束振幅 $A = 20$ 时,两峰之间的间距大于相邻对角晶格点之间的间距,图 5(a)中虚线区域为晶格点位置。这是由于入射光振幅过大,光束之间的干涉相消作用增强,两峰中间区域的折射率减小,这使得异相偶极光束两峰之间的排斥作用增强,表现为异相偶极光束相离。当晶格深度不变时,随着传输距离的增加,两峰之间的排斥作用减弱,在传输适当距离后,两峰之间又达到新的平衡,光束仍保持稳定传输。当输入振幅过小时,比如 $A = 0.5$,光束变得发散,受到邻近晶格点的影响,光束能量会扩散到入射晶格点的邻近晶格点处,如图 5(b)所示。

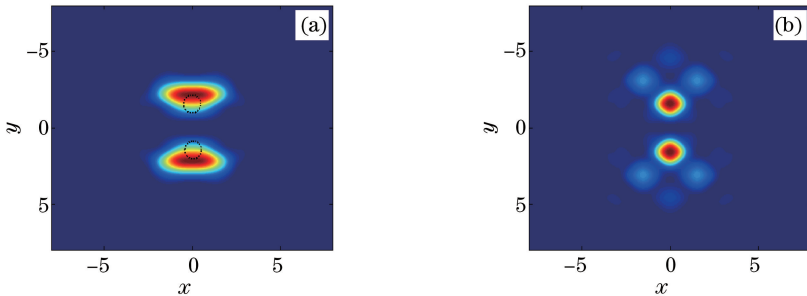


图 5 当 $E_0 = 20, I_0 = 20$ 时,不同输入振幅下在 $z = 4.8$ 处异相偶极光束的强度分布。(a) $A = 20$; (b) $A = 0.5$

Fig. 5 Intensity distributions of out-of-phase dipole beams at $z = 4.8$ for different input amplitude when $E_0 = 20, I_0 = 20$. (a) $A = 20$; (b) $A = 0.5$

光诱导晶格对入射光束的传输具有束缚作用,晶格的深度会影响束缚作用的强弱,进而影响光束的传输。当晶格深度过大时,晶格对光束的束缚作用增强,邻近晶格点也会对入射光束产生影响,因此异相偶极光束的能量会向邻近晶格点传输,如图 6(a)所示。当晶格深度减小时,晶格对光束的束缚作用减弱,此时自聚焦非线性效应起主导作用,光束的峰值能量增大,表现为光束宽度变小,如图 6(b)所示。

外加电场强度 E_0 对异相偶极光束的传输同样产生影响。当 E_0 较小时,异相偶极光束受到的衍射效应大于非线性自聚焦效应,光束的能量沿着原方向扩散到相邻晶格点,传输距离越远,覆盖晶格点越多,如图 7(a)所示。相反,当 E_0 较大时,光束受到的自聚焦效应更强,光束能量会发生会聚,如图 7(b)所示,光束的峰值能量由入射峰值强度 4 增加至 18.656。

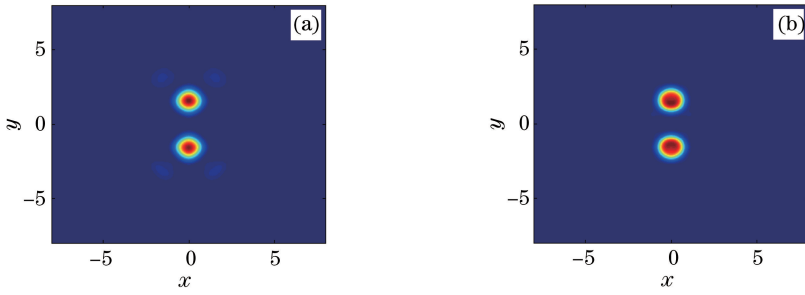


图 6 当 $E_0=20$, $A=2$ 时,不同晶格深度下在 $z=4.8$ 处异相偶极光束的强度分布。(a) $I_0=100$; (b) $I_0=5$

Fig. 6 Intensity distributions of out-of-phase dipole beams at $z=4.8$ for different lattice depths when $E_0=20$, $A=2$. (a) $I_0=100$; (b) $I_0=5$

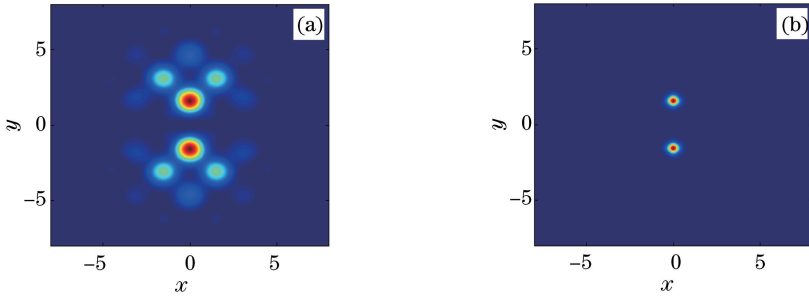


图 7 当 $I_0=20$, $A=2$ 时,不同外加电场强度下在 $z=4.8$ 处异相偶极光束的强度分布。(a) $E_0=5$; (b) $E_0=50$

