

暗-暗与亮-暗光伏孤子相互作用*

江德生 欧阳世根 余卫龙†

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2003 年 11 月 3 日收到, 2004 年 3 月 12 日收到修改稿)

用数值方法分析了平行传播异色光伏暗孤子之间及亮-暗孤子之间的相互作用. 结果表明, 光伏暗孤子共轴传播能在有限的距离内保持准孤子形态. 靠近传播时存在着相互吸引的作用, 而相距较远传播时表现为一孤子暗区使另一孤子的缓变光场部分发生局部会聚作用. 光伏暗孤子与亮孤子的相互作用随距离的不同可使亮孤子光强分布变尖锐或变平缓, 以及使亮孤子发生能量转移. 从两束信号光共同引起折射率波导这一物理机理对光伏孤子这些相互作用给出定性物理解释.

关键词: 光伏空间孤子, 暗孤子, 亮孤子, 相互作用

PACC: 4265S, 4265J

1. 引 言

近几年来, 光折变孤子碰撞和孤子相互作用以其新奇的物理现象及其在光控光方面的应用前景引起了人们的广泛兴趣. 有关的理论和实验陆续被报道^[1-13]. 两个相干且平行传播的光折变亮孤子之间存在着吸引或排斥的相互作用, 其效应取决于两束光的初相位差^[1-3]. 而非相干的两个亮孤子的相互作用总是相互吸引的, 与它们的初相位无关^[4-7]. 文献 [2] 在理论上证明了在光折变 SBN 晶体中一个非相干的暗孤子与一束部分非相干的亮光束相互作用, 可以使亮光束的光强分布变得尖锐, 相干性加强. 文献 [3] 用数值方法在理论上研究了异色光伏亮孤子之间的平行相互作用, 发现光伏亮孤子之间除了相互吸引作用外, 还存在光能在孤子诱导波导间的耦合. 相互作用的孤子只在有限的传播距离内保持稳定, 且这种作用是非弹性的. 就我们所知, 到目前为止, 对光折变孤子相互作用的研究, 主要集中在亮孤子方面, 而对暗孤子之间以及暗孤子与亮孤子之间的相互作用则研究得较少. 由于暗孤子的光场呈暗槽结构, 不同于亮孤子的钟形结构, 并且其光场能量除了存在于其暗槽部分, 还存在于整个晶体

空间, 因此暗孤子之间以及亮暗孤子之间有着与亮孤子之间不同的相互作用特征. 本文采用数值分析方法研究了不同频率的光伏暗孤子间以及光伏暗孤子与亮孤子间的平行相互作用. 结果发现, 光伏暗孤子之间随相互距离的不同表现为不同的作用形式; 而光伏暗孤子与亮孤子的相互作用随相互距离的不同, 既可以引起亮孤子光束的光强分布变尖锐, 也可以引起亮孤子光束的光强分布变平缓, 还可以使亮孤子发生能量转移. 本文同时给出了光伏孤子这种相互作用的一般的定性物理解释以及讨论光场及相应晶体参数对相互作用的影响.

2. 基本理论

假定真空波长分别为 λ_1 和 λ_2 两束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, 同时也是两光场的振动方向和光束的衍射方向. 对光折变光伏晶体, 在考虑了背景光的光伏效应并忽略了扩散场效应的情况下, 采用与文献 [13, 14] 类似的方法, 可得到两个信号光场在光折变光伏晶体中传播演化时的无量纲耦合方程:

$$\frac{\partial u_j}{\partial \xi} = \frac{i}{L_j} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_j}{\partial \xi^2} + b_j \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2} u_j \right)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 10074082 和 10374121)及广东省自然科学基金(批准号: 001192 和 031567)资助的课题.

† 通讯联系人.

$$(j = 1, 2), \quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned} r_j &= k_j^e/k_b^o, \\ |u_j|^2 &= s_j I_j / s_b I_b, \\ \zeta &= z/z_0, \\ \xi &= x/x_0, \\ L_j &= k_j x_0^2 / z_0, \\ b_j &= k_j^2 x_0^2 n_j^2 r_{\text{eff}} E_p / 2, \\ E_p &= k_b^o \gamma N_A / q \mu. \end{aligned}$$

式中 n_j 为本底折射率, $k_j = n_j 2\pi/\lambda_j$, k_j^e 和 k_b^o 为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数, I_j 和 I_b 分别为信号光和背景光的光强, s_j 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, γ 为复合率系数, N_A 为补偿电离施主的受主密度, $-q$ 为电子的电量, μ 为电子迁移率. 当只有一束信号光传播时, 设 $u = y(\xi) e^{i\Gamma\xi/L}$, 这里 Γ/L 为入射光束在晶体中传播时的附加相移, 则(1)式变为

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

这就是单色光伏孤子方程. 对于本文将要考虑的 Fe :LiNbO₃ 晶体, 其对信号光和背景光的有效光伏系数均小于零, 晶体的折射率改变为负, 上面的 b 也为负值. 对单色暗孤子, 设 $y(\xi) = \sqrt{B}\eta(\xi)$, $-1 < \eta(\xi) < 1$, 并利用暗孤子边界条件^[15,16], 由(2)式可得关系: $\Gamma = br + b(1-r)(1+B)$ 和 $r > 1$ 及归一化的暗孤子方程

$$\eta' = \pm \sqrt{2b(1-r)\left(\frac{\eta^2 - 1}{1+B} - \frac{1}{B} \ln \frac{1+B\eta^2}{1+B}\right)}, \quad (3)$$

