

光诱导平面波导阵列中离散空间 光孤子的相干相互作用^{*}

肖发俊 张 鹏 刘 圣 赵建林[†]

(西北工业大学理学院, 光信息科学与技术研究所, 陕西省光信息技术重点实验室, 西安 710072)

(2007 年 7 月 6 日收到, 2007 年 11 月 9 日收到修改稿)

采用 Petviashvili 迭代法对光诱导平面波导阵列中的一维离散空间光孤子进行求解, 利用分步束传播法对离散空间光孤子间的相干相互作用进行了详细的数值模拟. 探讨了离散孤子间的相位差、孤子光强、波导阵列写入光的强度和周期以及外加电场对相互作用过程的影响. 结果表明: 离散孤子间的相位差对相互作用的影响与连续介质中的情况类似, 不同相位差情况下的相互作用也表现为吸引、排斥以及能量转移等现象. 同时, 离散孤子间的相干相互作用过程(如融合距离和排斥间距等)均会受到孤子光强、波导阵列写入光的强度和周期以及外加电场大小的影响.

关键词: 光诱导平面波导阵列, 离散空间光孤子, 相干相互作用

PACC: 7820P, 7820W, 4280L

1. 引 言

自 1988 年 Christodoulides 和 Joseph^[1]在非线性波导阵列中预言了离散空间光孤子以来, 离散系统中光束的传播特性作为一个新课题已引起普遍关注^[2-6]. 迄今为止, 人们对克尔型^[1-3]、液晶^[4]以及光折变波导阵列^[5-9]中光束的离散传输行为进行了广泛深入的研究. 在离散空间孤子的所有特性中, 最令人感兴趣的便是孤子间的相互作用(或碰撞), 它在全光开关和全光路由等方面具有诱人的应用前景. Meier 等^[2,3]通过实验和数值模拟对克尔型平面波导中平行入射的两离散孤子间的相互作用以及离散孤子与无衍射信号光束之间的相干相互作用进行了研究, 实现了离散孤子对信号光的控制. Smirnov 等^[7]实验研究了 LiNbO₃ 晶体中沿同一波导相向传输的两个离散光孤子间的相互作用. 他们发现, 当孤子光强较小时, 孤子间存在弱的相互作用, 同时会形成相向传输的矢量离散光孤子; 当孤子光强较大时, 两个离散光孤子间会发生相对位移. Stepic 等^[8,9]研究了一维 LiNbO₃ 波导阵列中离散孤子的相互作用, 观察

到同相位光束的融合现象以及反相位光束的类似 Tamm 振荡现象. 近年来, 光折变晶体中光诱导的波导阵列在离散空间孤子的实验研究中扮演着非常重要的角色. 这是因为仅仅利用毫瓦甚至微瓦量级的周期光场辐照晶体就可以制备出不同结构的波导阵列^[10,11], 而且这种波导阵列的结构既可以实时改变, 也可以通过加热^[12]或加电场^[13]的方式永久固定下来. 本文利用分步束传播法数值模拟分析光诱导平面波导阵列中离散空间光孤子间的相互作用, 探讨离散孤子间的相位差、孤子光强以及波导阵列写入光的强度和周期对相互作用过程的影响.

2. 理论模型

一维光束在光写入光折变波导阵列中传输时, 一方面由于线性衍射和波导间的耦合, 会在沿光束强度梯度方向发生耗散; 另一方面还将受到其自身诱导的折射率变化的非线性调制. 该非线性传输过程可由光折变动力学方程组(Kukhtarev 方程组)以及定态波动方程描述. 在稳态情况下, 当扩散和光伏效应可以忽略时, 两个一维光波的非线性相互作用过程可以采用 Zozulya 和 Anderson^[14]推导的下列无

^{*} 西北工业大学青年教师科技创新基金和博士论文创新基金(批准号: CX200514)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jlzha@nwpu.edu.cn

量纲方程给出：

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) B_1(x) \\ & = iE_0 \left(\frac{I_1 + I_p}{1 + I_1 + I_p} \right) B_1(x), \quad (1a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) B_2(x) \\ & = iE_0 \left(\frac{I_1 + I_p}{1 + I_1 + I_p} \right) B_2(x), \quad (1b) \end{aligned}$$

式中 $B_1(x)$ 和 $B_2(x)$ 分别为沿 z 轴传播的两束异常偏振探测光的复振幅分布, I_1 为写入波导阵列的寻常偏振光的强度分布, $I_p = |B_1(x) + B_2(x)|^2$ 为探测光的总强度分布, E_0 为晶体上的外加电场强度.

