

# 扩散效应对光伏孤子相互作用的影响<sup>\*</sup>

颜利芬 王红成 余卫龙<sup>†</sup>

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2005 年 11 月 22 日收到, 2006 年 3 月 30 日收到修改稿)

用数值方法研究扩散效应对两个平行传播相干光伏孤子光束相互作用的影响. 结果表明, 在扩散效应的影响下, 两相干孤子光束同相相互作用不是使它们相互融合, 而是使它们趋向相互分离, 且光束之间存在能量耦合; 异相孤子相互作用不再是简单地互相排斥, 在一定的条件下, 两光束既互相排斥, 又同时向同侧偏转.

关键词: 光伏空间孤子, 相干相互作用, 扩散效应

PACC: 4265J, 4265S

## 1. 引 言

光折变空间孤子是近年来光学孤子领域的研究热点. 光折变空间孤子之间的相互作用表现出奇特的物理现象, 它在光控光方面有潜在的重要应用. 人们对光折变孤子的研究已从孤子产生、孤子诱导光波导扩展到孤子间的相互作用<sup>[1-3]</sup>. 若忽略扩散效应, 且两亮空间孤子彼此相干<sup>[1-3]</sup>, 则其相互作用取决于两束光的相位差. 如果在入射面处两孤子同相(初相位差为零), 则在两孤子光波场交叠区产生相长干涉, 在该区域引起大的折射率改变, 更多的光能被耦合到该区域, 最终两孤子表现为相互吸引; 如果在入射面处两孤子反相(初相位差为  $\pi$ ), 则在两孤子光波场交叠区产生相消干涉, 在该区域折射率改变减小, 而两侧的折射率相对较大, 光能被更多地耦合到两侧, 两光孤子表现为相互排斥. 另外, 人们已发现, 扩散效应能够导致稳态光折变孤子在晶体中传输时形成自偏转, 孤子的中心作抛物线轨迹运动<sup>[4-7]</sup>. 刘劲松等人在考虑扩散效应的情况下对屏蔽光伏孤子的演化和自偏转特性作了许多研究<sup>[8-10]</sup>.

本文在考虑晶体扩散效应的情况下, 用数值方法研究了同频率平行入射的两空间光伏孤子光束在有强光伏效应的晶体中的相互作用. 结果表明, 在扩散场的影响下, 光束之间不是简单的相互吸引, 而是

相互分离, 且存在能量耦合. 此外, 本文还在考虑扩散效应的情况下对两异相光伏孤子的相互作用进行了研究, 同时对结果作出解释.

## 2. 基本理论

设真空中波长都为  $\lambda$  的两光场在光伏光折变晶体中沿  $z$  轴方向传播, 晶体  $c$  轴方向与  $x$  轴重合; 入射信号光为  $e$  光, 背景光为均匀的  $o$  光. 对光伏光折变晶体, 在忽略损耗情况下, 采用傍轴近似, 考虑背景光的光伏效应及扩散场效应, 可得到两束信号光在光折变晶体中无量纲的传播演化方程<sup>[7]</sup>

$$i \frac{\partial U}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - b \frac{1+r|U|^2}{1+|U|^2} U - \gamma \frac{\partial}{\partial \xi} \ln(1+|U|^2) U, \quad (1)$$

式中,  $U = u_1 + u_2$ ,  $r = k^e/k^o$ ,  $|U|^2 = s_e I_e/s_o I_o$ ,  $\xi = x/x_0$ ,  $\zeta = z/k_e x_0^2$ ,  $\gamma = \frac{1}{2} n_e^2 k_e^2 x_0 r_{\text{eff}} K_B T/e$ ,  $b = \frac{1}{2} n_e^2 k_e^2 x_0^2 r_{\text{eff}} E_{\text{pw}}$ ,  $E_{\text{pw}} = k_e \gamma N_A / q \mu$ , 其中,  $n_e$  和  $n_o$  分别是信号光和背景光的折射率,  $k_e = 2\pi n_e / \lambda_e$  为信号光波矢长,  $k^e$  和  $k^o$  为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数,  $I_e$  和  $I_o$  分别是信号光和背景光的光强,  $s_e$  和  $s_o$  为晶体对信号光和背景光的吸收截面,  $x_0$  是任意选定的比例尺长度,  $r_{\text{eff}}$  是信号光的线性电光系数,  $\gamma$  是扩散项的系数, 它的大小影响扩散效应