式中等号右端取正号或负号分别为光场分布呈扭结型和反扭结型的暗孤子. 对单色亮孤子, 设 $y(\xi) = \sqrt{B}\eta(\xi)$, $0 < \eta(\xi) \leq 1$, 并利用亮孤子边界条件^[15,16], 由(2)式可得关系: $\Gamma = br - b(r-1)\ln(B+1)/B$ 和 $r < 1$ 及归一化的亮孤子方程

$$\eta'' = 2b(r-1)\eta\left[\frac{1}{1+B\eta^2} - \frac{\ln(1+B)}{B}\right]. \quad (4)$$

因此, 对上述的折射率改变为负的 Fe :LiNbO₃ 晶体, 当信号光对背景光的有效 Glass 系数之比 $r > 1$ 时, 孤子是暗的; 当 $r < 1$ 时, 孤子是亮的. 这就使得在同一个晶体中, 既可以考虑暗孤子间的相互作用, 又可以考虑暗孤子与亮孤子间的相互作用. 现在以

Fe :LiNbO₃ 晶体中的光伏孤子为例, 讨论单色光伏暗孤子之间以及暗孤子与亮孤子之间的相互作用.

3. 平行入射不同频率的光伏孤子的相互作用

3.1. 暗-暗光伏孤子相互作用

当考虑暗孤子之间的作用时, 信号光分别取真空波长 $\lambda_1 = 488\text{nm}$ 和 $\lambda_2 = 496.5\text{nm}$ 的 e 光, 背景光为波长为 $\lambda_b = 514.5\text{nm}$ 的 o 光. 这些波长的光可以从 Ar⁺ 激光器获得. 在 Fe :LiNbO₃ 晶体中, 上述光场条件对应下列参数: $n_1^o = 2.35$, $n_1^e = 2.25$, $n_2^o = 2.34$, $n_2^e = 2.25$ ^[17], $r_{\text{eff}} = 32\text{pm/V}$, $E_p = -27\text{kV/cm}$ ^[15], 另外, 我们已测得, $r_1 = k_1^e/k_b^o = 100/93$, $r_2 = k_2^e/k_b^o = 100/95$. 在计算中取比例尺 $x_0 = 10\mu\text{m}$, $z_0 = 1\text{mm}$ (以下同). 相对于这些参数, $L_1 = 2.90$, $L_2 = 2.85$, $b_1 = -18.35$, $b_2 = -17.73$. 取 $A_1 = 1$, $A_2 = 1$. 利用以上参数对方程(3)分别作数值求解, 可获得两个单色光伏暗孤子解. 以此作为两个共轴平行入射信号光束的初始横向光场分布, 入射面处的光强分布如图 1(a) 所示. 此时两光束的光强半高宽分别为 $\Delta\xi_1 = 2.54$ 和 $\Delta\xi_2 = 3.10$. 以图 1(a) 中两个入射信号光对应的光场分布作为初始条件, 对方程(1)作数值求解, 就可得到两束信号光在晶体中的演化, 从而可知其在晶体中的相互作用. 图 1(b) 和 (c) 示出两束信号光在晶体内演化的数值模拟结果, 图 1(d) 为两束信号光传播 6mm 后在出射面处的光强分布. 可看出两束信号光在相互作用过程中都能较好地维持暗孤子光场分布, 只是波长为 λ_2 的光随着传播距离的增大, 其光强分布在暗槽上部略微有一点扩张. 这表明了暗孤子可以在一定的距离内同时共轴存在, 而不影响各自的孤子形态.

若上述的暗孤子不共轴但相距较近(中心距离 $dh = 1$), 则平行入射晶体后会发生耦合作用. 图 2(a) 示出入射面光强分布, 此两束信号光在出射面处的光强分布如图 2(b) 所示. 可以看出此时波长为 λ_2 的信号光在传播过程其光场分布发生较大调整, 它的暗区口两侧有一定的扩张和起伏, 暗区下部收窄, 中心光强增加. 而波长为 λ_1 的信号光的这种变化相对较小, 仍可以在相互作用过程保持较好的准暗孤子形态. 研究还发现两个暗孤子在传播过程存在着相互的吸引力作用. 图 2(c) 示出波长为 λ_1 的暗孤

