

# 二阶涡旋光束在负缺陷晶格中的传输

鄢曼 覃亚丽 刘鲜 任宏亮 李伽 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** 在自聚焦饱和非线性光折变正方晶格中心通过光诱导一个负缺陷态,研究了输入光束宽度与晶格波导尺寸可比拟时,二阶涡旋光束正对缺陷点垂直入射下的传输性能。数值仿真表明,在晶格深度与光强大小相匹配的情况下,输入光束演变成类四极子的强度分布,且束缚在负缺陷处,值得注意的是,这四点的相位不再保持二阶涡旋状,而是对角相位相同,相邻点相位相反。若改变晶格深度与光强大小的比值都无法形成稳定的局域态。

**关键词** 非线性光学; 涡旋光束; 负缺陷晶格; 光折变晶体

**中图分类号** O436 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP52.081904

## Propagation of Double-Charge Vortex Beam in a Negative Defect Photonic Lattice

Yan Man Qin Yali Liu Xian Ren Hongliang Li Jia Xue Linlin

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

**Abstract** In this paper, we study the transmission performance of the normal launched charge-2 vortex beam in the self-focusing saturated nonlinear photorefractive crystal which has an optically induced negative defect state in the center, where the width of the input beam can be compared with the lattice waveguide. Numerical simulation shows that, when the depth of the lattice can match with the light power, the input beam evolves into a similar quadrupole, and all the energy is kept in the defect site. What is more important, it's phase doesn't keep the initial spiral structure. But the diagonal points have the same phase, while the adjacent points have opposite phase. If we change the ratio of the depth of lattice and the power of the input beam, stable local solitons will not exist.

**Key words** nonlinear optics; vortex beam; negative defect lattice; photorefractive crystal

**OCIS codes** 190.4400; 160.5320; 060.4510

### 1 引言

涡旋光束是具有螺旋形相位分布的光束。涡旋中心是一个暗区,具有一个相位奇点,在该相位奇点处的光强消失,在传播过程中仍然保持中心光强为零,绕相位奇点一圈相位增加  $2\pi$  的整数倍<sup>[1]</sup>。自19世纪 Airy 发现涡旋光束这种奇异的现象以来<sup>[2]</sup>,人们就开始了对于涡旋孤子的研究,关于该光束的产生,也提出了许多方法<sup>[3-5]</sup>。

通常涡旋光束在均匀介质传输过程中受到方位角调制不稳定的影响,逐渐分裂成一些基态孤子。为了束缚住光束,一般在介质中引入折射率呈周期变化的光子晶格。电磁波在光子晶格内部传输的特性类似于电子在半导体晶格中的运动特性。光子晶格最根本的特性就是存在光子禁带(PBG),频率处于禁带范围内的电磁波将被禁止传播<sup>[6]</sup>。在适当的条件下可以形成稳定传输的离散(环形)孤子。若在光子晶格的能量分布截面上构造缺陷,观察缺陷孤子在带隙中的存在域和稳定域<sup>[7]</sup>。所谓晶体缺陷就是指晶体中任何对完整周期性结构的偏离。按缺陷的几何形状和涉及范围将缺陷分为点缺陷、线缺陷和面缺陷三种。2006年,

收稿日期: 2015-03-05; 收到修改稿日期: 2015-03-15; 网络出版日期: 2015-07-21

基金项目: 国家自然科学基金(61275124, 60978010, 61205121)

作者简介: 鄢曼(1989—),女,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: 295169505@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、遥感信号处理等方面的研究。E-mail: ylqin@zjut.edu.cn(通信联系人)

Yang等<sup>[8]</sup>研究了一维自聚焦正负缺陷态晶格中线性模式和非线性模式的稳定性。Szameit和Kartashov<sup>[9]</sup>对二维缺陷表面孤子做了详细的分析。同时,有些工作还研究了常规晶格与缺陷晶格诱导作用的区别<sup>[10]</sup>、表面缺陷超晶格孤子<sup>[11]</sup>等。

本文主要通过数值仿真研究了二阶涡旋光束在自聚焦饱和非线性负缺陷晶格中传输的情况。改变晶格深度与光强的比值,出射面上输出的光束将随之变化。有趣的是,在适当的取值下,将会形成类四极子的强度分布,且束缚在中心缺陷点上,这四点的相位不再保持二阶涡旋状,而是对角相位相同,相邻点相位相反。