Fig. 7 Intensity distributions of out-of-phase dipole beams at $z=4.8$ for different applied electric field intensity when $I_0=20$, $A=2$. (a) $E_0=5$; (b) $E_0=50$

3.2 同相偶极孤子

同相偶极孤子是在两个同相峰之间的相互吸引作用和晶格束缚作用的共同影响下形成的一种束缚态孤子。理论上,异相偶极孤子在相当大的参数范围内总表现为线性稳定,而同相偶极孤子总表现为不稳定,增加外加电场强度能够使晶体呈现出更强的非线性效应,从而抑制这种不稳定性。在合适条件下不稳定性明显减弱,在仿真实验中可以观察到同相偶极孤子,如图 8 所示,其中 $A=3$, $E_0=14$, $I_0=14$ 。图 8(a)、(b) 所示为同相偶极光束在 $z=2.4$ 、 $z=4.8$ 处的强度分布,其强度分布基本不变。

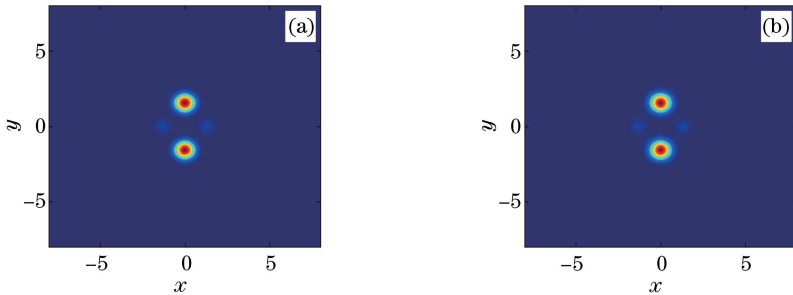


图 8 同相偶极孤子传输不同距离后的强度分布。(a) $z=2.4$; (b) $z=4.8$

Fig. 8 Intensity distributions of in-phase dipole solitons after transmitting over different distances. (a) $z=2.4$; (b) $z=4.8$

当光束振幅过大时,由于同相偶极光束之间的干涉相加效应增强,光束两峰之间区域的折射率增加,晶格的束缚作用不足以抵抗同相偶极光束两峰之间的相互吸引作用,表现为同相偶极光束的能量向中心非晶格点区域会聚,随着传输距离的增加,两峰融合成单峰,如图 9(a)所示。由此可见,输入光束振幅过大并不能形成上述所说的同相偶极孤子。当减小光束振幅至 $A=0.5$ 时,位于两个入射波峰之间正交方向的晶格点处出现两个旁瓣波,光束变为非局域的,且发生离散衍射,如图 9(b)所示。不同于异相偶极光束的能量沿着原来的方向扩散,同相偶极光束的能量沿着入射偶极光束的正交方向扩散。

当外加电场强度减小时,同相偶极光束受到的非线性自聚焦效应不足以平衡光束的衍射效应,光束能量

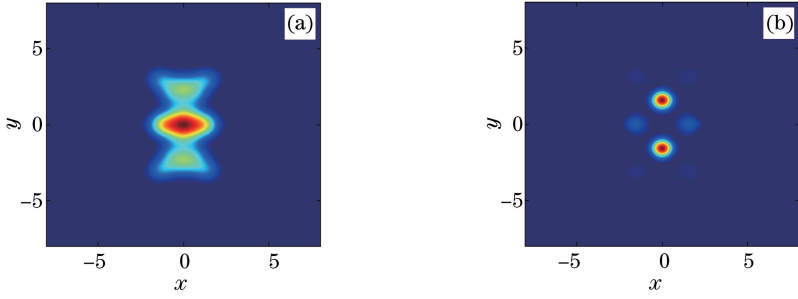


图 9 当 $E_0=14, I_0=14$ 时,不同光束振幅下在 $z=4.8$ 处同相偶极光束的强度分布。(a) $A=15$; (b) $A=0.5$

Fig. 9 Intensity distributions of in-phase dipole beams at $z=4.8$ for different beam amplitude when $E_0=14, I_0=14$. (a) $A=15$; (b) $A=0.5$

沿着入射光束正交方向扩散至邻近的晶格点处,如图 10(a)所示。当外加电场强度增大时,同相偶极光束受到的非线性自聚焦作用增强,在晶格的束缚作用不变的情况下,光束在传输过程中出现自聚焦现象,光束的峰值强度增大,光斑宽度变小,如图 10(b)所示。