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 30374121, 10574167)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: stils02@zsu.edu.cn

的强弱,  $N_A$  是补偿电离施主的受主密度,  $e$  是电子电量,  $\mu$  为电子迁移率. 必须指出, 所研究的是在考虑背景光作用下的光伏孤子光束, 这里背景光  $o$  光是均匀的, 所以  $|U|^2 = s_e I_e / s_o I_o$  对  $U = u_1 + u_2$  来说是不影响的. 两信号光相干时,  $u_1 + u_2 = \sqrt{s_{e1}/s_{o1} I_{o1} E_1 + \sqrt{s_{e2}/s_{o2} I_{o2} E_2}$ , 又由于  $I_{o1} = I_{o2} = I_o$ ,  $s_{e1}/s_{o1} = s_{e2}/s_{o2} = s_e/s_o$ , 所以  $|U|^2 = s_e I_e / s_o I_o = s_e/s_o I_o (E_1 + E_2)^2 = (u_1 + u_2)^2$ . 因此, 可以定义  $U = u_1 + u_2$ . 在单光束和忽略扩散效应的情况下, 作变换  $U(\xi, \zeta) = y(\xi) \exp(i\Gamma\zeta)$  我们得到

$$\frac{d^2 y}{d\xi^2} = 2\left(\Gamma - b \frac{1+r|y|^2}{1+|y|^2}\right)y, \quad (2)$$

这就是单色光伏孤子方程<sup>[11]</sup>.

对于本文要考虑的 KNSBN 晶体, 设  $y(\xi) = \sqrt{A}\eta(\xi)$ ,  $0 < \eta(\xi) \leq 1$ , 并利用亮孤子边界条件  $\eta(-\infty) = \eta(+\infty) = 0$ ,  $\eta'(-\infty) = \eta'(+\infty) = 0$  与初始条件  $\eta(0) = 1$ ,  $\eta'(0) = 0$ , 由(2)式可得关系  $\Gamma = br - b(r-1)\ln(1+A)\sqrt{A}$  和  $r > 1$ , 及归一化的亮孤子方程

$$\eta'' = \frac{2b(r-1)}{A} [\ln(1+A\eta^2) - \eta^2 \ln(1+A)], \quad (3)$$

对 KNSBN 晶体, 折射率改变为正, 所以当信号光对背景光的有效 Glass 系数之比  $r > 1$  时, 可支持空间亮孤子. 本文将以方程(2)的亮孤子解的线性组合作为光伏光折变晶体入射面处光场分布, 再利用方程(1)采用数值方法研究两孤子光束在具有强扩散效应的光伏光折变晶体中的相互作用.

### 3. 数值模拟结果及讨论

这里以 Cu:KNSBN<sup>[12-14]</sup> 作为例子, 信号光为波长  $\lambda_o = 488\text{nm}$  的  $e$  光, 背景光为波长  $\lambda_b = 488\text{nm}$  的  $o$  光. 对于 Cu:KNSBN, 上述两种波长的光具有下列参数:  $n_e = 2.25$ ,  $n_o = 2.33$ ,  $E_p = 20\text{kV/cm}$ ,  $s_e/s_o = 0.688$ ,  $r = k_e/k_o = 2.5^{[12]}$ , 有效电光系数取  $r_{\text{eff}} = r_{42} = 820\text{pm/V}^{[13]}$ . 选取归一化长度  $x_0$  为  $8\mu\text{m}$ , 这样上述参数就具有如下数值:  $b = 222.969$ ,  $\gamma = 0.341$ . 数值计算表明, 单孤子在扩散场中按抛物线轨迹运动(如图 1 所示). 下面研究两个孤子进入光伏晶体后的演化行为. 设在入射面处, 光场的总复数振幅为  $U(\xi, 0) = \sqrt{A}\eta\left(\xi + \frac{h}{2}\right) + \sqrt{A}\exp(i\Delta\varphi)\eta\left(\xi - \frac{h}{2}\right)$ , 其中  $\eta(\xi)$  是(3)式的孤子解,  $h$  是两入射孤子的峰

