

相干光伏空间孤子非对称碰撞研究*

李湘衡 张冰志 余卫龙[†]

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2010年7月20日收到; 2010年9月13日收到修改稿)

采用数值方法研究了三个呈非对称分布的相干光伏空间孤子碰撞相互作用. 结果表明, 随着信号光的入射角度在一定范围内逐渐改变, 三个孤子在晶体中碰撞后会产生孤子的分裂或湮没现象. 当孤子碰撞后出现分裂或湮没时, 若保持孤子的碰撞角度不变, 改变其中任意一个孤子的初始相对相位, 孤子的碰撞行为也将随之迅速改变, 产生新的孤子分裂、湮没或其他碰撞现象. 另外, 研究结果还表明, 作为具有不可积哈密顿系统特性的光伏孤子, 其小角度碰撞过程中动量和能量仍然是守恒的.

关键词: 光伏孤子, 非对称碰撞, 分裂, 湮没

PACS: 42. 65. Tg, 42. 25. Kb

1. 引言

光学空间孤子^[1]是指光束在非线性光学介质中传播时, 其衍射效应被非线性效应完全抵消而形成的一种光能量不扩散的传播状态. 过去 40 多年里, 光学空间孤子已经在理论和实验上得到了广泛的研究. 迄今为止, 许多光学非线性效应已经被发现并用来形成光学空间孤子, 例如三阶非线性(克尔)效应^[1]、光折变非线性效应(支持准稳态孤子^[2-5]、屏蔽孤子^[6-8]、光伏孤子^[9-11]、屏蔽-光伏孤子^[12-15])以及光致异构非线性效应^[16]等等. 在所有这些光学空间孤子中, 光折变以及光致异构光学空间孤子因需要的功率密度较低(mW/cm^2 量级^[4])而引起了人们的广泛关注.

孤子间的碰撞由于会表现出类粒子的特征而成为一种有趣的孤子现象^[17]. 由于非线性效应, 空间孤子碰撞时会表现出“力”的作用^[18,19]. 对于可积的一维 Kerr 介质中的孤子, 孤子间的碰撞接近完全弹性碰撞, 此时孤子的行为表现出粒子性, 碰撞后孤子的轮廓也不发生改变^[20]; 而对于光折变空间孤子, 因为光折变非线性是一种饱和非线性, 所以用来描述光折变孤子的非线性薛定谔方程是不可积的, 孤子碰撞后会呈现出许多非常新奇的现象, 例

如孤子的融合、产生、湮没等现象^[21]. 近 10 多年来, 光折变空间孤子之间的碰撞及相互作用因在光波导、全光开关、光控等方面的潜在应用前景而引起人们的广泛兴趣^[22-25]. 1993 年, Snyder 等人^[21]从理论上预言在非 Kerr 非线性材料中, 两个孤子碰撞后可导致孤子的湮没、产生, 从而实现了一种灵活的光开关和光操控器件. 1997 年, Segev 小组^[26]首次在实验上利用铌酸锶钡(SBN)光折变晶体中两个一维屏蔽孤子的碰撞观察到孤子的融合、排斥以及能量交换现象. 同年, Królikowski 等人^[27]也在 SBN 晶体中实现了两个二维屏蔽孤子的碰撞, 并首次观察到碰撞后会产生一个新的孤子; 接着, 他们又在 SBN 晶体中发现, 三个二维屏蔽孤子碰撞后其中一个孤子会发生湮没而变成两个孤子^[28]. 目前, 关于孤子碰撞的研究大多是基于两个呈对称分布的亮孤子, 在非线性光学晶体中产生的碰撞, 鲜有报道多孤子系统的碰撞相互作用, 而在 Królikowski 等人的孤子对称碰撞实验中, 三个屏蔽孤子碰撞后仅产生湮没(包括不完全湮没)现象. 那么, 三个呈非对称分布的相干光伏孤子在晶体中发生碰撞后, 除了孤子的湮没现象之外, 能否观察到孤子的分裂以及其他能量转移现象, 是一个值得研究的问题.

本文采用数值分析方法研究了掺铜钾钠铌酸锶钡(Cu:KNSBN)晶体中三个非对称分布的一维相干光伏亮孤子的碰撞过程. 数值模拟结果表明,

* 国家自然科学基金(批准号:10874251)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn

随着信号光的入射角度在一定范围内逐渐改变,三个孤子在晶体中碰撞后会交替地产生孤子的分裂和湮没现象.当孤子碰撞后出现分裂或湮没现象时,若保持孤子的碰撞角度不变,改变三个孤子中任意一个孤子的初始相对相位,它们的碰撞结果和演化行为也将相应地发生改变.数值计算还表明,三个非对称分布的相干光伏孤子碰撞前后,整个孤子系统的总动量和能量均是守恒的.