(1) 式中的归一化参量 x, z, E_0 与实际参量 x', z', E'_0 之间的关系分别为

$$\begin{aligned} x' &= x_0 x, \\ z' &= z_0 z, \\ E'_0 &= E_{00} E_0. \end{aligned}$$

以 SBN 60 为例, 晶体非常光的折射率 $n_e = 2.33$, 线性电光系数 $\gamma_{33} = 280$ pV/m, 选取光波波长 $\lambda = 532$ nm, 则可得 $x_0 = 4.17$ μm , $z_0 = 0.478$ mm, $E_{00} = 100$ V/mm. 采用分步束传播法对(1)式进行求解, 就可以模拟两束光波在光诱导平面波导阵列中的相干相互作用过程.

对于光诱导平面波导阵列中的离散空间孤子, 其光场分布应满足

$$B(x, z) = b(x) \exp(i\beta z), \quad (2)$$

式中 $b(x)$ 为实函数, β 为传播常数. 根据(1)式可得离散空间孤子所满足的本征方程为

$$\left(\beta - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) b(x) = E_0 \frac{I_1 + I_p}{1 + I_1 + I_p} b(x). \quad (3)$$

采用 Petviashvili^[15] 提出的迭代法对该方程进行求解, 就可得到不同参数下的光诱导平面波导阵列中存在的离散空间光孤子. 结合(1)(3)式即可实现对离散孤子间相互作用过程的模拟.

3. 数值模拟结果及讨论

下面通过数值求解(1)和(3)式, 模拟孤子间相位差、孤子光强、波导阵列写入光的强度和周期以及外加电场强度对两平行入射的离散空间光孤子间相互作用的影响, 所得结果如图1—图6所示.

3.1. 孤子间相位差对相互作用的影响

取波导阵列写入光的强度分布 $I_1 = \cos^2(\pi x/2)$ 及外加电场强度 $E_0 = 3$, 将间隔一条波导的两个离散孤子光束 B_1 和 B_2 (光强幅值均为1, 相位差为 ϕ) 正入射到波导阵列中, 模拟相位差 ϕ 不同时的离散孤子间的相干相互作用过程. 当 $z = 40$ 时, 得到的相互作用结果如图1所示. 由图1(a)可以看出, 同相时, 两孤子相互吸引, 融合后呈现呼吸子(breather)式的传输现象. 这是因为当孤子同相位时, 光场交叠区将出现相长干涉, 使得该区域的介质折射率增大, 两孤子均向中心偏移, 表现出相互吸引

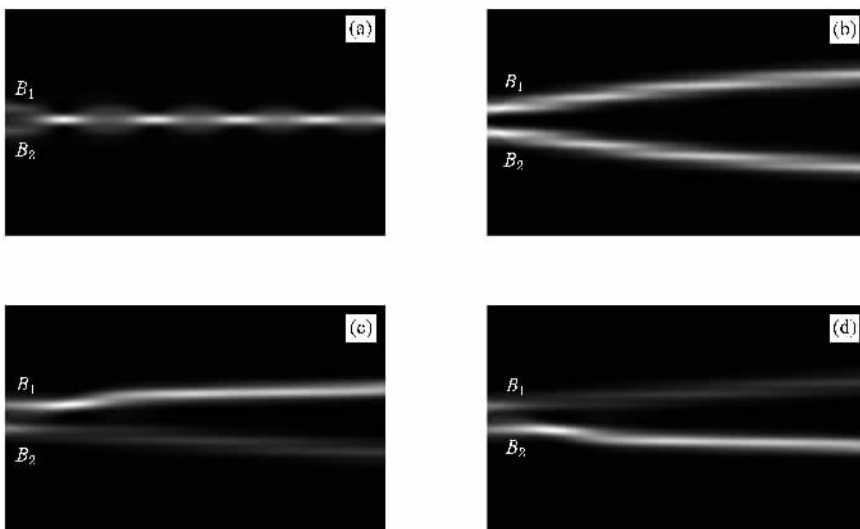


图1 两离散孤子间相位差不同时相互作用的模拟结果 (a) $\phi = 0$ (b) $\phi = \pi$ (c) $\phi = -\pi/2$, (d) $\phi = \pi/2$