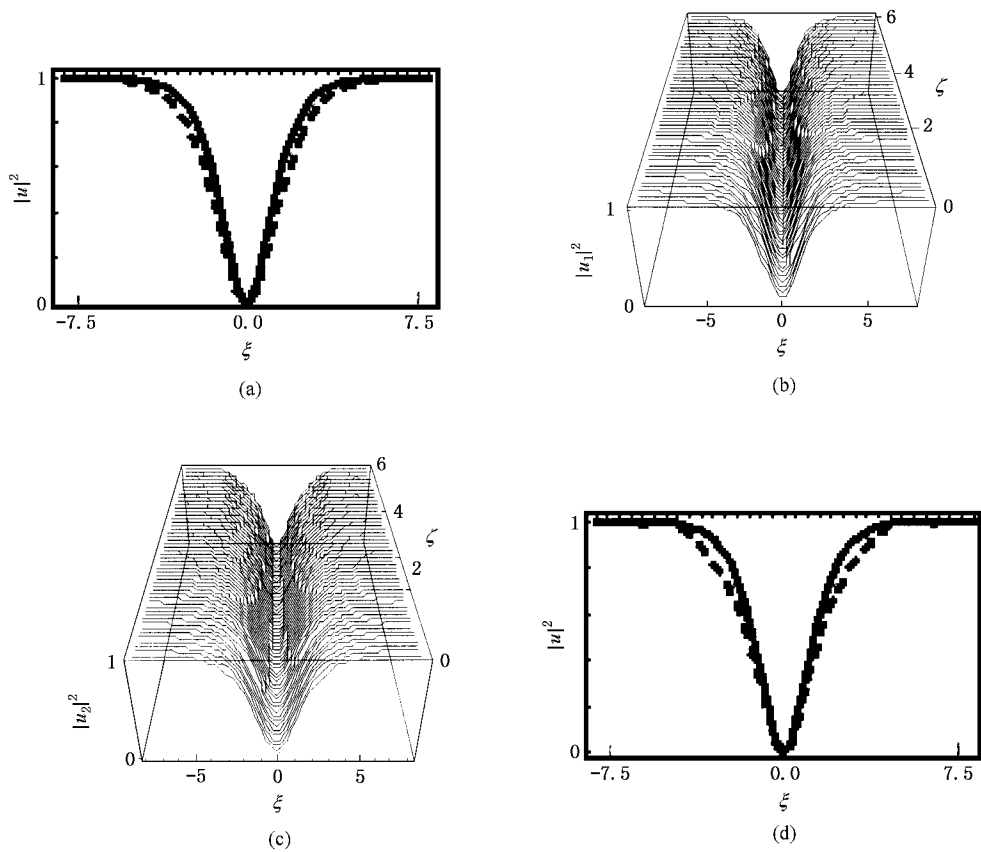


图 1 两束信号光 (a) 在入射面处的光强分布 (b) (c) 光强在晶体内演化 (d) 传播 6mm 后的光强分布对横截面光强分布图, 实线和虚线分别代表 λ_1 和 λ_2 的信号光, 以下同

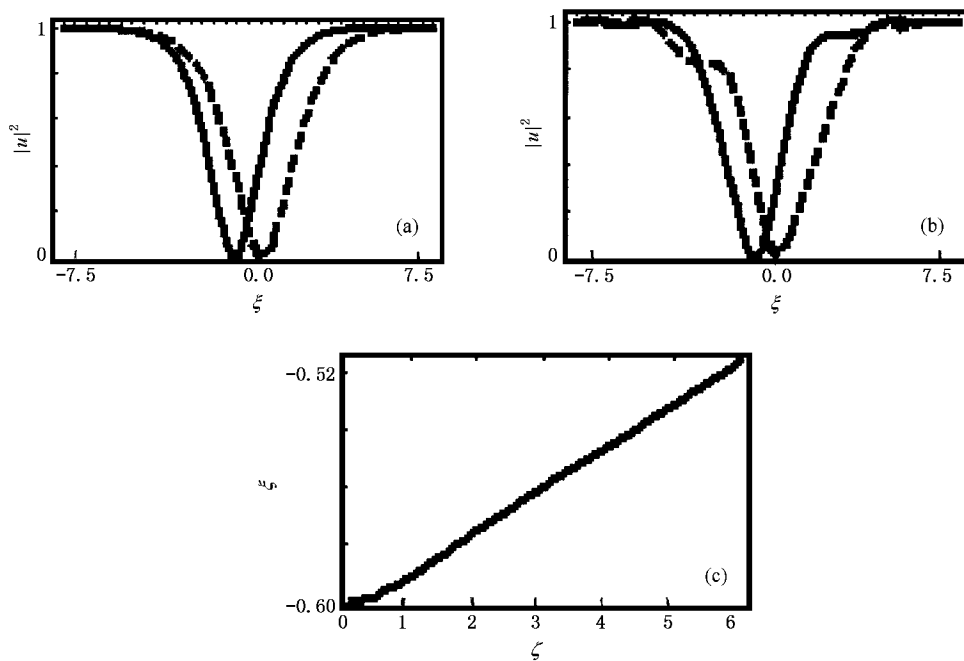


图 2 两束信号光 (a) 在入射面处和 (b) 传播 6mm 后的光强分布 (c) 信号光 1 暗中心坐标 ξ 随传播距离的变化

子在传播过程其暗中心轨迹的变化,可见随传播距离的增大,它逐渐地向另一孤子靠近. 波长为 λ_2 的暗孤子也有同样的行为.

孤子中心距离对暗孤子之间相互作用的影响与亮孤子时的情况不同. 对于亮孤子,由于它们的光场能量集中在其钟形光强分布区域,因而在相距较远时,亮孤子之间的相互作用就显得非常微弱^[13]. 但对于暗孤子而言,它们的光场能量分布于整个介质空间,所以即使两个暗孤子相距较远,暗区不重叠时,它们仍然发生很强的光场耦合作用. 此时它们的

相互作用主要表现为一个孤子的光场暗区部分与另一个孤子的缓变光场部分发生耦合作用. 图 3(a)和(b)分别示出两个暗孤子相距较远($dh = 5$)入射时,在入射面处和传播 6mm 距离的出射面处的光强分布. 可知波长为 λ_2 的信号光在传播过程其光场在另一孤子暗区对应的位置发生能量的逐渐聚拢,形成一尖峰状结构,同时侧边伴随出现较小暗槽. 波长为 λ_1 的信号光也有这种行为,但变化程度相对不明显.