2. 基本理论

假定真空中波长为 λ 的一维连续信号光在光折变晶体中沿 z 方向传播, x 方向设在晶体的 c 轴方向,同时也是信号光场的振动方向和光束的衍射方向.对于光折变晶体,考虑背景光的光伏效应和信号光的扩散效应,并利用傍轴近似,采用与文献[29]类似的方法,可得到信号光在光折变晶体中传播时的无量纲演化方程

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{i}{L} \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} u + \beta \frac{1+r|u|^2}{1+|u|^2} u + \gamma \frac{\partial \ln(1+|u|^2)}{\partial \xi} u \right], \quad (1)$$

式中 $r = \kappa^e / \kappa_b^o$, $|u|^2 = sI/s_b I_b$, $\zeta = z/z_0$, $\xi = x/x_0$, $L = kx_0^2/z_0$, $E_p = k_b^o \chi N_A / q\mu$, $k = 2\pi n / \lambda$, $\beta = k^2 x_0^2 n^2 r_{\text{eff}} E_p / 2$, $\gamma = k^2 x_0 n^2 r_{\text{eff}} k_b T / 2q$. 其中, β 和 γ 分别为非线性系数和扩散系数, n 为本底折射率, κ^e 和 κ_b^o 为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数, I 和 I_b 为信号光和背景光的光强, s 和 s_b 为晶体对信号光和背景光的吸收截面. x_0 和 z_0 为任意选定的两个比例尺长度, r_{eff} 为信号光的线性电光系数, χ 为复合率系数, N_A 为补偿电离施主的受主密度, q 为载流子的电量, μ 为载流子迁移率, k_b 和 T 分别为波尔兹曼常数和常温状态时的绝对温度. 为了获得孤子解,我们将扩散项看作微扰项,当不考虑扩散效应影响(即 $\gamma = 0$) 时,设光束在晶体中传播的光场函数为 $u(\xi, \zeta) = y(\xi) \exp(i\zeta\Gamma/L)$, 则(1)式变为

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

这就是单色光伏孤子初始光场所需满足的方程.对于亮孤子,设 $y(\xi) = \sqrt{B}\eta(\xi)$, $0 < \eta(\xi) \leq 1$, 并利用亮孤子的边界条件 $\eta(-\infty) = \eta(+\infty) = 0$, $\eta'(-\infty) = \eta'(+\infty) = 0$ 与初始条件 $\eta(0) = 1$,

$\eta'(0) = 0$ ^[29], 由(2)式可得关系: $\Gamma = \beta r - \frac{\beta(r-1)}{B} \ln(B+1)$ 和 $\beta(1-r) < 0$, 及归一化的亮孤子方程

$$\eta'' = 2\beta(r-1)\eta \left[\frac{1}{1+B\eta^2} - \frac{\ln(1+B)}{B} \right]. \quad (3)$$

因此,对于上述折射率改变为正的 Cu: KNSBN 晶体,当信号光对背景光的有效 Glass 系数之比 $r > 1$ 时,可以在晶体中形成亮孤子.然后引入微扰项,即

扩散效应项 $\frac{i}{L}\gamma \frac{\partial \ln(1+|u|^2)}{\partial \xi}$, 这样就能数值模拟

在扩散效应作用下孤子的演化传播行为.通常情况下,由于扩散效应影响,单个孤子在晶体中演化时会产生明显的自偏转现象^[29].影响孤子自偏转的参量主要有:1) 孤子峰值 B ; 2) 晶体有效电光系数 r_{eff} ; 3) 孤子在晶体中演化的距离 z . 孤子的峰值 B 越小,孤子的束宽就越大,也越难发生自偏转;而有效电光系数直接影响扩散系数 γ , γ 值越大,孤子越容易发生自偏转;孤子在晶体中演化的距离越大,扩散效应导致的孤子自偏转现象也越明显.在数值计算中,只要合理地选择以上三个参量,那么由扩散效应而导致的光伏孤子自偏转现象就能得到有效的抑制.本文采用文献[30]中的数据,其中 $B = 1.0$, $r_{\text{eff}} = 120 \text{ pm/V}$, $\gamma = 0.064$.数值模拟表明,在扩散效应影响下,单个光伏孤子在晶体中演化了 15 mm 的距离后,才有细微的自偏转现象出现,而三个相干光伏孤子同时发生碰撞时在晶体中的传播距离小于 4 mm,每个孤子都尚未发生自偏转,扩散效应不甚明显.现在以光伏亮孤子为例,讨论考虑扩散效应时三个呈非对称分布的相干光伏孤子在晶体中的碰撞相互作用行为.

我们以真空波长 $\lambda_1 = 514.5 \text{ nm}$ 的 e 光为信号光,背景光选波长为 $\lambda_b = 488 \text{ nm}$ 的 o 光,这些光束可以从 Ar⁺ 激光器获得.在 Cu: KNSBN^[5,11] 晶体中,上述光场条件对应下列参数: $n_1^e = 2.31$, $n_1^o = 2.23$, $r_{\text{eff}} = 120 \text{ pm/V}$, $E_p = 20 \text{ kV/cm}$.另外,我们已经测得, $r = 1.6$ ^[11,31].在计算中,取比例尺 $x_0 = 11.362 \text{ }\mu\text{m}$, $z_0 = 1.578 \text{ mm}$ ^[30].对于这些参数, $L = 2.228$, $\beta = 57.135$, $\gamma = 0.064$.我们取 $B = 1.0$, 利用以上参数对方程(3)进行数值求解,可得到单色光伏亮孤子解;再以此解作为信号光束的初始横向光场分布,其分布函数为 $u(\xi)$.