且逐渐融合.融合后的光束由于自聚焦效应与线性衍射和邻近波导间的耦合作用不能恰好达到平衡,因而呈现出呼吸子式传输模式.当两孤子反相时,孤子间存在明显的排斥作用,如图 1(b)所示.这是因为反相时光场交叠区发生相消干涉,导致该区域折射率降低,两孤子分别向两侧高折射率区域偏移.同时,由于波导阵列对光束传播的调制作用,使得孤子的传输呈现出离散化形式.当两孤子的相位差 ϕ 位于区间 $(-\pi, 0)$ 和 $(0, \pi)$ 时,两孤子间的相互作用伴随着能量的转移,并且当 ϕ 位于区间 $(-\pi, 0)$ 时能量由 B_2 转移到 B_1 ,当 ϕ 位于区间 $(0, \pi)$ 时能量由 B_1 转移到 B_2 ,如图 1(c)和(d)所示.显然,相位差对离散孤子间相互作用的影响和对连续介质中孤子间相互作用的影响类似^[16,17].

3.2. 孤子光强对相互作用的影响

保持 $I_1 = \cos^2(\pi x/2)$, $E_0 = 3$ 以及两孤子光束入射位置不变,选取光强相等的两个离散空间孤子,

并令 $z = 20$.当同时改变两孤子光强时,模拟得到的相互作用过程如图 2 所示.图 2 对应孤子光强最大值为 0.5, 1.5, 3 时的情况,其中图 2(a),(c),(e)对应同相孤子间的相互作用,图 2(b),(d),(f)对应反相孤子间的相互作用.为简单起见,定义两离散孤子相互吸引直至融合成一束光束时的传输距离为融合距离,孤子相互排斥时在出射面的两孤子间的距离为排斥间距.由图 2 所示结果可知,与均匀介质中的情况类似,随着孤子光强的增大,离散孤子的峰值半宽逐渐减小^[18],从而孤子光强交叠区会减小.当两孤子同相时,随着孤子光强的增大,光强交叠区的减小会使该区域折射率变化减小,但同时光强的增加会使该区域折射率变化增大,这就使得交叠区的折射率无明显变化,从而导致融合距离变化不大.当两孤子间相位相反时,孤子间的排斥间距主要受波导间耦合的影响,随着孤子光强的增大,孤子峰值半宽减小,孤子向两侧波导的耦合减弱,孤子光强交叠区的折射率变化减小,从而孤子相互作用时的排斥间距减小.