位距离,  $A$  是孤子峰值. 先取  $A = 0.1$ ,  $h = 0.5$ , 孤子光束的 FWHM 都为  $0.32$ , 入射面处两孤子光场的光强分布如图 2 所示. 利用方程组(1)进行数值模拟(两光束相互作用使得峰值、FWHM 等参量发生变化, 所以在晶体中传播时, 两束光并不形成孤子. 以下情况相似. 为了描述方便, 将图 1 中入射面左边的光束记为 1, 右边的光束记作 2).

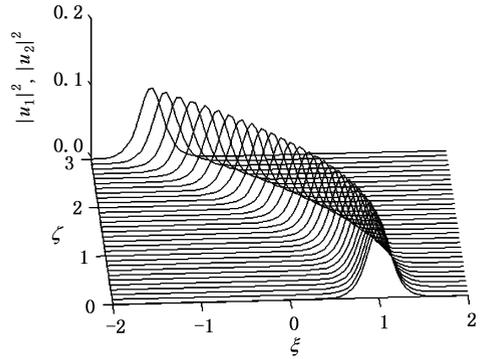


图 1 单孤子在扩散场中的演化行为

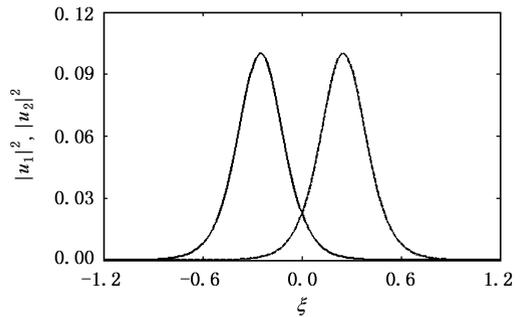


图 2 入射面初始光强分布

#### 3.1. 初位相差 $\Delta\varphi$ 对孤子相互作用的影响

设  $A$  不变, 先取  $\Delta\varphi = 0$ ,  $h = 0.5$ , 研究同相孤子相互作用的情况. 我们注意到, 对于相干的情况, 用方程(1)描述两个孤子光束的相互作用还是适用的. 对于相干的光束, 其光强为  $|U|^2 = |u_1 + u_2|^2$ , 所以在模拟两个孤子之间相互作用时可以使用描述单个光束传输的方程, 直接将  $U = u_1 + u_2$  代入到方程  $i \frac{\partial U}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - b \frac{1+r|U|^2}{1+|U|^2} U - \gamma \times \frac{\partial}{\partial \xi} \ln(1+|U|^2) U$  中. 孤子同相作用相互吸引, 这是熟知的结果, 但在扩散场的影响下, 吸引与扩散效应共同起作用, 使得两孤子光束相互作用出现新的情况. 图 3 是两孤子在没有扩散效应和有扩散效应的

晶体中的演化情况. 其中图 3 (a) 为忽略扩散效应时孤子相互作用和演化情况, 结果显示两孤子在晶体中传播会融合在一起. 图 3 (b) 为考虑扩散效应时孤子光束在晶体中传播和相互作用的情况. 结果是两光束起初融合在一起, 然后光束再发生分裂; 此外,

两光束之间还发生了能量的转移. 出射面处两光束的间距是 21, 峰值分别为 0.42 和 0.05, FWHM 分别是 0.08 和 0.73.