## 2 传输模型

假设光折变晶体的光轴  $c$  沿  $x$  方向放置,其上施加有沿  $x$  方向的外电场,入射光在  $x$  和  $y$  两个横向维上发生偏振和衍射,沿  $z$  方向在晶体内传播,如图1所示。当外加电场方向与晶体的  $c$  轴方向相同时,晶体呈现自聚焦非线性,当忽略光伏效应及扩散效应时,在晶体中通过光诱导缺陷光子晶格。那么光束在这种晶格中的传输可用归一化非线性薛定谔方程<sup>[12]</sup>描述:

$$i\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) - \frac{V_0}{1 + I_L + |u|^2}u = 0, \quad (1)$$

式中  $u$  表示光束的慢变包络。极坐标表示为  $u(r, \theta) = A \cdot r^m \exp(-ur^2 + im\theta)$ ,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。取光束振幅  $A = 5$ , 光束宽度  $w = 2$ , 拓扑荷  $m = 2$ , 仿真结果如图2所示。图2(a)为入射光束的强度,其呈现环形分布,关于  $x$  轴和  $y$  轴对称,中心光强为零;图2(b)是其相位图,围绕中心奇点旋转一周,相位变化  $4\pi$ 。 $V_0 = x_0^2 k_0^2 n_e^4 \gamma_{33} E_0 / 2$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  表示波数,入射光波长为  $\lambda = 488 \text{ nm}$ ,  $n_e$  表示  $e$  光的折射率  $n_e = 2.33$ ,  $\gamma_{33} = 235 \text{ pm/V}$ ,  $x_0$  为任意光束宽度,此处取  $x_0 = 14 \text{ }\mu\text{m}$ 。传输距离归一化单位为  $k_0 n_e x_0^2$ , 两个横向坐标归一化单位为  $x_0$ , 所以  $z = 1$  相当于  $5.8 \text{ mm}$ 。这里入射光束为  $e$  偏振光,晶格波导为  $o$  偏振光,  $E_0$  表示的是外加电场强度。 $I_L$  则表示缺陷晶格<sup>[7]</sup>的横向强度分布,其函数表达形式为:

$$I_L = I_0 \cos^2 x \cos^2 y \{1 + \varepsilon \exp[-(x^2 + y^2)^4 / 128]\}, \quad (2)$$

式中  $I_0$  为晶格深度;  $\varepsilon$  为缺陷深度,对于正缺陷态 ( $\varepsilon > 0$ ), 缺陷点强度比周围区域格点强度大,而对于负缺陷态 ( $\varepsilon < 0$ ), 缺陷点强度比周围区域格点强度小。当  $\varepsilon = 0$  时,晶格无缺陷态。这里主要讨论缺陷深度为负的情况,如图3所示。从图3(a)到(d),缺陷深度  $\varepsilon$  依次为  $-0.08, -0.5, -0.8, -1$ , 可以看出,随着  $|\varepsilon|$  的增大,缺陷格点能量逐渐降低,且在  $\varepsilon = -1$  时,其能量为零。

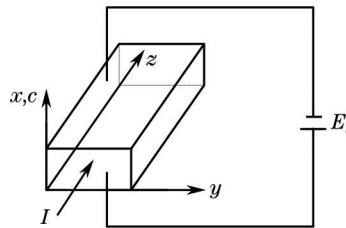


图1 光路装置图

Fig.1 Installation of light path

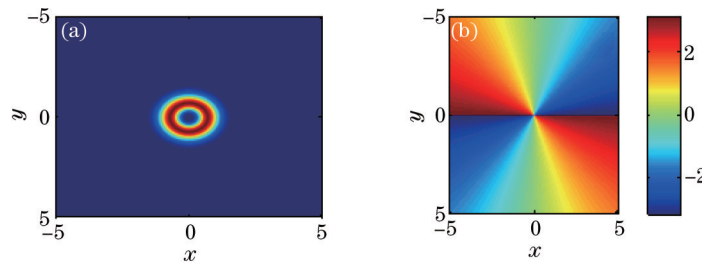


图2 涡旋光束的仿真结果。(a) 强度分布; (b) 相位分布

Fig.2 Numerical results of vortex beam. (a) Intensity distribution; (b) phase distribution