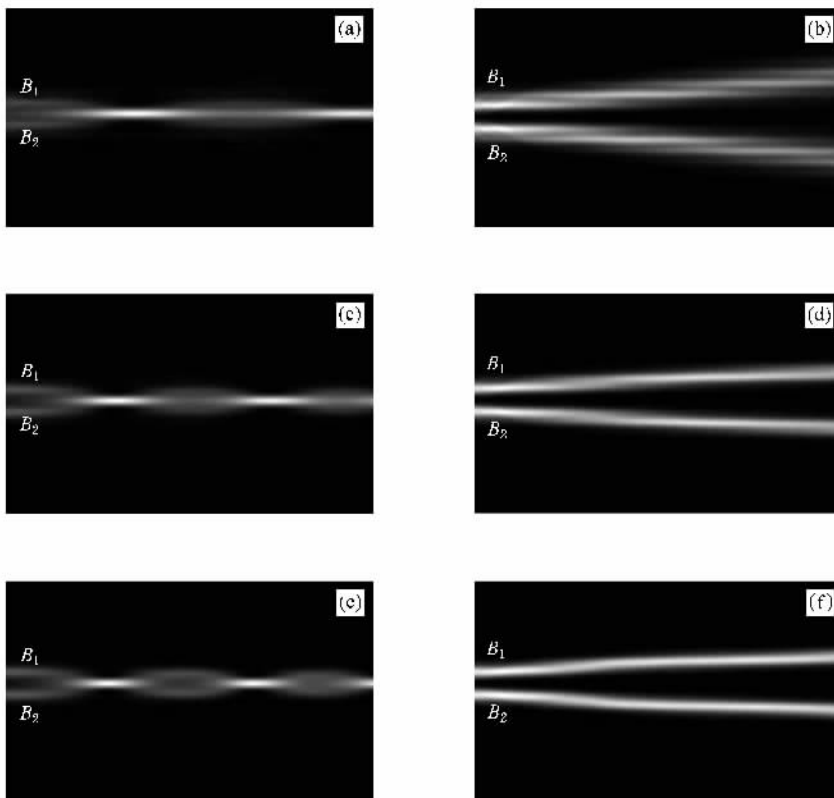


图 2 保持两离散孤子光强相同,同时改变两孤子光强时相互作用的模拟结果 (a),(b) $|B_1(x)|_{\max}^2 = |B_2(x)|_{\max}^2 = 0.5$; (c),(d) $|B_1(x)|_{\max}^2 = |B_2(x)|_{\max}^2 = 1.5$; (e),(f) $|B_1(x)|_{\max}^2 = |B_2(x)|_{\max}^2 = 3$

保持其他参数不变,令 $|B_1(x)|_{\max}^2 = 1$,改变

$|B_2(x)|_{\max}^2$ 的取值,得到的孤子间相互作用的模

拟结果如图 3 所示. 图 3 对应 $|B_2(x)|_{\max}^2 = 0.5, 1, 1.5$ 时的情况, 同样, 其中图 3(a), (c), (e) 对应同相孤子间的相互作用, 图 3(b), (d), (f) 对应反相孤子间的相互作用. 从图 3 可以看

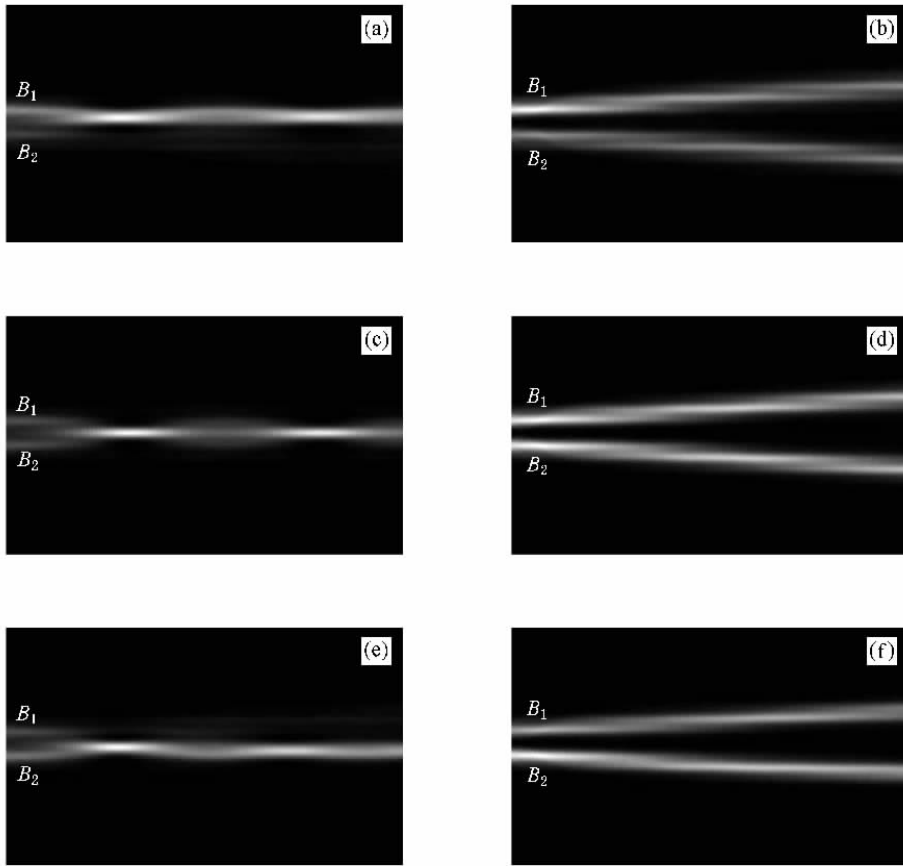


图 3 保持孤子 1 的强度不变, 孤子 2 的强度对相互作用的影响 (a), (b) $|B_1(x)|_{\max}^2 = 1, |B_2(x)|_{\max}^2 = 0.5$; (c), (d) $|B_1(x)|_{\max}^2 = |B_2(x)|_{\max}^2 = 1$; (e), (f) $|B_1(x)|_{\max}^2 = 1, |B_2(x)|_{\max}^2 = 1.5$