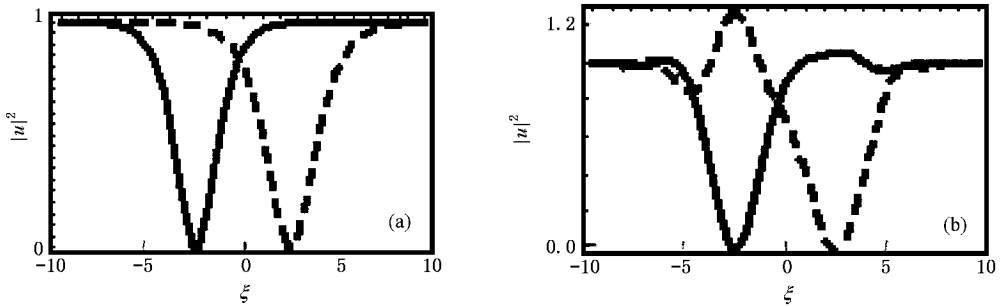


图 3 两束信号光 (a) 在入射面处和 (b) 传播 6mm 距离出射面处的光强分布

从上述的分析中可以看出,两个暗孤子相隔不同距离入射时,其相互作用表现为不同的形式,同时波长为 λ_2 的信号光在耦合过程光场分布变化较大,而波长为 λ_1 的信号光的光场分布在耦合过程仍保持相当好的稳定性,受相互作用影响很小. 对于支配

孤子之间相互作用的物理机理以及晶体参数对相互作用的影响将在后面详细讨论.

本文还研究了暗孤子的光亮部分的强弱对其相互作用的影响. 图 4(a)(b)(c)分别示出当 $A_1 =$

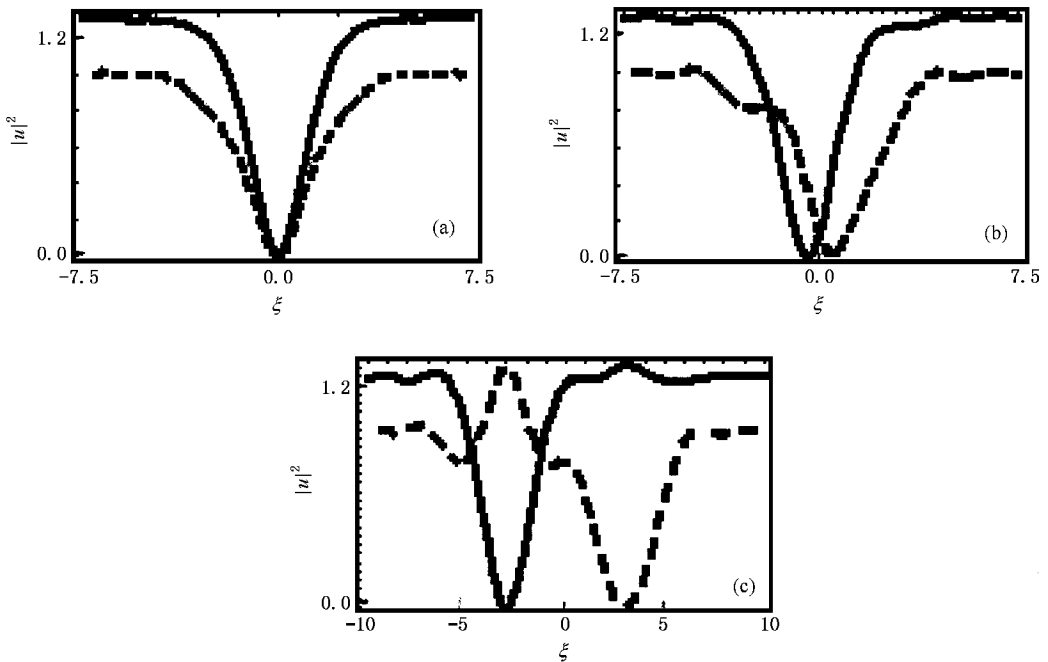


图 4 两束信号光 (a) 共轴 (b) 相距 $dh = 1.2$ 及 (c) 相距 $dh = 6$ 入射相互作用时在出射面处的光强分布

13/10, $A_2 = 1$ 时两个暗孤子相隔不同距离入射相互作用时在出射面处的光强分布. 可知暗孤子此时的相互作用与它们的光亮部分振幅相同时的相互作用结果基本一致. 说明了暗孤子的这种相互作用特征具有较普遍的意义, 与其光亮部分关系不大.

另外, 还考虑了由暗孤子相互作用所形成的折射率波导对其他光束的引导作用. 图 5 示出暗孤子共轴作用(如图 1 所示)所形成的折射率波导对波长为 632.8nm 的亮高斯光束的引导作用. 入射高斯光束为 e 偏振光, 光强分布为 $10e^{-\xi^2/2.5}$ (图 5 虚线). 由于 Fe:LiNbO₃ 晶体的响应时间较慢, 因此信号光在入射晶体后较长一段时间内只感受到暗孤子作用所留下的折射率波导, 而其自身的光伏效应可以忽略. 传播 6mm 后, 光束自然衍射时和在折射率波导中被陷时的情况分别如图 5 中实线 a 和 b 所示.