考虑三个呈非对称分布的相干信号光束(依次为 A, B, C) 入射晶体,则可设在入射面处的初始光

场分布函数为

$$U(\xi) = u(\xi + h) \cdot e^{i\nu\xi} + u(\xi) + u(\xi - 2h) \cdot e^{-2i\nu\xi}, \quad (4)$$

其中 $\nu = \tan\theta$, θ 为信号光 A 的入射方向与传播方向 (z 轴) 的夹角, 且 $\theta = \arctan[\nu x_0/z_0]$. 在以下讨论中, θ 由 0.8° 增至 1.5° , 基本符合傍轴近似假设. 图 1 表示三束相干信号光在晶体入射面的初始光场分布, 数值计算得出, 当 $|\xi| \geq 2.4035$ 时, 单束信号光的初始光场 $u(\xi)$ 约等于 0. 光束 A 和 C 的中心位置到光束 B 的中心位置的距离分别为 h 和 $2h$ ($h = 4.807$), 这样能确保三束相干信号光在晶体的入射面不会发生相互作用. 由于光束 C 的入射角度以及光束 C 到光束 B 的中心位置的距离均是光束 A 的两倍, 故三个非对称分布的光伏孤子传播一段距离后, 会在晶体中某处同时发生碰撞. 通过数值模拟三个相干光伏孤子在晶体中的演化情况, 从而可知其碰撞相互作用行为.

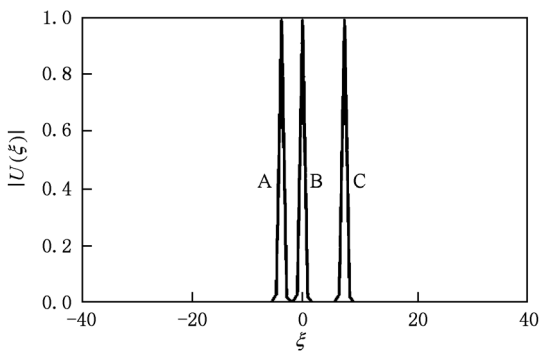


图 1 三束相干信号光在晶体入射面的初始光场分布

3. 三个光伏孤子非对称碰撞相互作用

前文已经提到, 如果适当地控制信号光 A 和 C 的入射角, 那么三个非对称分布的相干光伏孤子会在晶体中某处同时发生碰撞, 且孤子碰撞后, 它们的光场将重新分布. 为了便于区分和描述, 我们将尚未出现孤子的分裂或湮没现象时, 正对出射面观察到的光束从左至右依次记为 a, b, c, 而出现孤子分裂时产生的新孤子记为 d. 由于信号光 A 和 C 的入射角在一定的范围内由小到大逐渐改变, 所以三个相干光伏孤子的碰撞行为也始终处于一个动态变化的过程.

3.1. 孤子的分裂

当信号光 A 的入射角小于 0.8° (对应 $\nu = 2.0$) 时,

三个相干光伏孤子在晶体中碰撞后尚未出现孤子的分裂或湮没现象, 碰撞后位于中间位置的孤子 b 的光强随着 ν 的增大而逐渐增强, 而孤子 a 和 c 的光强均缓慢减弱. 当 ν 增大至 2.30 时, 孤子 b 的光强增至最大值, 光束有分裂的趋势, 但碰撞后分裂出来的光束与原光束尚未完全分开, 表现为间断性的分裂与融合, 这表明即将产生的新孤子与原孤子 b 之间还存在一定的耦合相互作用; 当 ν 增大至 2.424 时, 碰撞后中间两束光完全分开, 在出射面可观察到四个孤子, 将新产生的孤子记为 d. 图 2 表示 ν 从 2.416 增至 2.53 时晶体出射面光束的光强随信号光 A 的入射角度的变化关系, 图中罗马数字表示孤子的个数. 数值计算得出, 当 $\nu = 2.42$ 时, 新产生的孤子 d 的光强为 0.62; 当 ν 增大至 2.424 时, 由于孤子完全分裂, 孤子 d 的光强突然增至 0.76, 而孤子 b 由于部分能量耦合给孤子 d, 光强由 1.23 减小至 1.15. 图 2 中竖直虚线与曲线的交点数值表示 $\nu = 2.428$ 时各出射孤子光强大小, 图 3 表示此时光束在晶体中的光强演化和出射面的光强分布情况. 由图 3 可知, 三个孤子在晶体中传播一段距离同时发生碰撞后分裂出一个新的孤子, 四个孤子仍然呈非对称分布在晶体中稳定地传播, 其光强轮廓与入射面处相比也基本保持不变. 随着碰撞角度继续增大, 出射面中间两个孤子 b 与 d 之间的距离逐渐增大, 而孤子 a 和 c 也缓慢向晶体外侧偏转. 在整个过程中, 孤子 a 的光强几乎保持在 0.61 左右不变, 而孤子 c 的光强在 ν 大于 2.428 时先是由 0.44 缓慢减小至 0.41, 当 ν 大于 2.449 时, 其光强迅速减小; 当 ν 增大至 2.478 时, 孤子 c 的光强已减小至 0.1 以下. 我们将光强小于 0.1 也就是图 2 中的水平虚线以下定为光束不可见, 那么 ν 大于 2.478 时, 孤子 c 将几乎观察不到, 孤子的分裂现象消失, 三个非对称分布的相干光伏孤子碰撞后又重新变为三个孤子.