3.3. 波导阵列写入光对相互作用的影响

选取 $|B_1(x)|_{\max}^2 = |B_2(x)|_{\max}^2 = 1, E_0 = 3$ 和 $I_1 = I_0 \cos^2(\pi x / \Lambda)$, 并保持两孤子光束入射位置不变. 首先令波导阵列写入光周期 $\Lambda = 2$ 不变, 改变阵列写入光的峰值强度 I_0 . 当 $I_0 = 3, 5, 10$ 时, 在传输距离 $z = 20$ 后得到的模拟结果如图 4 所示, 其中图 4(a), (c), (e) 对应同相孤子间的相互作用, 图 4(b), (d), (f) 对应反相孤子间的相互作用. 从图 4 可以看出, 由于波导阵列写入光强度的增大, 阵列的调制度增大, 波导间的耦合作用减弱, 孤子光强交叠区的折射率变化减小, 所以同相位时, 孤子间的融合距离随着阵列写入光强度的增强而增大; 反相位时,

出, 当两孤子相位相同时, 融合位置明显偏向光强幅值较高的孤子一侧; 当两孤子间相位相反时, 相互排斥后两孤子间的中心位置没有发生明显偏移.

由于波导对光束的调制作用增强, 使得排斥后的光束传输过程更加离散化.

当 $|B_1(x)|_{\max}^2 = |B_2(x)|_{\max}^2 = 1, E_0 = 3, I_0 = 1$ 时, 改变阵列写入光的周期, 在传输距离 $z = 20$ 后得到的模拟结果如图 5 所示. 图 5 中分别取 $\Lambda = 1, 2, 2.5$, 同样, 图 5(a), (c), (e) 对应同相孤子间的相互作用, 图 5(b), (d), (f) 对应反相孤子间的相互作用. 从图 5 可以看出, 由于波导阵列周期增大, 使得波导间耦合作用减弱, 相应的两孤子间距增大, 孤子光强交叠区域减小, 交叠区的折射率变化也同时减小, 因而两孤子间的相互作用会减弱. 随着阵列写入光周期的增大, 同相位时, 孤子间的融合距离逐渐增大; 反相位时, 孤子间的排斥间距逐渐减小.

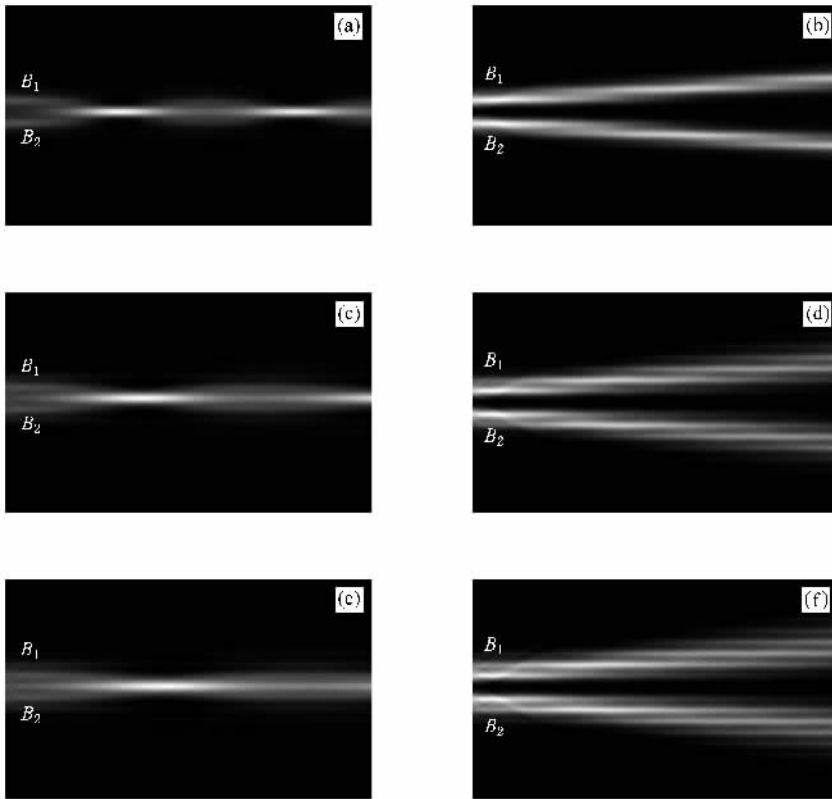


图 4 波导阵列写入光强度不同时离散空间孤子间相互作用的模拟结果 (a),(b) $I_0 = 3$; (c),(d) $I_0 = 5$; (e),(f) $I_0 = 10$