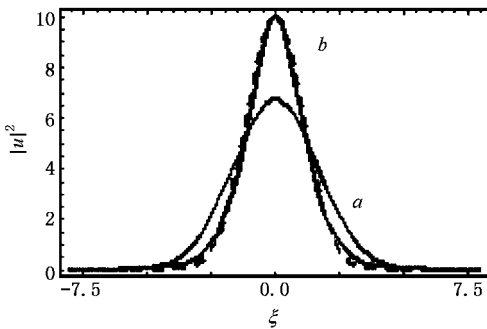


图 5 入射亮高斯信号光光强分布(虚线), 以及传播 6mm 后, 光束自然衍射时(实线 a)及在暗孤子作用形成的波导中被陷时(实线 b)的光强分布

3.2. 亮-暗光伏孤子相互作用

当考虑亮孤子与暗孤子之间的作用时, 信号光分别取真空波长为 $\lambda_1 = 532\text{nm}$ 和 $\lambda_2 = 488\text{nm}$ 的 e 光, 背景光为波长为 $\lambda_b = 514.5\text{nm}$ 的 o 光. 上述的光场条件对应下列参数: $n_1^o = 2.33$, $n_1^e = 2.23$, $n_2^o = 2.35$, $n_2^e = 2.25$ ^[17], $r_{\text{eff}} = 32\text{pm/V}$, $E_p = -27\text{kV/cm}$ ^[15], 另外, 我们测得 $r_1 = k_1^e/k_b^o = 100/115$, $r_2 = k_2^e/k_b^o = 100/93$. 相对于这些参数, $L_1 = 2.63$, $L_2 = 2.90$, $b_1 = -14.90$, $b_2 = -18.35$. 我们取 $A_1 = 1$, $A_2 = 1$ 利用以上参数分别对方程(3)和(4)作数值求解, 可获得单色光伏暗孤子和亮孤子解. 以此作为两个共轴平行入射信号光束的初始横向光场分布, 入射面处的光强分布如图 6 所示. 两个孤子半高宽分别为 $\Delta\xi_1 = 1.96$ 和 $\Delta\xi_3 = 2.54$.

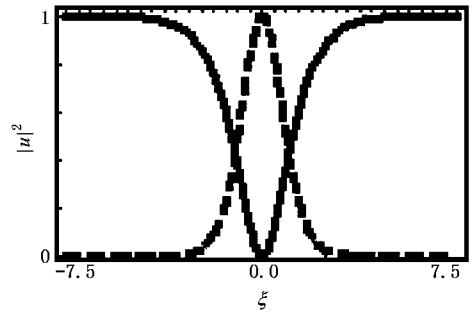


图 6 两束信号光在入射面处的光强分布

图 7(a) 和 (b) 分别示出两束信号光在晶体中演化的数值模拟结果, (c) 为在出射面处的两光束的光强分布图, (d) 为亮孤子传播过程半高宽的变化图. 可看出暗孤子在与亮孤子共轴作用过程其光强分布不能维持暗孤子形态, 其暗区中部表现出明显的光场会聚行为, 使得原来光滑的暗槽逐渐演变为梯级状结构. 而对于亮孤子, 其在与暗孤子作用过程中其光场能量逐渐向中央聚拢, 它的光强分布在传播过程中变得尖锐, 光强峰值有大幅度的增加. 图中所示亮孤子在相互作用过程传播 6mm 后其光强峰值约增加 45%, 半高宽约减小 35%.

若上述亮孤子与暗孤子相距较近 ($dh = 2$) 且入射面光强分布如图 8(a) 所示, 则两束信号光在晶体中的演化分别如图 8(b) 和 (c) 所示. 图 8(d) 为出射面处的光强分布. 可知暗孤子在传播过程光场发生较大调整, 原来的暗槽底部上升并向亮孤子一侧靠拢, 同时两侧光场出现较大的起伏. 而亮孤子则在相互作用中其光场能量也逐渐地整体向暗孤子一侧移动, 同时光强峰值略有上升.

若暗孤子与亮孤子相距较远 ($dh = 4$) 平行入射且入射面光强分布如图 9(a) 所示, 则出射面处的光强分布如图 9(b) 所示. 可以看出此时暗孤子的光场在亮孤子所在的位置出现能量的聚拢, 使得在该处原来比较平缓的光强分布逐渐演变为一个隆起的峰, 而光场能量的转移又使得原来的暗区宽度变大, 同时导致在另一侧出现一个暗槽. 而亮孤子在传播过程中其光强分布逐渐变平缓, 光强峰值逐渐减小. 图 9(c) 示出亮孤子在传播过程的光强峰值变化, 在传播 6mm 后其光强峰值比原来减小 31%.

由上述分析可知, 亮暗孤子的平行相互作用既可以引起亮孤子光束的光强分布变尖锐, 也可以引起亮孤子光束的光强分布变平缓, 还可以使得亮孤子发生能量转移, 这与两光束作用时的相对位置有关.