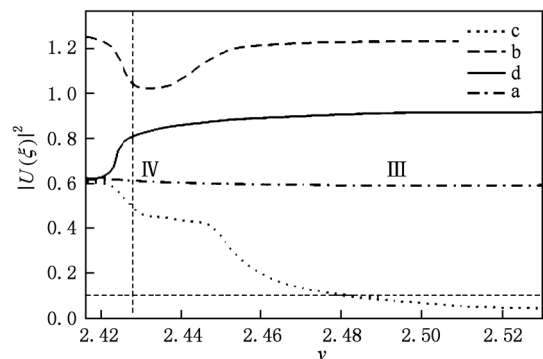


图 2 晶体出射面光束的光强随信号光 A 的入射角度的变化关系 ($\nu = 2.416 - 2.530$)

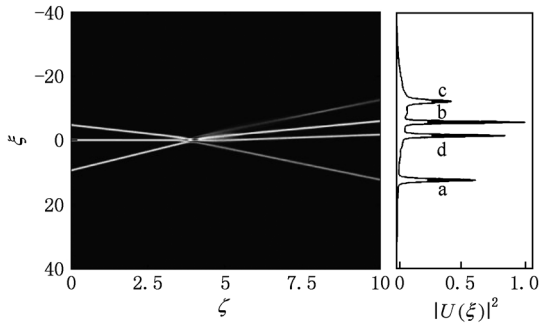


图3 $v=2.428$ 时光束在晶体中的光强演化和出射面的光强分布

3.2. 孤子的湮没

前一小节已经提到,当 v 大于 2.478 时,晶体中三个相干孤子碰撞后孤子的分裂现象消失,又重新变成三个孤子,分别记为 a, b, c. 继续增大碰撞角度,随着 v 的增大,位于外侧右边的孤子 c 逐渐向右偏转,左边的孤子 a 逐渐向孤子 b 偏转,而孤子 b 几乎不发生偏转. 图 4(a) 表示 v 从 2.54 增至 2.8 时晶体出射面光束的光强随信号光 A 的入射角度的变化关系. 数值计算得出,当 v 从 2.54 增大至

2.63 时,孤子 c 的光强由 1.26 减小至 1.15,孤子 b 的光强由 0.97 增大至 1.10,孤子 a 的光强由 0.47 减为 0.19,由此可知,孤子 a 在向孤子 b 偏转的过程中与孤子 b 发生了能量耦合相互作用. 当 $v = 2.631$ 时,孤子 a 的光强减小至 0.18,光束基本上观察不到,此时出射光表现为两个孤子,图 5(a) 表示此时光束在晶体中的光强演化和出射面的光强分布. 由图可知,孤子 c 的轮廓与入射晶体时相比几乎保持不变,而孤子 a 在向孤子 b 偏转的过程中,将能量传递给了孤子 b,使得孤子 b 集中了系统的大部分能量. 当 v 由 2.631 增大至 2.8 的过程中,孤子 b 的右边产生一个新的孤子,其光强由 0.18 增至 0.56,而孤子 b 的光强由 1.14 增至 1.25, c 的光强由 1.15 减小至 0.91,在晶体的出射面又能重新观察到三个孤子.

继续增大碰撞角度,随着 v 的增大,位于左边的孤子 a 向左偏转,孤子 b 和 c 缓慢向右偏转,但由于偏转速度不同,二者之间的距离逐渐缩小. 图 4(b) 表示 v 从 2.9 增至 3.3 时晶体出射面光束的光强随信号光 A 的入射角度的变化关系. 数值计算得出,当 v 从 2.9 增至 3.04 时,孤子 a 的光强由 1.27 缓慢减小至 1.23,孤子 b 的光强由 0.73 增大至 1.1,孤子 c 的