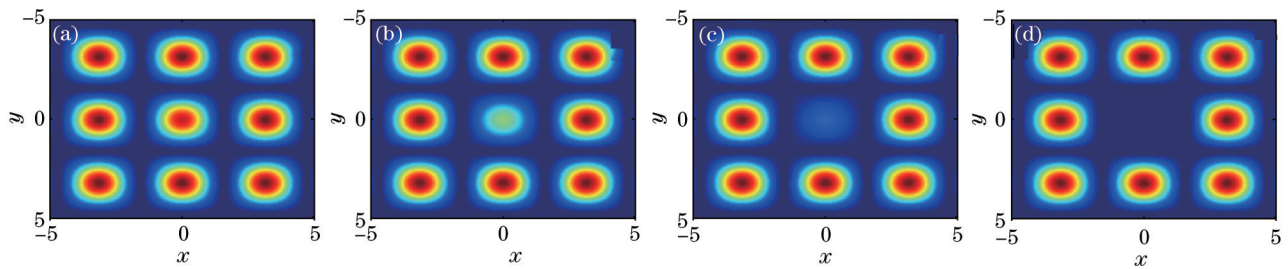


图3 负缺陷晶格在  $x-y$  平面的能量分布。缺陷深度为(a)  $\varepsilon = -0.08$ ; (b)  $\varepsilon = -0.5$ ; (c)  $\varepsilon = -0.8$ ; (d)  $\varepsilon = -1$

Fig.3 Energy distribution of a negative defect lattice in  $x-y$  plane with different defect depths. (a)  $\varepsilon = -0.08$ ; (b)  $\varepsilon = -0.5$ ; (c)  $\varepsilon = -0.8$ ; (d)  $\varepsilon = -1$

### 3 数值仿真结果与分析

当一束很窄的光束在各向同性线性介质中传播时,由于衍射效应,其在横向方向会展宽,激光束越窄,展宽的速率就越快,这对于光作为信息的载体是不利的。在非线性介质中,当介质的非线性引起的光束自聚焦效应与衍射效应相平衡时,激光束的横向尺寸不再随传播距离变化,此时可以形成空间光孤子。而当非线性强度过大时,环形涡旋光存在轨道角动量,由于方位角调制不稳定,孤子会发生分裂。对于二阶涡旋光,传输一段距离后,将分裂成4个基态孤子。接下来,研究将光束正对缺陷格点入射时出射面的情况。

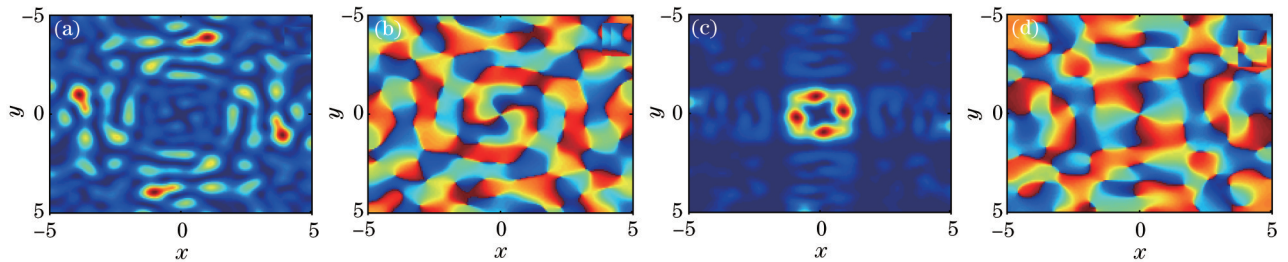


图4 光束在  $z=6$  的强度和相位分布。(a)、(b)  $A=0.5$ ,  $I_0=0.75$ ; (c)、(d)  $A=5$ ,  $I_0=75$

Fig.4 Intensity and phase distribution of the beam at  $z=6$ . (a) and (b)  $A=0.5$ ,  $I_0=0.75$ ; (c) and (d)  $A=5$ ,  $I_0=75$