改变  $\Delta\varphi$ , 进一步研究初相位差对孤子光束能量耦合的影响. 结果表明 (如图 4 所示), 当  $0 < \Delta\varphi < \pi$

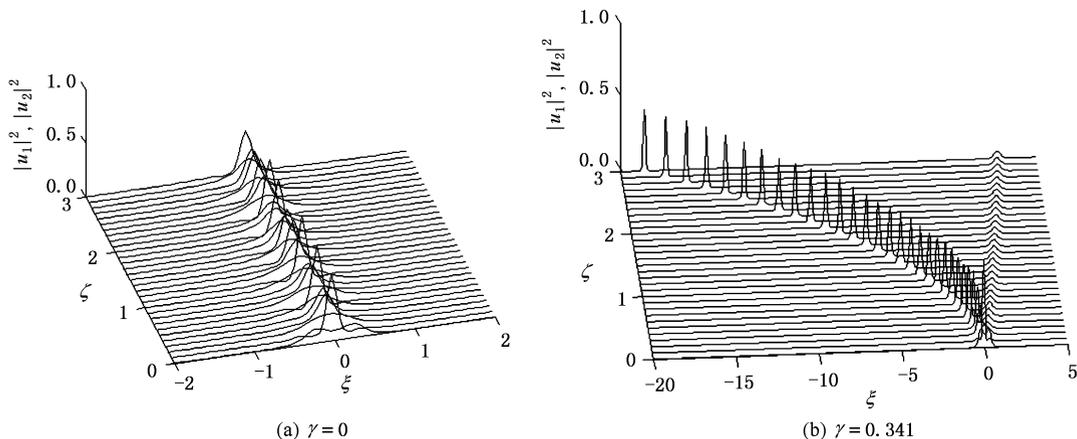


图 3 扩散效应对孤子光束相互作用的影响 (a) 忽略扩散效应 (b) 考虑和扩散效应

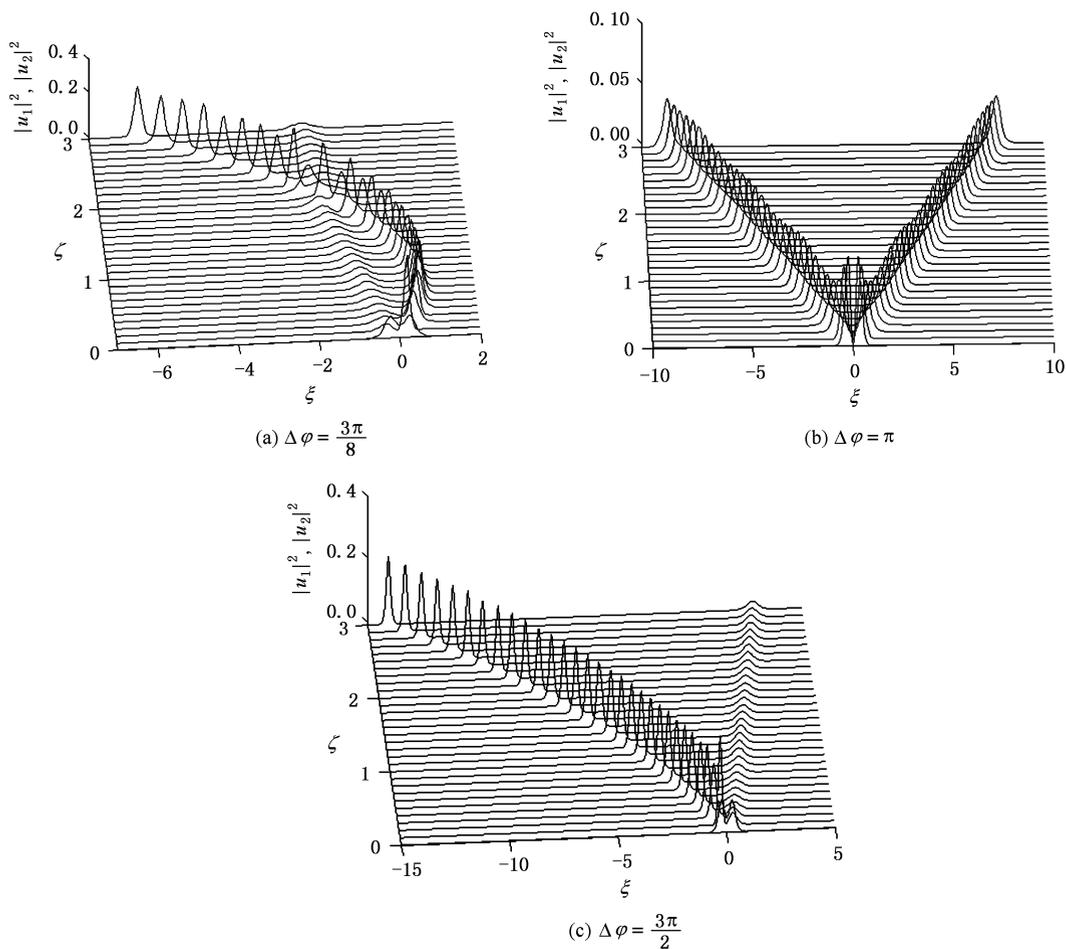


图 4 初相位差  $\Delta\varphi$  对孤子光束相互作用的影响

时,两光束发生能量耦合,且它们的相对位置发生变化.图 4(a)是  $\Delta\varphi = 3\pi/8$  时的情况.易见,相互作用后,光束 2 能量增大,受扩散场的影响向左偏转,与光束 1 发生交叉,然后,转到孤子 1 的左边;光束 1 能量变小,其扩散效应可以忽略不计,所以通过相互作用,向左边直线传播.当  $\Delta\varphi = \pi$  时,两孤子光束不存在能量耦合.扩散场的作用效果是使得两光束在相互排斥的基础上,整体位置向左发生偏移[如图 4(b)所示].当  $\pi < \Delta\varphi < 2\pi$  时,光束 2 能量耦合到左边,光束 1 的能量增大,孤子 2 的能量减少.图 4(c)是  $\Delta\varphi = 3\pi/2$  时的情况.这时能量耦合使得光束 1 能量变大,向左偏转.