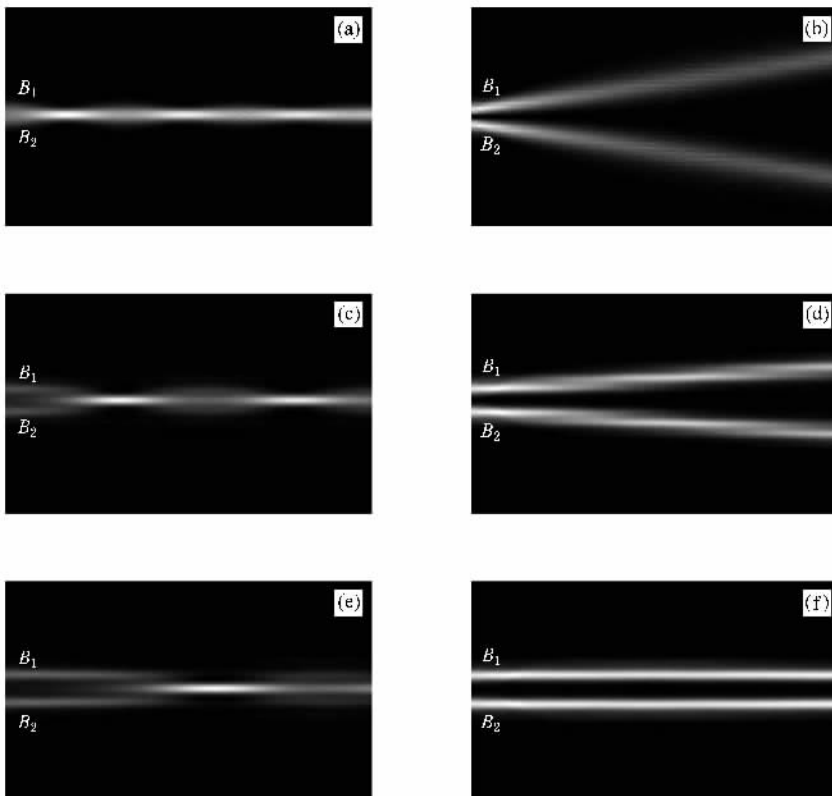


图 5 不同周期的波导阵列写入光中离散空间孤子间相互作用的模拟结果 (a),(b) $\Lambda = 1$; (c),(d) $\Lambda = 2$; (e),(f) $\Lambda = 2.5$

3.4. 外加电场对相互作用的影响

选取 $I_1 = \cos^2(\pi x/2)$, $|B_1(x)|_{\max}^2 = |B_2(x)|_{\max}^2 = 1$ 并保持两光子光束入射位置不变. 改变外加电场强度 E_0 的大小, 当 $E_0 = 1, 2, 4, 10$ 时, 在传输距离 $z = 20$ 后得到的模拟结果如图 6 所示, 其中图 6 (a), (c), (e), (g) 对应同相光子间的相互作用, 图 6 (b), (d), (f), (h) 对应反相光子间的相互作用.