在下面的仿真结果中,没有特别说明时取缺陷深度  $\varepsilon = -0.5$ 。令  $I_p = |A|^2$ ,  $A$  为输入光幅度,  $I_0$  为晶格深度,保证  $I_0:I_p = 3:1$ 。首先研究  $A=0.5$  ( $I_0=0.75$ ),  $E_0 = 1 \times 10^5$  V/m 时的情况。由于光束强度比较小,其自身产生的非线性效应也非常小,可以忽略不计,称之为线性传播。光束传输  $z=6$  的光强和相位分布如图4(a)、(b)所示。长距离传输后,能量向周围逐渐耦合,在缺陷格点处,光束能量很低,分裂成类四级结构[图4(a)],但有趣的是,中心奇点处的相位仍然呈二阶螺旋状分布。若增大  $A=5$  ( $I_0=75$ ),其余条件不变,传输相同的单位长度,主要能量还是落在了初始入射的位置,即使沿着两个轴向有一些拖尾,相位结构[图4(d)]与图4(b)相似。

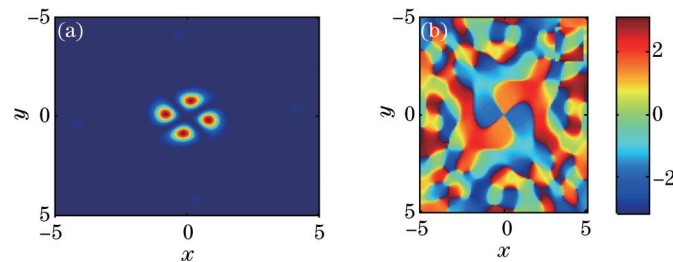


图5 光束传输  $z=6$  的强度和相位分布( $A=5$ ,  $I_0=10$ ,  $E_0=1 \times 10^5$  V/m)

Fig.5 Intensity and phase distribution of the beam at  $z=6$  with  $A=5$ ,  $I_0=10$ ,  $E_0=1 \times 10^5$  V/m

当改变  $I_0:I_p$  的值,使  $A=5$ ,  $I_0=10$ ,传输长度保持不变时,在出射面上可以观察到类四极子的强度分布,且束缚在缺陷格点处,如图5(a)所示。值得注意的是,这四点的相位不再保持二阶涡旋状,而是对角相位相同,相邻点相位相反,没有形成稳定的局域态,如图5(b)所示。负缺陷中的这种四极模式还未见报道,由于不能够分解成第二带的布洛赫模式,所以推测它的传播常数应该出现在更高的禁带中<sup>[13]</sup>。为研究光束能量聚焦与输入外加电压的关系,保持其他参数不变,减小外加电场强度,使  $E_0 = 0.2 \times 10^5$  V/m,而传输仅仅

$z=2$  后,发现光束发生了离散衍射,显然外偏压过小,但与无缺陷态晶格所不同的是,缺陷位置处始终保持一个类四极的强度分布,而相位再也不是二阶涡旋,如图6所示。图7给出了相同条件下增大外加电场至  $E_0 = 6 \times 10^5$  V/m,传输比较长的距离  $z=6$ ,光束没有分裂,而是深度聚焦、光束尺寸有所压缩,将能量都集中在缺陷的位置上,在保持环形强度结构的同时,相位也没有改变,  $m=2$ 。

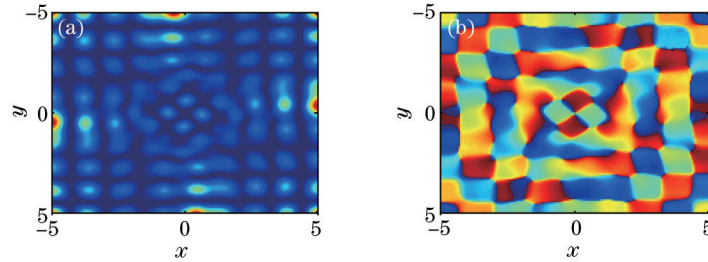


图6 光束传输  $z=2$  个单位的强度和相位分布 ( $A=5$ ,  $I_0=10$ ,  $E_0=0.2 \times 10^5$  V/m)

Fig.6 Intensity and phase distribution of the beam at  $z=2$  with  $A=5$ ,  $I_0=10$ ,  $E_0=0.2 \times 10^5$  V/m