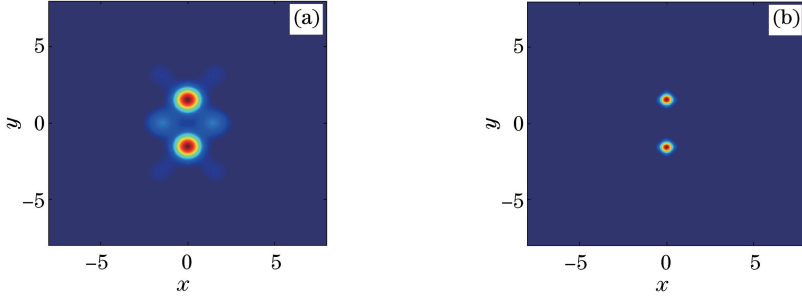


图 10 当 $I_0=14, A=3$ 时,不同外加电场强度下在 $z=4.8$ 处同相偶极光束的强度分布。(a) $E_0=8$; (b) $E_0=50$

Fig. 10 Intensity distributions of in-phase dipole beams at $z=4.8$ for different bias field voltages when $I_0=14, A=3$. (a) $E_0=8$; (b) $E_0=50$

光子晶格能够束缚入射光束,使其沿着晶格传输。当晶格深度 $I_0=1$ 时,晶格对同相偶极光束的束缚作用较小,此时非线性自聚焦效应对光束的影响明显,因此光束在传输过程中,能量会发生会聚,如图 11(a)所示。当晶格深度增至 100 时,晶格对光束的束缚作用变强,相邻晶格点对入射光束也产生影响,随着传输距离的增加,光束能量从入射晶格点向相邻晶格点扩散,如图 11(b)所示。

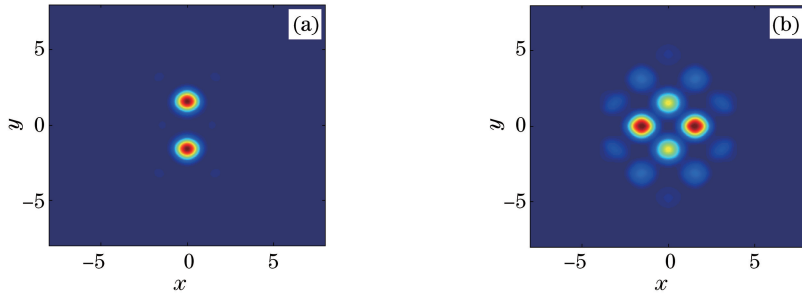


图 11 当 $E_0=14, A=3$ 时,不同晶格深度下在 $z=4.8$ 处同相偶极光束的强度分布。(a) $I_0=1$; (b) $I_0=100$

Fig. 11 Intensity distributions of in-phase dipole beams at $z=4.8$ for different lattice depths when $E_0=14, A=3$. (a) $I_0=1$; (b) $I_0=100$

4 结 论

通过数值仿真研究了偶极光束在对角晶格中传输的动态特性。仿真结果表明,光束在线性介质中传输时,由于衍射效应光束逐渐展宽,峰值强度随之变小。在自聚焦光折变介质中传输时,异相偶极光束由于相消干涉作用而相互排斥出现分离,同相偶极光束之间由于相互吸引作用而出现融合。引入光子晶格后,晶格

折射率的周期性分布能够很好地抑制偶极光束的衍射效应,当入射偶极光束的振幅、晶体上的外加电场强度、光诱导的光子晶格深度相互匹配时,可以形成稳定的偶极孤子。同时,异相偶极孤子在相当大的参数范围内表现为稳定传输,而同相偶极孤子总是表现为不稳定,但是当入射振幅较小时,其不稳定性较弱。最后,分别讨论了入射偶极光束的振幅、晶体上的外加电场强度、光诱导的晶格深度三个参量对偶极光束传输的影响。入射偶极光束的振幅较小时,光束间的相互作用较弱,晶格点之间的相互作用使光束能量扩散到邻近格点上;入射偶极光束振幅较大时,光束之间的相互作用远大于光诱导晶格的俘获力,不能形成偶极孤子。当外加电场强度比较小时,光束的衍射效应大于非线性自聚焦效应,从而出现离散衍射;当外加电场强度过大时,光束受到的非线性聚焦效应相应地增大,自聚焦现象变得更加明显。当晶格深度比较小时,自聚焦非线性效应起主要作用,光束传输一段距离后发生自聚焦现象;当晶格深度过大时,晶格点间相互作用随之增加,光束能量扩散到邻近格点上。