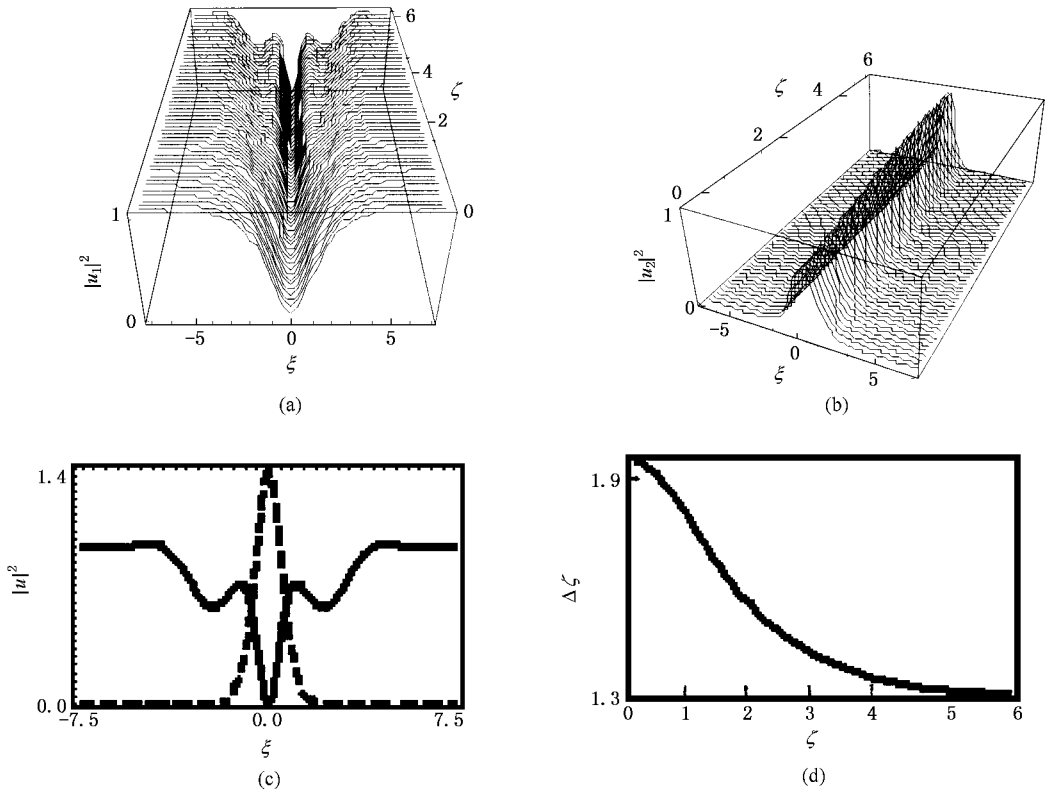


图 7 两束信号光(a)(b)在晶体中演化 (c)出射面处的两光束的光强分布 (d)亮孤子半高宽随传播距离的变化

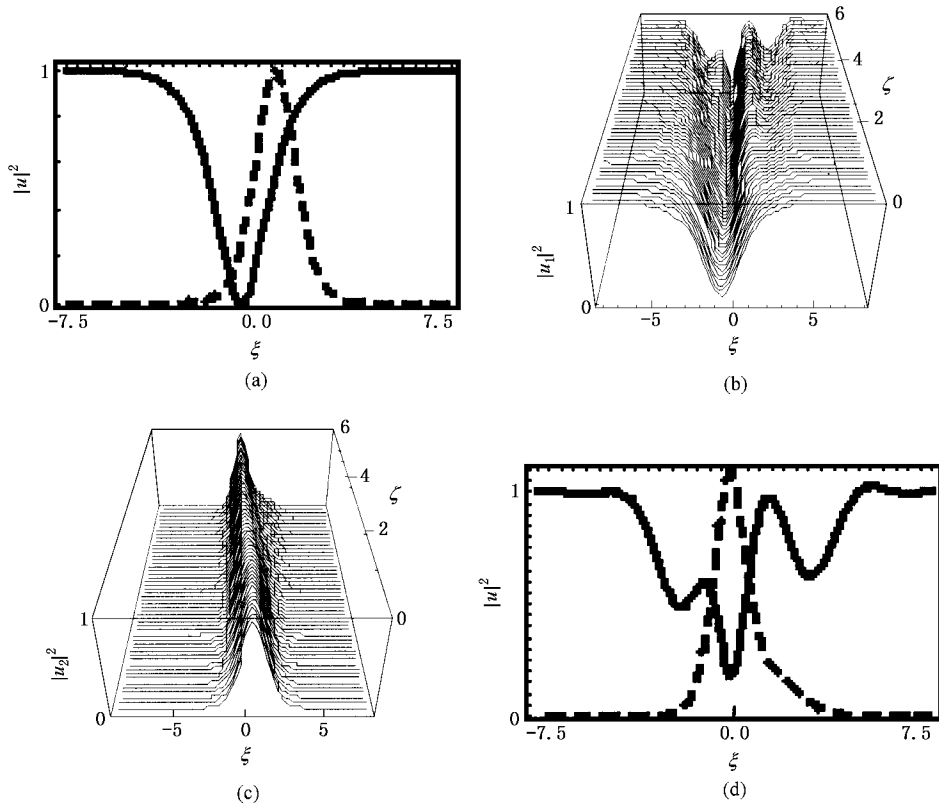


图 8 两束信号光(a)在入射面光强分布 (b)(c)在晶体中的演化 (d)在出射面处的光强分布

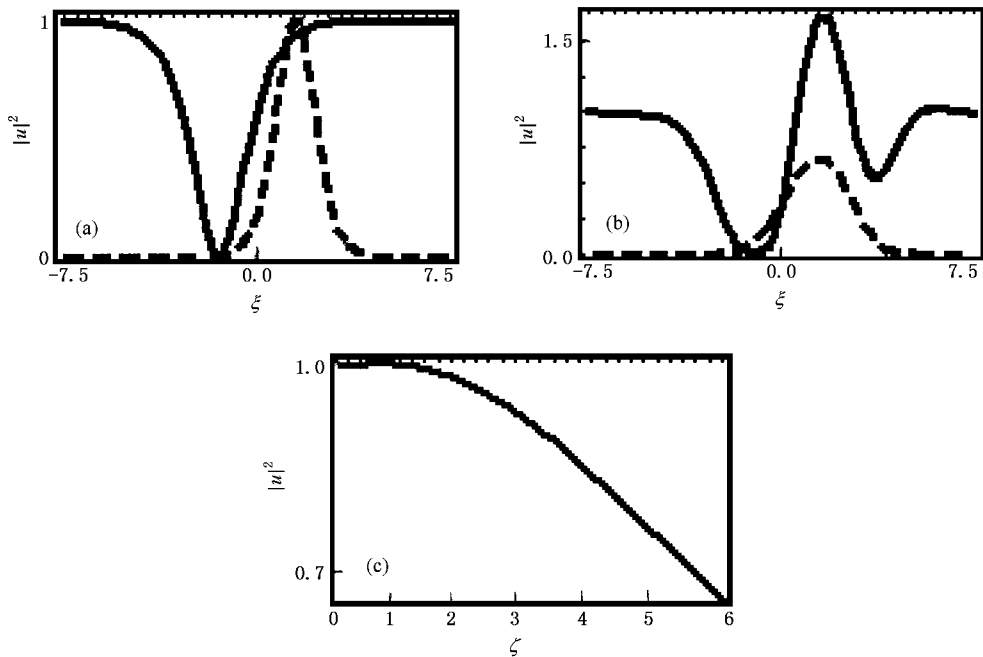


图9 两束信号光 (a) 入射面光强分布 (b) 出射面处的光强分布 (c) 亮孤子在传播过程的光强峰值变化

4. 光伏孤子平行相互作用现象的一般物理解释

信号光场能在光折变晶体内以能量不扩散的孤子状态传播是由于光折变效应产生的自聚焦可以完全平衡光束的衍射效应. 其中光场通过光折变效应引起介质折射率改变, 同时又在其所诱导的折射率波导中传播. 折射率波导等效于一个凸透镜, 对光有聚焦的作用, 从而可以补偿光场的衍射效应. 当两束信号光同时入射晶体时, 两个光场会共同引起介质的折射率改变. 它们在晶体中传播时受到其共同引起折射率波导的约束, 即它们演化行为取决于它们本身的衍射效应和晶体中的共同折射率透镜聚焦效应的制约关系. 对于光折变光伏晶体, 两束信号光单独分别以孤子形式传播时引起的折射率改变为

$$\Delta n_j \propto \frac{1 + r_j |u_j|^2}{1 + |u_j|^2} \quad (j = 1, 2). \quad (5)$$

此折射率透镜的聚焦作用刚好能平衡信号光的衍射效应. 而当两束信号光在晶体中传播时, 它们共同引起的折射率改变为