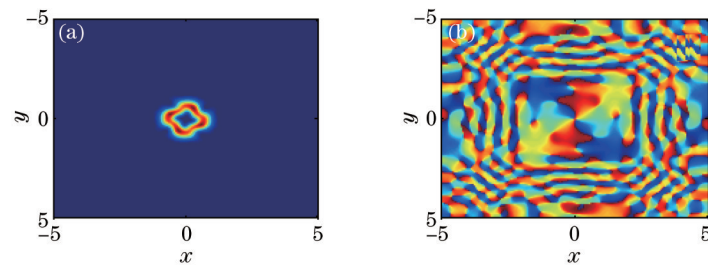


图7 光束传输  $z=6$  的强度和相位分布 ( $A=5$ ,  $I_0=10$ ,  $E_0=6 \times 10^5$  V/m)

Fig.7 Intensity and phase distribution of the beam at  $z=6$  with  $A=5$ ,  $I_0=10$ ,  $E_0=6 \times 10^5$  V/m

## 4 结 论

通过数值仿真研究了二阶涡旋光束在负缺陷晶格中传输的情况,所用的晶格是在自聚焦光折变非线性晶体中通过光诱导而产生的。改变晶格深度与光强的比值,出射面上产生的光束将会不同。当  $I_0:I_p=3:1$  时,若光强极小,很快光束就会向周围随机耦合,在缺陷格点处,光束能量很低,分裂成类四级结构;而增大光强,虽然沿轴向有拖尾,但主要能量集中在缺陷位置上,这两种情况下,中心奇点处的相位仍然呈二阶螺旋状分布。当改变  $I_0:I_p$  的值至合适的取值下,将会形成类四极子的强度分布,且束缚在中心,值得注意的是,这四点的相位不再保持二阶涡旋状,而是对角相位相同,相邻点相位相反。若外加电场强度过大或过小,都不能形成稳定的局域态。

## 参 考 文 献

- 1 Ouyang Shigen. Optical vortex solitons in self-defocusing non-local nonlinear materials[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(4): 040504.  
欧阳世根. 自散焦非局域非线性材料中的光学涡旋孤子[J]. 物理学报, 2013, 62(4): 040504.
- 2 Born M, Wolf E. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light[M]. New York: CUP Archive, 1999.
- 3 M W Beijersbergen, L Allen, H Vranderveen, *et al.*. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular-momentum[J]. Opt Commun, 1993, 96(1-3): 123-132.
- 4 N R Heckenberg, R McDuff, C P Smith, *et al.*. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms[J]. Opt Lett, 1992, 17(3): 221.
- 5 M W Beijersbergen, R P C Coerwinkel, M Kristensen, *et al.*. Helical-wave-front laser-beams produced with a spiral phase plate[J]. Opt Commun, 1994, 112(5-6): 321-327.
- 6 Yu Jianli, Shen Hongjun. Defect modes of anisotropic two-dimensional square lattice photonic crystal[J]. Chinese Journal of Luminescence, 2009, 30(1): 25-30.  
余建立, 沈虹君. 二维正方晶格各向异性光子晶体缺陷模[J]. 发光学报, 2009, 30(1): 25-30.

- 7 W H Chen, X Zhu, T W Wu, *et al.*. Defect solitons in two-dimensional optical lattices[J]. *Opt Express*, 2010, 18(11): 10956–10961.
- 8 Jianke Yang, Zhigang Chen. Defect solitons in photonic lattices[J]. *Phys Rev E*, 2006, 73(2): 026609.
- 9 A Szameit, Y V Kartashov, M Heinrich, *et al.*. Observation of two-dimensional defect surface solitons[J]. *Opt Lett*, 2009, 34(6): 797–799.
- 10 Igor Makasyuk, Zhigang Chen. Band-gap guidance in optically induced photonic lattices with a negative defect[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(22): 223903.
- 11 Wu-He Chen, Ying-Ji He, He-Zhou Wang. Surface defect superlattice solitons[J]. *J Opt Soc Am B*, 2007, 24(10): 2584–2588.
- 12 Dragomir N Neshev, Tristram J Alexander, Ostrovskaya Elena, *et al.*. Observation of discrete vortex solitons in optically-induced photonic lattices[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, 92(12): 123903.
- 13 Song Daohong. The Propagation of Vortex Beam in Optically Induced Photonic Lattice[D]. Tianjin: Nankai University, 2009: 40–42.  
宋道红. 光诱导光子晶格中涡旋光传播特性的研究[D]. 天津: 南开大学, 2009: 40–42.

栏目编辑: 殷建芳