### 3.2. 初始距离 $h$ 对相互作用的影响

我们取  $\Delta\varphi = 0$ ,研究孤子距离  $h$  对相互作用的影响.随入射面处孤子光束之间距离的变化,孤子光束相互作用的结果明显地发生变化,具体表现为在出

射面处两光束的间距和两孤子能量的对比发生变化.当初始距离变大时,能量之间的耦合及两光波之间的相互分离的效果都减弱,初始距离变小,情况相反.

图 5 是两孤子光波初始间距  $h$  分别为 0 和 1 时两光束在晶体中的演化情况.图 5(a)中,  $h = 0$ ,两光波开始叠加在一起.在两光束相互作用的起始阶段,由于同相相互吸引,光束变得更加尖锐,其半高宽变小,峰值变大;之后,光束受扩散场作用分裂,能量较大的一部分向左偏转,能量较小部分向右传输;在出射面,两者的距离达到 3.4,峰值分别是 0.33 和 0.03.图 5(b)中,  $h = 1$ .起初,由于同相作用相互吸引,两孤子光束融合在一起,接着又在扩散场的影响下,两光束能量发生耦合,并开始分裂,左边的光束收缩,受扩散效应影响变大,偏转变得显著.在出射面处,两光束的间距是 6.5,峰值分别为 0.16 和 0.06.在这种情况下,无论是能量耦合还是分离效果都较  $h = 0$  情况下要弱得多.