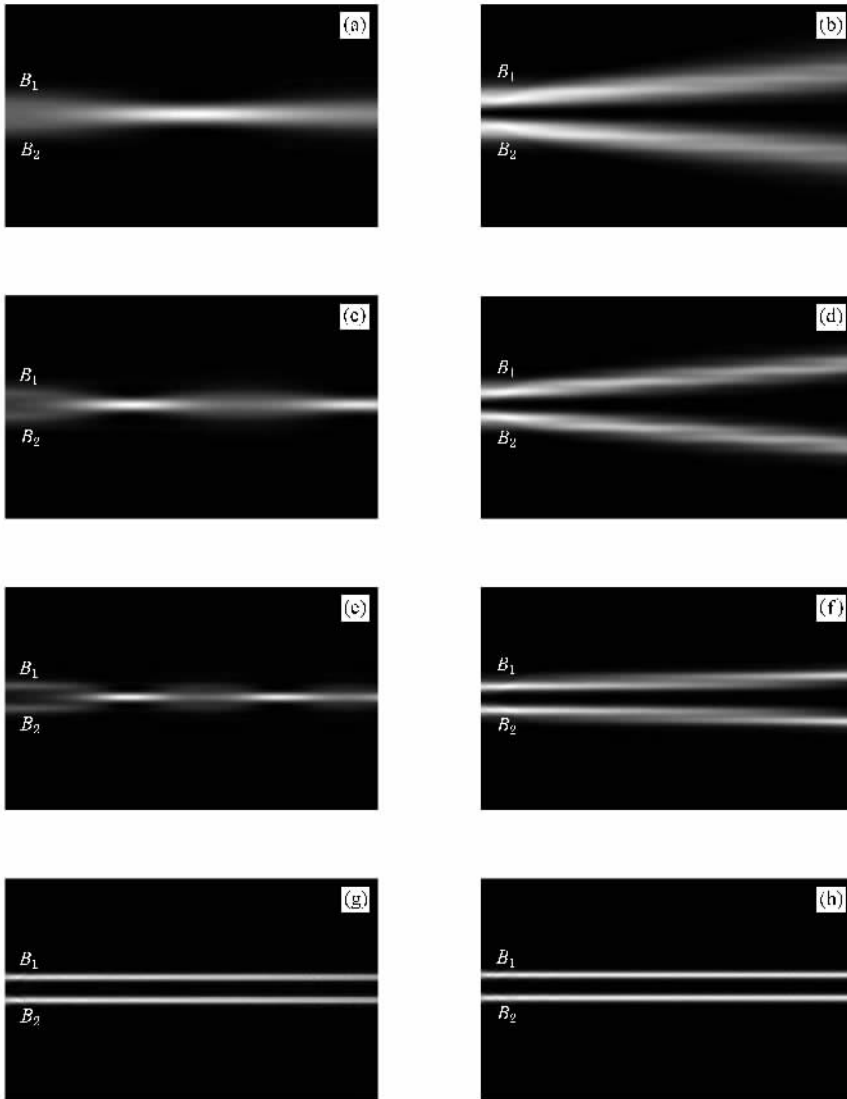


图 6 不同外加电场强度下离散空间光子间相互作用的模拟结果 (a), (b) $E_0 = 1$; (c), (d) $E_0 = 2$; (e), (f) $E_0 = 4$; (g), (h) $E_0 = 10$

4. 结 论

利用分步束传播法对光诱导平面波导阵列中的两个一维离散光孤子的相干相互作用过程进行了详

从图 6 可以看出, 与均匀介质类似, 离散孤子的峰值半宽随着外加电场强度的增大而减小^[18], 光子光强交叠区减少, 从而交叠区的折射率变化也同时减小, 相互作用减弱. 随着外加电场的增大, 同相位时, 孤子的融合距离逐渐增大, 反相位时, 光子间排斥间距逐渐减小. 当外加电场较大时, 波导阵列的调制度很高, 导致同相和反相时的两个光子均被束缚在入射波导中稳定传输.

细的数值模拟. 分析了光子间相位差、光子光强、波导阵列写入光的强度和周期以及外加电场强度的大小对光子相互作用过程的影响. 结果表明 (1) 同相离散光子相互吸引, 反相离散光子相互排斥; 当两光子的相位差位于区间 $(-\pi, 0)$ 和 $(0, \pi)$ 时, 两光子

间的相互作用伴随着能量的转移,在两区间内孤子间能量转移的方向相反,且具有反转对称性。(2)增大离散孤子光强的同时保持两孤子光强相等,则同相离散孤子间的融合距离无明显变化;反相离散孤子的排斥间距逐渐减小。(3)当两离散孤子的光强不相等时,同相离散孤子融合时的位置偏向光强较大的孤子一侧;反相离散孤子相互排斥后两孤子间的中心位置没有发生明显偏移。(4)增大波导阵列写入

光强度,同相离散孤子的融合距离逐渐增加;反相离散孤子排斥后传输更加离散化。(5)增大阵列周期和外加电场的强度,均发现同相离散孤子间的融合距离逐渐增大;反相离散孤子的排斥间距逐渐减小。上述结论可为在光诱导平面波导阵列中实验观测一维离散空间孤子的相互作用提供理论参考。同时,离散空间光孤子间相互作用过程中表现出的特性,有望被用于全光开关、全光路由以及全光网络等领域。