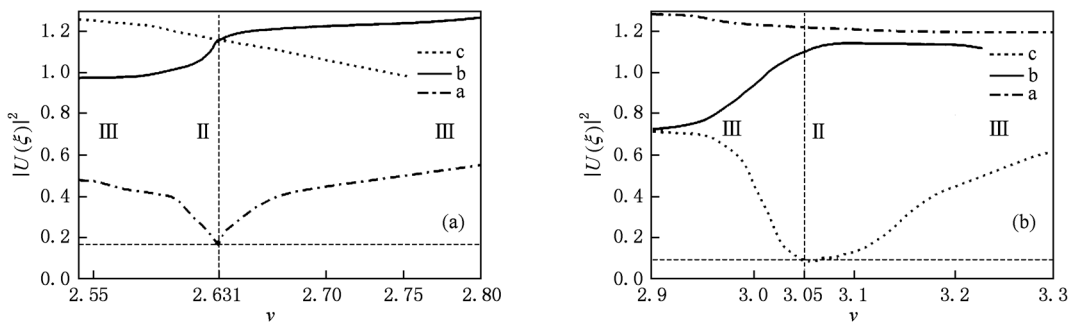


图4 晶体出射面光束的光强随信号光 A 的入射角度的变化关系 (a) $v=2.54-2.80$; (b) $v=2.90-3.30$

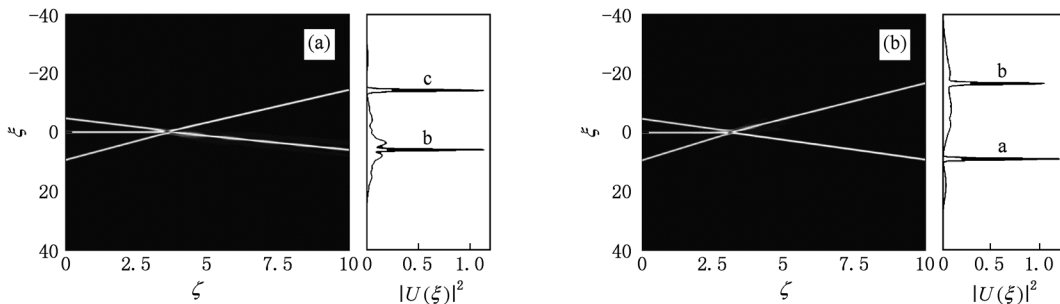


图5 光束在晶体中的光强演化和出射面的光强分布 (a) $v=2.631$; (b) $v=3.050$

光强由 0.72 迅速减小至 0.11, 这表明孤子 b 与孤子 c 在偏转过程中, 孤子 c 将部分能量传递给了孤子 b; 当 $v=3.05$ 时, 孤子 c 的光强减小至 0.09, 即图 4(b) 中水平虚线值, 此时孤子 c 已观察不到, 图中竖直虚线与曲线的交点数值表示 $v=3.05$ 时各出射孤子的光强大小, 图 5(b) 表示此时各光束在晶体中的光强演化和在出射面处的光强分布. 如图所示, 三个相干孤子碰撞后孤子 c 发生湮没, 孤子 a 和 b 呈非对称分布在晶体中稳定地传播. 继续增大碰撞角度, 碰撞后所产生的两个孤子中间光强平坦部分逐渐出现突起, 这表明两个孤子的中间位置即将产生另外一个孤子. 当 v 增大至 3.3 时, 新产生的孤子其光强由 0.07 增大至 0.62, 而孤子 b 的光强几乎保持不变, 孤子 c 的光强从 1.17 减小至 1.03, 这时在晶体的出射面又能重新观察到三个孤子.

3.3. 孤子的再次分裂

前一小节我们已经通过数值模拟得出, 当 v 大于 3.3 时, 三个非对称分布的相干孤子在晶体中碰撞后孤子的湮没现象消失, 又重新变为三个孤子, 分别记为 a, b, c. 继续增大碰撞角度, 当 v 大于 3.6 时, 孤子 b 有分裂的趋势, 其光强逐渐减弱; 当 v 增大至 3.62 时, 碰撞后中间两束光完全分开, 这时出现了新的孤子, 记为 d, 在晶体的出射面可观察到四个孤子. 图 6 表示 v 从 3.6 增至 3.8 时晶体出射面光束的光强随信号光 A 的入射角度的变化关系. 由数值结果和图 6 可知, 当 v 增大至 3.62 时, 孤子 d 恰好完全分裂出来, 其光强也由 0.18 迅速增大至 0.35, 而孤子 b 的光强由 0.8 迅速减小至 0.57, 这表明在此过程中孤子 b 的部分能量耦合给了新产生的孤子 d. 当 v 由 3.62 增至 3.64 的过程中, 孤子 a 和 c 的光强基本上保持不变, 孤子 b 的光强减至 0.42, 孤子 d 的光强增至 0.52; v 由 3.64 增大至 3.68 的过程中, 孤子 c 的光强由 0.82 增大至 0.95, 孤子 a, b, d 的光强几乎分别保持在 1.07, 0.42 和 0.54 左右不变, 整个孤子系统达到一个较为稳定的状态. 图 6 中的竖直虚线与曲线的交点数值表示当 $v=3.64$ 时各出射孤子的光强大小, 图 7 表示此时光束在晶体中的光强演化和出射面的光强分布情况, 出射孤子从左至右依次分别记为 a, d, b, c. 由图 7 可知, 三个相干孤子在晶体中碰撞后分裂出一个新的孤子, 四个孤子仍然呈非对称分布, 并以稳定的光强传播. 随着光束 A 和 C 的入射角度继续增

大, 当 v 大于 3.746 时, 孤子 b 的光强减小至 0.1 以下, 即图 6 中的水平虚线值以下. 那么当 v 大于 3.746 时, 孤子 b 将观察不到, 孤子的分裂现象消失, 三个孤子碰撞后又重新变为三个孤子.

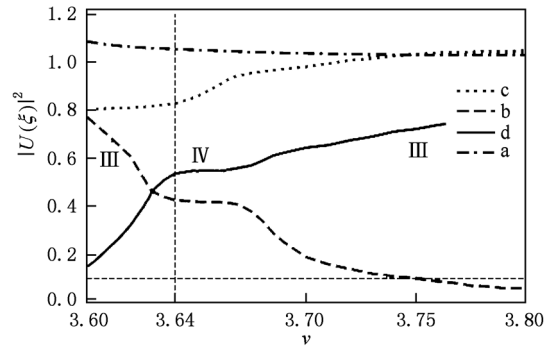


图 6 晶体出射面光束的光强随信号光 A 的入射角度的变化关系 ($v=3.60-3.80$)

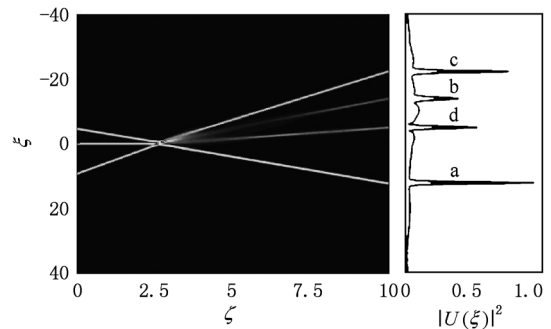


图 7 $v=3.640$ 时光束在晶体中的光强演化和出射面的光强分布

以上数值模拟结果表明, 三个非对称分布的相干孤子在晶体中同时碰撞时会发生非线性相互作用, 碰撞后各孤子的光场重新分布. 若信号光 A 的入射角由 0.8° 增大至 1.5° , 信号光 B 垂直光轴入射, 信号光 C 的入射角是信号光 A 的两倍, 那么在碰撞角度增大的过程中, 三个孤子碰撞后将相继产生孤子的分裂、湮没和其他相互作用现象. 在整个过程中, 三个孤子分裂成四个或湮没成两个孤子的现象各出现两次, 碰撞后产生的孤子仍然呈非对称分布, 在晶体中以稳定的光强传播, 孤子在出射面的光强轮廓与入射面处相比也基本保持不变.