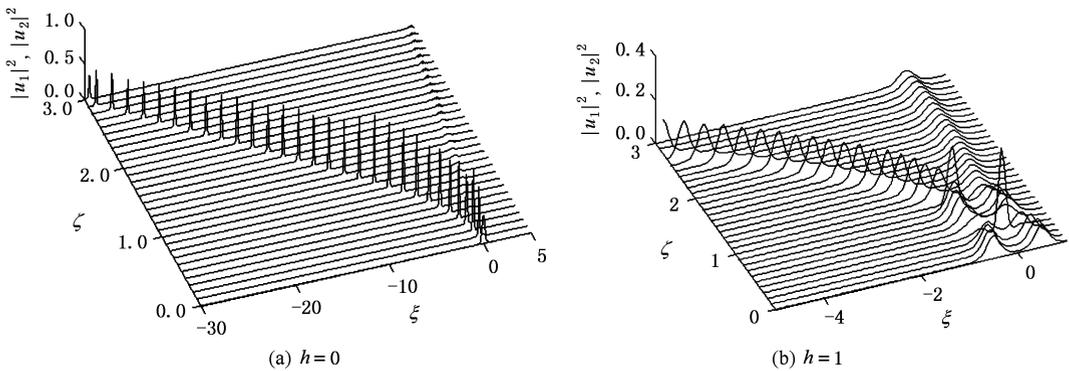


图 5 间距  $h$  对孤子光束相互作用的影响

### 3.3. 参数 $\gamma$ 对相互作用的影响

参数  $\gamma = \frac{1}{2} n_e^2 k_e^2 x_0 r_{\text{eff}} K_B T / e$ , 它反映扩散效应的强弱.随着  $\gamma$  变小,扩散效应变弱,同相孤子之间的能量耦合及两孤子分离现象变弱;反之,  $\gamma$  变大,

孤子之间相互作用受扩散场的影响变大.上文已经研究  $\gamma$  较大的情况,现在研究  $\gamma$  很小时孤子光束相互作用行为.图 6 中,  $h = 0.5$ ,  $\Delta\varphi = 0$  和  $\gamma = 0.00001$ .可见对很小的  $\gamma$ ,扩散效应的影响仍相当明显.我们看到,在这种情况下,两孤子光束最初相互吸引融合,传播一段距离后光束又在扩散场的影响下发生非对称分裂.在出射面处,光束 1 的峰值 0.34,光束 2 峰值为 0.05,两光束距离为 2.

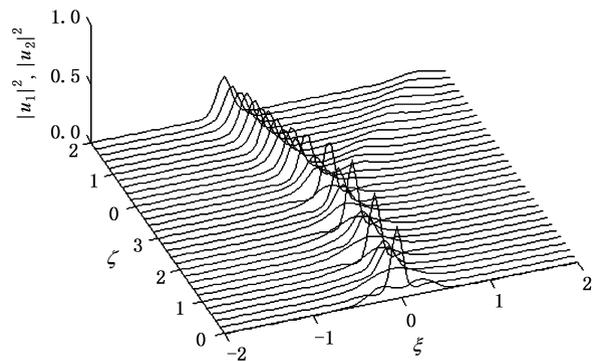


图 6 孤子光束在弱扩散场 ( $\gamma = 0.00001$ ) 中的相互作用

### 3.4. 异相孤子光束作用结果

由前面研究已知,当  $\Delta\varphi = \pi$  时,两孤子光束之

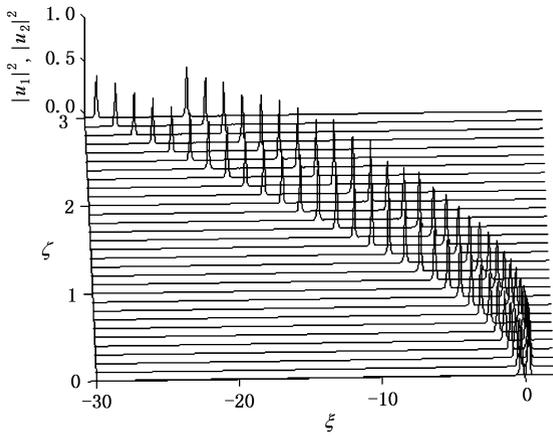


图7 强扩散效应时异相孤子的相互作用( $\Delta\varphi = \pi, A = 5$ )