参 考 文 献

- 1 Chiao R, Garmire E. Self-trapping of optical beams[J]. IEEE J Quantum Elect, 1966, 2(4): 126-127.
- 2 Yu Wensu, Qin Yali, Ren Hongliang, *et al.*. Research on ring-like vortex solitons in Bessel lattices[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(7): 0719001.
余文榛, 覃亚丽, 任宏亮, 等. 贝塞尔晶格中环状涡旋孤子的研究[J]. 光学学报, 2014, 34(7): 0719001.
- 3 Liu Xian, Qin Yali, Yan Man, *et al.*. Propagation of the charge-2 vortex beam in Bessel optical lattices[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(9): 091901.
刘 鲜, 覃亚丽, 鄢 曼, 等. 二阶涡旋光在贝塞尔晶格中的传播[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(9): 091901.
- 4 Yan Man, Qin Yali, Ren Hongliang, *et al.*. Propagation of the Gaussian beam in Bessel optical lattices[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(2): 021901.
鄢 曼, 覃亚丽, 任宏亮, 等. 贝塞尔晶格中高斯光束的传输[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(2): 021901.
- 5 Shalaby M, Barthelemy A. Experimental spatial soliton trapping and switching[J]. Opt Lett, 1991, 16(19): 1472-1474.
- 6 Loncar M, Doll T, Vuckovic J, *et al.*. Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides [J]. J Lightwave Technol, 2000, 18(10): 1402-1411.
- 7 Carmon T, Anastassiou C, Lan S, *et al.*. Observation of two-dimensional multimode solitons[J]. Opt Lett, 2000, 25(15): 1113-1115.
- 8 Desyatnikov A S, Neshev D, Ostrovskaya E A, *et al.*. Multipole spatial vector solitons[J]. Opt Lett, 2001, 26(7): 435-437.
- 9 Desyatnikov A S, Neshev D, Ostrovskaya E A, *et al.*. Multipole composite spatial solitons: Theory and experiment[J]. J Opt Soc Am B, 2002, 19(3): 586-595.
- 10 Desyatnikov A S, Kivshar Y S, Kristian M, *et al.*. Multicomponent dipole-mode spatial solitons[J]. Opt Lett, 2002, 27(8): 634-636.
- 11 García-Ripoll J J, Pérez-García V M, Ostrovskaya E A, *et al.*. Dipole-mode vector solitons[J]. Phys Rev Lett, 2000, 85(1): 82-85.
- 12 Krolkowski W, Ostrovskaya E A, Weilmann C, *et al.*. Observation of dipole-mode vector solitons[J]. Phys Rev Lett, 2000, 85(7): 1424-1427.
- 13 Yang J, Makasyuk I, Bezryadina A, *et al.*. Dipole and quadrupole solitons in optically induced two-dimensional photonic lattices: Theory and experiment[J]. Studies in Applied Mathematics, 2004, 113(4): 389-412.
- 14 Yang Zhenjun, Li Shaohua, Lu Daquan, *et al.*. Variational analysis of dipole soliton in nonlocal nonlinear Kerr media[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(7): 4707-4714.
杨振军, 李少华, 陆大全, 等. 非局域非线性克尔介质中两极孤子的变分解[J]. 物理学报, 2010, 59(7): 4707-4714.
- 15 Mai Z, Fu S, Li Y, *et al.*. Control of the stability and soliton formation of dipole moments in a nonlinear plasmonic finite nanoparticle array[J]. Photonic Nanostruct, 2015, 13: 42-49.
- 16 Kartashov Y V, Egorov A A, Vysloukh V A, *et al.*. Rotary dipole-mode solitons in Bessel optical lattices[J]. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 2004, 6(11): 444-447.
- 17 Chen Z, Martin H, Eugenieva E, *et al.*. Formation of discrete solitons in light-induced photonic lattices [J]. Opt Express, 2005, 13(6): 1816-1826.
- 18 Reimbert C G, Minzoni A A, Smyth N F, *et al.*. Dipole soliton formation in nematic liquid crystals[C]. IEEE/LEOS

Winter Topical Meeting Series, 2008: 123-124.

- 19 Zhang X, Chai J, Ou D, *et al.*. Antisymmetry breaking of discrete dipole gap solitons induced by a phase-slip defect[J]. Mod Phys Lett B, 2014, 28(12): 1450097.
- 20 Shen M, Ding H, Kong Q, *et al.*. Self-trapping of two-dimensional vector dipole solitons in nonlocal media[J]. Phys Rev A, 2010, 82(4): 043815.
- 21 Fleischer J W, Carmon T, Segev M, *et al.*. Observation of discrete solitons in optically induced real time waveguide arrays[J]. Phys Rev Lett, 2003, 90(2): 023902.