4. 孤子初始相位改变对碰撞作用的影响

前一节我们主要讨论了改变信号光的入射角度对孤子碰撞相互作用的影响. 数值模拟表明, 如

果没有其他因素干扰,随着信号光入射角的不断增大,三个非对称分布的相干光伏孤子碰撞后会交替地产生孤子的分裂和湮没现象. 我们研究的前提是假设三个孤子的初始相位 $\phi_A = \phi_B = \phi_C = 0$, 即它们相互之间的相位差 $\Delta\phi = 0$. 当孤子碰撞后产生分裂和湮没现象时,若保持孤子的碰撞角度不变,只改变其中任意一个孤子的初始相位,使与其他两个孤子存在一定的相位差,那么碰撞后结果又会有何不同呢?接下来我们将讨论这个问题.

4.1. 改变孤子初始相位差对孤子分裂现象的影响

当 $v = 2.428$, 且三个孤子的初始相位 $\phi_A = \phi_B = \phi_C = 0$ 时,三个非对称分布的相干光伏孤子在晶体中碰撞后分裂成四个孤子. 此时,若保持 v 不变,对孤子 A 加上 $\pi/4$ 的相移,而孤子 B 和 C 的

相位不变,即 $\phi_A = \pi/4, \phi_B = \phi_C = 0$, 那么孤子的碰撞行为将发生改变,其光强演化情况如图 8(a) 所示. 由图可以看出,三个相干孤子碰撞后变成四个孤子,孤子的分裂现象仍然存在,但出射光强分布与原来相比发生了改变,数值计算出这四个孤子的光强分别为 0.75, 1.20, 0.41, 0.65. 若对孤子 B 加上 $\pi/4$ 的相移,孤子 A 和 C 的相位保持不变,即 $\phi_B = \pi/4, \phi_A = \phi_C = 0$, 孤子碰撞后光强演化情况如图 8(b) 所示. 由于改变了孤子 B 的初始相位,三个孤子碰撞后孤子的分裂现象消失,由四个孤子湮没成两个孤子,其出射光强分别为 1.13 和 1.30. 若对孤子 C 加上 $\pi/4$ 的相移,而孤子 A 和 B 的相位不变,即 $\phi_C = \pi/4, \phi_A = \phi_B = 0$, 其光强演化情况如图 8(c) 所示. 由图可知,三个孤子碰撞后重新变成为三个孤子,在出射面的光强分别为

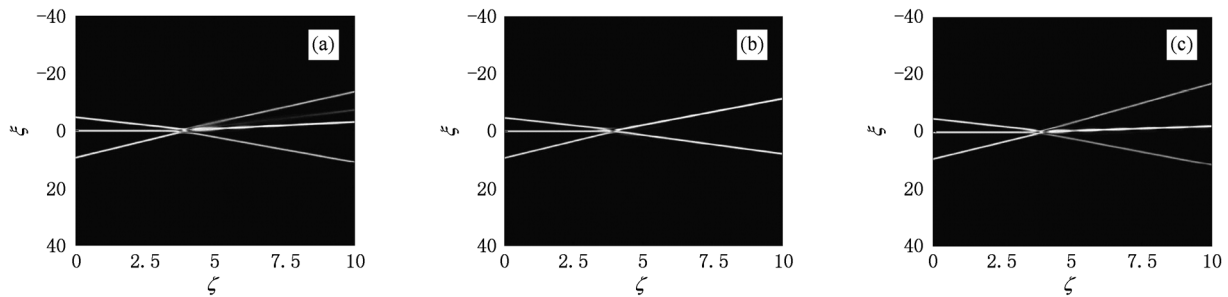


图 8 孤子出现分裂时分别对三个孤子加 $\pi/4$ 相移后光束在晶体中的光强演化 (a) $\phi_A = \pi/4, \phi_B = \phi_C = 0$; (b) $\phi_B = \pi/4, \phi_A = \phi_C = 0$; (c) $\phi_C = \pi/4, \phi_A = \phi_B = 0$

0.65, 1.30, 0.70.

4.2. 改变孤子初始相位差对孤子湮没现象的影响

当 $v = 3.05$, 且三个孤子的初始相位 $\phi_A = \phi_B = \phi_C = 0$ 时,三个非对称分布的相干光伏孤子在晶体

中碰撞后其中一个孤子发生湮没而变成两个孤子. 此时,若保持 v 不变,对孤子 A 加上 $3\pi/4$ 的相移,孤子 B 和 C 的相位不变,即 $\phi_A = 3\pi/4, \phi_B = \phi_C = 0$, 其光强演化情况如图 9(a) 所示. 由图可知,三个孤子在晶体中碰撞后分裂成四个孤子,之前的孤子湮

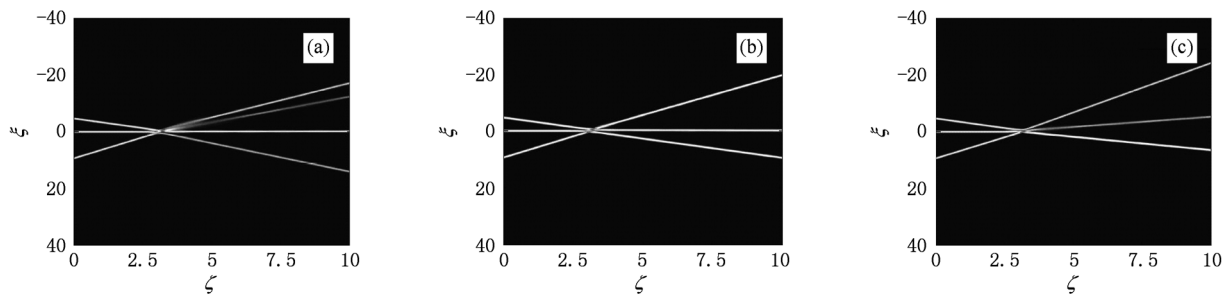


图 9 孤子出现湮没时分别对三个孤子加 $3\pi/4$ 相移后光束在晶体中的光强演化 (a) $\phi_A = 3\pi/4, \phi_B = \phi_C = 0$; (b) $\phi_B = 3\pi/4, \phi_A = \phi_C = 0$; (c) $\phi_C = 3\pi/4, \phi_A = \phi_B = 0$