- [1] Christodoulides D N , Joseph R I 1988 *Opt. Lett.* **13** 794
- [2] Meier J , Stegeman G I , Christodoulides D N , Morandotti R , Sorel M , Yang H , Salamo G , Aitchison J S , Silberberg Y 2005 *Opt. Express* **13** 1797
- [3] Meier J , Stegeman G I , Christodoulides D N , Silberberg Y , Morandotti R , Yang H , Salamo G , Sorel M , Aitchison J S 2005 *Opt. Lett.* **30** 1027
- [4] Fratallocchi A , Assanto G , Brzdakiewicz K A , Karpierz M A 2005 *Opt. Lett.* **30** 174
- [5] Christodoulides D N , Lederer F , Silberberg Y 2003 *Nature* **424** 817
- [6] Chen Z G , Xu J J , Lou C B 2005 *Physics* **34** 12 (in Chinese) [陈志刚、许京军、楼慈波 2005 *物理* **34** 12]
- [7] Smirnov E , Stepić M , Rüter C E , Shandarov V , Kip D 2007 *Opt. Lett.* **32** 512
- [8] Stepić M , Smirnov E , Rüter C E , Prónneke L , Kip D 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046614
- [9] Smirnov E , Rüter C E , Stepić M , Shandarov V , Kip D 2006 *Opt. Express* **14** 11248
- [10] Zhang P , Yang D X , Zhao J L , Su K , Zhou J B , Li B L , Yang D S 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1558
- [11] Zhao J L , Li B L , Zhang P , Yang D X , Li Z W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2583 (in Chinese) [赵建林、李碧丽、张鹏、杨德兴、李振伟 2004 *物理学报* **53** 2583]
- [12] Buse K , Breer S , Peithmann K , Kapphan S , Gao M , Krätzig E 1997 *Phys. Rev. B* **56** 1225
- [13] Eggert H A , Hecking B , Buse K 2004 *Opt. Lett.* **29** 2476
- [14] Zozulya A A , Anderson D Z , Mamaev A V , Saffman M 1998 *Phys. Rev. A* **57** 522
- [15] Petviashvili V I 1976 *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 257
- [16] Ma Y H , Zhang P , Zhao J L , Peng T 2006 *Acta Photon. Sin.* **35** 252 (in Chinese) [马仰华、张鹏、赵建林、彭涛 2006 *光子学报* **35** 252]
- [17] García-Quirino G S , Iturbe-Castillo M D , Vysloukh V A , Sánchez-Mondragón J J , Stepanov S I , Lugo-Martínez G , Torres-Cisneros G E 2006 *Opt. Lett.* **22** 1997
- [18] Singh S R , Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 571

Coherent interactions between discrete spatial solitons in light-induced planar waveguide arrays^{*}

Xiao Fa-Jun Zhang Peng Liu Sheng Zhao Jian-Lin[†]

(*Key Laboratory of Optical Information Technology of Shaanxi Province , Institute of Optical Information Science and Technology ,
School of Science , Northwestern Polytechnical University , Xi'an 710072 , China*)

(Received 6 July 2007 ; revised manuscript received 9 November 2007)

Abstract

The coherent interactions between one-dimensional discrete spatial optical solitons , derived by Petviashvili iteration method , are numerically investigated with the split-step beam propagation method in light-induced planar waveguide arrays . The influences of the initial phase difference , the soliton peak intensities , the periods and intensities of the writing beams for waveguide arrays , and the amplitudes of the externally bias fields on the interactions between two discrete solitons are analyzed in detail . It is found that the interactions between two parallel discrete solitons with different initial phase differences behave in a way similar to that encountered in continuous media , i. e. , in-phase (out-of-phase) discrete solitons attract (repel) each other , and the intermediates are always accompanied with energy transfer . In addition , the interaction processes are influenced by the variations of soliton peak intensities , the configurations of the light-induced waveguide arrays , and the amplitudes of the external bias fields .

Keywords : light-induced planar waveguide array , discrete spatial optical soliton , coherent soliton interaction

PACC : 7820P , 7820W , 4280L

^{*} Project supported by the Scientific and Technological Innovation Foundation for Young Teachers of Northwestern Polytechnical University and the Doctoral Dissertation Foundation of Northwestern Polytechnical University , China (Grant No. CX200514).

[†] Corresponding author. E-mail : jlzhao@nwpu.edu.cn