$$\Delta n \propto \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2}, \quad (6)$$

于是此时两个信号光场入射晶体后的演化趋势就决定于各自原来的 Δn_j 和这时共同的 Δn 的对比关

系.

对于两个暗孤子之间的相互作用, 它们在入射时共同引起的折射率改变 Δn 与 r_1, r_2 (r_1, r_2 分别为两束信号光的有效光伏系数与背景光的有效光伏系数之比) 及两个信号光场的光强分布有关. 但当两个信号光场共轴入射且它们的光强分布差异不太大时 Δn 与 Δn_j 的差别就依赖于 r_1, r_2 的大小对比了. 由于 r_1, r_2 均大于 1, 由数学上的分析可知, 若 r_1, r_2 大小相当并接近于 1, 则 Δn 的分布与 Δn_j 相近, 这时两个信号光场入射晶体后均能保持较好的孤子形态; 若 r_1, r_2 大小相当但均远比 1 大, 此时 Δn 的分布比 Δn_j 要陡峭得多, 则两个信号光场入射晶体后都会发生光场的较大调整, 并表现一定的光场会聚行为. 若 r_1, r_2 大小有明显差异, 如 $r_1 > r_2$, 则此时 Δn 的分布接近于对应 r_1 的信号光单独传播时引起的 Δn_1 , 而偏离于对应 r_2 的信号光的 Δn_2 的分布. 这样信号光 1 在相互作用过程就能较好维持原来的暗孤子光场结构, 而信号光 2 则会经历较大的光场调整. 对于图 1 所示的两个暗孤子的共轴作用, 由于 r_1, r_2 均接近于 1, 因而它们在传播过程中能在一定的距离内保持较好的暗孤子结构, 又因为 $r_1 > r_2$, 故波长为 λ_1 的信号光在耦合作用过程中比波长为 λ_2 的信号光表现出更好的光场稳定性. 数值模拟的结果与这里的分析结果一致. 当两个