间不存在能量耦合.扩散场的作用效果是使得两孤子在相互排斥的基础上,整体位置向左偏移[如图4(b)所示].现在进一步研究异相孤子光束的相互作用.取 $\Delta\varphi = \pi, \gamma = 0.341, h = 0.5$ ,改变孤子的初始峰值 $A$ ,用数值方法模拟两孤子光束在晶体中的相

互作用.结果表明, $A$ 变大,扩散效应增强,孤子偏移的效果强于异相孤子之间的排斥作用(如图7所示).最初,两孤子光束相互排斥;之后,受强扩散效应的影响下两者都向左边偏转.与上面两孤子光束向两侧排斥的现象不同,这里出现光束同侧偏转.

## 4. 结 论

本文采用数值方法模拟同频率的两亮孤子光束在强光伏效应光折变晶体中的相互作用,发现同相亮孤子光束相互分离,且存在能量耦合;异相孤子相互作用不再是简单的互相排斥,在一定的条件下,两孤子既相互排斥,同时向同侧偏转.此时,孤子光束的演化行为是扩散效应与孤子光束相互作用两个因素共同作用的结果.数值模拟的结果还表明,两孤子间距 $h$ 越小,扩散效应使得孤子之间能量耦合和分离效果越强,孤子峰值 $A$ 、系数 $\gamma$ 越大,扩散效应越强,随之产生的孤子分离和能量耦合现象也越明显.

- [1] Meng H, Salamo G, Shih M *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 448
- [2] Ku T S, Shih M F, Sukhorukov A A *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 063904
- [3] Hou C F, Li S Q, Li B *et al* 2001 *Progr. in Phys.* **21** 237 (in Chinese)[侯春风、李师群、李斌等 2001 物理学进展 21 237]
- [4] Carvalho M I, Singh S R, Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **120** 311
- [5] Petter J, Weinau C, Denz C *et al* 1999 *Opt. Commun.* **170** 291
- [6] Guo R, Li Y G, Ling Z F *et al* 2002 *Chin. J. Las. A* **29** 714 (in Chinese)[郭儒、李乙钢、凌振芳等 2002 中国激光 29 714]
- [7] Lu K Q, Zhang Y P, Li B *et al* 2002 *Acta Opt. Sin.* **22** 134 (in

Chinese)[卢克清、张彦鹏、李博等 2002 光学学报 22 134]

- [8] Liu J S, Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 (in Chinese)[刘劲松、卢克清 1998 物理学报 47 1509]
- [9] Liu J S, Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [10] Liu J S, Zhang D Y, Hao Z H 2001 *J. Mod. Opt.* **48** 1803
- [11] Jiang D S, She W L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2090 (in Chinese)[江德生、余卫龙 2005 物理学报 54 2090]
- [12] She W L, Lee K K, Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [13] She W L, Lee K K, Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [14] She W L, Lee K K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 (in Chinese)[余卫龙、李荣基 2001 物理学报 50 886]



# Influence of diffusion on the interaction between photovoltaic spatial solitons <sup>\*</sup>

Yan Li-Fen Wang Hong-Cheng She Wei-Long<sup>†</sup>

( *State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technology, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China* )

( Received 22 November 2005 ; revised manuscript received 30 March 2006 )

## Abstract

We numerically investigate the impact of diffusion field in photovoltaic photorefractive crystals on the interaction between two coherent photovoltaic spatial solitons. Numerical simulations show that the in-phase interaction will result in the separation of the two solitons from each other, accompanied by the energy coupling between the beams, which is different from the case without diffusion field. And for the case of interaction out of phase, the two solitons are no longer the simply separated. Under certain conditions, they are exclusive to each other but deflect simultaneously to the same side.

**Keywords** : photovoltaic spatial soliton, coherent interaction, diffusion effect

**PACC** : 4265J, 4265S

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10374121, 10574167 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail :stils02@zsu.edu.cn