没现象消失,数值计算出四个孤子的光强分别为 0.68,1.03,0.57,0.78.若对孤子 B 加上 $3\pi/4$ 的相移,孤子 A 和 C 的相位不变,即 $\phi_B = 3\pi/4, \phi_A = \phi_C = 0$,其光强演化情况如图 9(b)所示.由于改变了孤子 B 的初始相位,三个孤子碰撞后孤子的湮没现象消失,重新变为三个孤子,其光强分别为 1.02,0.9,1.0.若对孤子 C 加上 $3\pi/4$ 的相移,而孤子 A 和 B 的相位保持不变,即 $\phi_C = 3\pi/4, \phi_A = \phi_B = 0$,碰撞后孤子的光强演化如图 9(c)所示.由图可以看出,三个孤子在晶体中碰撞后孤子的分裂和湮没现象均未出现,仍然表现为三个孤子,数值计算其光强分别为 1.30,0.65,0.85.

以上研究表明,除了孤子的碰撞角度之外,孤子的初始相位也是一个控制多孤子碰撞相互作用的有效参量.当孤子碰撞后出现分裂或湮没现象时,保持孤子的碰撞角度不变,再分别改变各孤子的初始相位.由于多孤子之间的碰撞对初始相位差非常敏感,那么改变相位后孤子碰撞时会发生新的非线性相互作用,光场也将重新分布,原来的碰撞相互作用(即孤子的分裂或湮没)已经被完全破坏,进而产生新的分裂、湮没或其他碰撞相互作用形态.孤子的这些碰撞机理有望应用于光控、全光开关,全光逻辑门等方面,具有重要的意义.

5. 孤子碰撞过程中动量和能量守恒

在力学中,物体在碰撞过程前后均遵守动量守恒和能量守恒这两个基本的守恒定律,而空间光孤

子的碰撞相互作用与力学中的碰撞也有着许多类似的特性.例如,Kerr 介质中一维空间孤子间的碰撞接近完全弹性碰撞,这时孤子的行为表现为粒子性^[20].对于一个有限可积的动力学系统,它具有多个守恒量,且每一个自由度对应一个守恒量^[32].由于光伏孤子碰撞所遵守的广义非线性薛定谔方程具有不可积哈密顿系统的特性,故光伏孤子的碰撞完全不同于 Kerr 孤子的碰撞.但是我们发现,光伏孤子之间的碰撞过程中仍然存在一些动力学守恒量,动量和能量就是其中的两个量.对光伏孤子进行最低阶积分,可以得到它的动量和能量的表达式,分别为^[32]

$$M = -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (U_x U^* - U_x^* U) d\xi, \quad (5)$$

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |U|^2 d\xi. \quad (6)$$

当 $v = 2.428$ 时,三个光伏孤子碰撞后其中一个孤子发生分裂.此时沿着孤子 B 在晶体的传播方向(即 z 轴)取等间隔的 11 个面,根据(5)和(6)式分别对各平面内的光场分布函数 $U(\xi)$ 进行积分,就可以求出整个孤子系统在不同入射距离时的无量纲化动量和能量总和.根据数值计算结果,我们取出其中 6 组数据放在表 1 中,并把整个 11 组数据组成图 10.

表 1 $v = 2.428$ 时孤子碰撞前后整个孤子系统在晶体各处的动量和能量总和

ζ	0	2	4	6	8	10
M	-1.49859	-1.49376	-1.49146	-1.50040	-1.49938	-1.49875
E	1.54268	1.54235	1.54211	1.54258	1.54276	1.54289

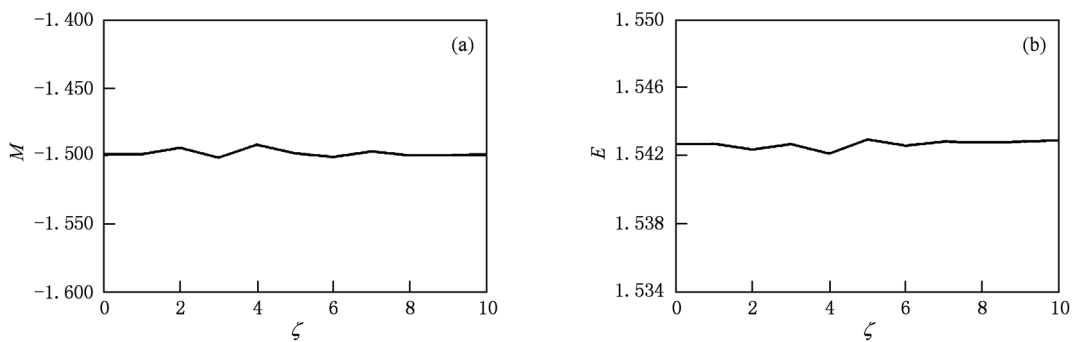


图 10 $v = 2.428$ 时孤子碰撞前后系统的总动量(a)和能量(b)随孤子入射距离的变化关系

由表 1 中的数据 and 图 10 可知,三个光伏孤子碰撞前后整个孤子系统的动量总和在晶体中各处保持在 -1.495 左右,负号表示动量方向与坐标轴正方向相反,而积分后计算出的孤子系统能量总和保

持在 1.542 左右.这在计算误差的范围内,所以我们可以认为三个呈非对称分布的相干光伏孤子在碰撞前后,它们的动量和能量总和并不随孤子在晶体中演化距离的增大而发生改变,即光伏孤子的碰撞

过程遵守动量和能量守恒定律.