信号光场非共轴入射时,随两束信号光相互距离的增大,它们共同引起的折射率改变 Δn 的分布,也会呈现不同的形状.两个靠近入射的暗孤子存在着吸引力作用是由于这时形成的 Δn 分布比各自原来的 Δn_1 的分布宽度要大,且此时两束信号光相当于分别从共同形成的折射率透镜的中心两侧入射,因而会在传播过程偏向另一方,表现为相互吸引的作用.当两个光场相距足够远时,其共同的折射率波导已表现为两个分离的会聚透镜.这里的理论分析结果同样可解释图 2—图 4 所示的两个暗孤子的平行相互作用.

对于图 6—图 9 所示的亮孤子与暗孤子的相互作用,可以用上面类似的方法作出定性的物理解释.只是此时对应暗孤子的 r_1 大于 1,而相应亮孤子的 r_2 小于 1.在两光束相距较近时,它们共同引起的折射率改变 Δn 的分布一般比两束信号光单独传播时引起的 Δn_j 分布要陡峭.而当两光束相距较远时,它们共同引起的折射率波导逐渐表现为两个分离的会聚透镜.

5. 结 论

本文采用数值分析方法研究了光折变光伏晶体

中单色暗孤子之间以及亮-暗孤子之间的平行相互作用.结果表明,光伏暗孤子共轴传播时能在有限的距离内保持准孤子形态,相距较近平行传播的暗孤子之间存在着相互吸引的作用,而相距较远的暗孤子相互作用表现为一孤子暗区使另一孤子的缓变光场部分发生局部会聚作用.光伏暗孤子与亮孤子共轴作用时,暗孤子与亮孤子都会表现一定的会聚作用,其中亮孤子的光强分布将变得很尖锐;当暗孤子与亮孤子相距较近平行传播时,暗孤子光场发生较大调整,并且暗区向亮孤子一侧靠近,而亮孤子光场能量会逐渐耦合到暗孤子一侧;当暗孤子与亮孤子相距较远平行传播时,亮孤子的光强峰值将逐渐减小,而暗孤子则会在对应亮孤子所在位置的缓变光场部分发生局部能量会聚.这样通过改变暗孤子与亮孤子的相互作用的位置就可实现使亮孤子光强分布变尖锐或变平缓,以及使亮孤子发生能量的转移.本文同时从两束信号光共同引起折射率波导这一物理机理对光伏孤子这些相互作用给出一般的定性物理解释,以及讨论光场及相应晶体参数对相互作用的影响,这与我们数值模拟的结果一致.

- [1] Singh S R and Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 569
- [2] Meng H, Salamo G, Shih M and Segev M 1997 *Opt. Lett.* **22** 448
- [3] Krolikowski K and Holmstrom S A 1997 *Opt. Lett.* **22** 369
- [4] Christodoulides D N and Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am.* B **12** 1628
- [5] Shih M and Segev M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1538
- [6] Mitchell M, Chen Z, Shih M and Segev M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 490
- [7] Shih M, Segev M and Salamo G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2551
- [8] Krolikowski W *et al* 1998 *Quantum Semiclass. Opt.* **10** 823
- [9] Garcia-Quirino G S *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 154
- [10] Stegeman G I and Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [11] Snyder A W and Sheppard A P 1993 *Opt. Lett.* **18** 482
- [12] Coskun T H *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 826
- [13] Ouyang S G, Wang X S and 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]
- [14] Wang X S, He G G, She W L and Jiang S J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 496 (in Chinese) [王晓生、何国岗、余卫龙、江绍基 2001 物理学报 **50** 496]
- [15] Segev M *et al* 1997 *J. Opt. Soc. Am.* B **14** 1772
- [16] She W L *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2166 (in Chinese) [余卫龙等 2001 物理学报 **50** 2166]
- [17] Zhang K C and Wang X M 1996 *Nonlinear Optic Crystal Materials* (Beijing Science Press) p201 [张克从、王希敏 1996 非线性光学晶体材料科学(北京 科学出版社)第 201 页]

Interaction of photovoltaic spatial solitons between dark and dark as well as dark and bright^{*}

Jiang De-Sheng Ouyang Shi-Gen She Wei-Long[†]

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

(Received 3 November 2003 ; revised manuscript received 12 March 2004)

Abstract

The parallel interaction between two photovoltaic spatial solitons of dark and dark as well as dark and bright with different wavelengths is investigated by numerical method. Our numerical study indicates that the dark solitons can both remain as quasi soliton form in certain distance while they propagate coaxially. However, they attract each other while closely overlapping. And they have a convergent effect on each other at the slowly varying region of optical field while in larger separations. For the case of interaction between dark and bright, the bright one may experience compression, expansion or energy transfer depending on their mutual separation. The physical interpretation of this solitons interaction is also given in terms of the refractive index waveguide they jointly induce.

Keywords : photovoltaic spatial soliton, dark soliton, bright soliton, interaction

PACC : 4265S, 4265J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10074082 and 10374121), and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant Nos. 001192 and 031567).

[†] Corresponding author.