6. 结 论

本文采用数值分析方法研究了三个非对称分布的相干光伏空间孤子的碰撞相互作用行为. 研究表明, 随着信号光入射晶体的角度在一定范围内逐渐改变, 三个非对称分布的相干孤子碰撞后将会交替地产生孤子的分裂和湮没现象. 接着研究了当孤子出现分

裂或湮没现象时, 若保持孤子的碰撞角度不变, 只改变其中任意一个孤子的初始相位, 碰撞时孤子会发生新的非线性相互作用, 碰撞后光场也将重新分布, 产生新的分裂、湮没或其他相互作用形态. 由此可知, 孤子在晶体中的碰撞行为不仅取决于各孤子的入射位置和入射角度, 还取决于它们相互之间的初始相对相位. 另外, 我们通过数值计算表明, 作为具有不可积哈密顿系统特性的光伏孤子, 其动力学碰撞过程中孤子系统的总动量和能量仍然是守恒的.

- [1] Chiao R Y, Garmire E, Townes C H 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 479
- [2] Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [3] Duree G C, Jr., Shultz J L, Salamo G J, Segev M, Yariv A, Crosignani B, Porto P D, Sharp E J, Neurgaonkar R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
- [4] Duree G, Morin M, Salamo G, Segev M, Crosignani B, Porto P D, Sharp E, Yariv A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1978
- [5] She W L, Lee K K, Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [6] Segev M, Valley G C, Crosignani B, Porto P D, Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [7] Kos K, Meng H, Salamo G, Shih M, Segev M, Valley G C 1996 *Phys. Rev. E* **53** R4330
- [8] Shih M, Segev M, Salamo G 1996 *Opt. Lett.* **21** 931
- [9] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, Taya M, Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [10] Valley G C, Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fejer M M, Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [11] She W L, Lee K K, Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [12] 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]
- [13] Lu K Q, Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070 (in Chinese) [卢克清、唐天同 1999 物理学报 **48** 2070]
- [14] Hou C F, Yuan B H, Sun X D, Xu K B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 (in Chinese) [侯春风、袁保红、孙秀冬、许克彬 2000 物理学报 **49** 1969]
- [15] Liu J S, Zhang D Y, Liang C H 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
- [16] Wang X S, She W L 2005 *Phys. Rev. E* **71** 026601-1
- [17] Stegeman G I, Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [18] Desem C, Chu P L 1987 *Proc. Inst. Elect. Eng. J.* **134** 145
- [19] Poladian L, Snyder A W, Mitchell D J 1991 *Opt. Commun.* **85** 59
- [20] Zakharov V E, Shabat A B 1972 *Sov. Phys. JETP* **34** 62
- [21] Snyder A W, Sheppard A P 1993 *Opt. Lett.* **18** 482
- [22] Shi T T, Chi S 1990 *Opt. Lett.* **15** 1123
- [23] Tran H T, Sammut R A, Samir W 1994 *Electron. Lett.* **30** 1080
- [24] Liu J S, Hao Z H 2003 *Phys. Lett. A* **309** 44
- [25] Wang X S, She W L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 595 (in Chinese) [王晓生、余卫龙 2003 物理学报 **52** 595]
- [26] Meng H, Salamo G, Shih M, Segev M 1997 *Opt. Lett.* **22** 448
- [27] Królikowski W, Holmstrom S A 1997 *Opt. Lett.* **22** 369
- [28] Królikowski W, Davies B L, Denz C, Tschudi T 1998 *Opt. Lett.* **23** 97
- [29] Yan L F, Wang H C, She W L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5257 (in Chinese) [颜利芬、王红成、余卫龙 2006 物理学报 **55** 5257]
- [30] Ouyang S G, Wang X S, She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 767 (in Chinese) [欧阳世根、王晓生、余卫龙 2004 物理学报 **53** 767]
- [31] She W L, Li R J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 (in Chinese) [余卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886]
- [32] Akhmediev N N 1998 *Optical and Quantum Electronics* **30** 535

Asymmetrical collision among coherent photovoltaic spatial solitons^{*}

Li Xiang-Heng Zhang Bing-Zhi She Wei-Long[†]

(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

(Received 20 July 2010; revised manuscript received 13 September 2010)

Abstract

Asymmetrical collisions among three coherent photovoltaic spatial solitons are investigated by numerical method. The numerical results show that the solitons will split or annihilate depending on the incident angle of signal beams in a certain range. If we only change the initial phase difference among the solitons, the collision behavior of solitons will also change correspondingly, showing an interesting conversion of split between annihilation. Furthermore, the numerical results show that the photovoltaic spatial solitons will maintain conservations of momentum and energy in these collision processes, although the dynamical system of photovoltaic solitons is a non-integrable Hamilton one.

Keywords: photovoltaic soliton, asymmetrical collision, split, annihilate

PACS: 42.65.Tg, 42.25.Kb

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874251).

[†] Corresponding author. E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn