

高阶耦合光伏空间孤子

吴丹丹

(华南理工大学南校区物理教学实验中心, 广州 510006)

(2006 年 8 月 30 日收到, 2006 年 10 月 19 日收到修改稿)

采用数值模拟方法研究光折变晶体中的高阶耦合光伏空间孤子. 该孤子可用包含两种频率的四束平行光入射到折射率改变为正的光折变晶体中形成. 数值研究还发现, 当入射光束为双曲正割光束时, 在一定条件下可以模拟高阶耦合光伏空间孤子, 而且, 这种高阶耦合光伏空间孤子显示出光控光的特性. 入射光束显著偏离左右对称会影响高阶耦合光伏空间孤子的实现.

关键词: 耦合光伏空间孤子, 光控光

PACC: 4265S, 4265J

1. 引 言

自 1992 年 Segev 等人首次在理论上预言光折变空间孤子^[1]以来, 有关光折变空间孤子的理论、实验和应用研究受到广泛关注. 已经发现的光折变空间孤子有三种基本类型, 即准稳态孤子^[1, 2]、屏蔽孤子^[3]、光伏孤子^[4-7]. 此外还有一种混合型屏蔽光伏孤子^[8]. 光折变空间孤子以其良好的稳定性、很低的入射光功率等优点使它在光开关、光波导、光存储、光学信息处理等方面具有广阔的应用前景^[9-11]. 近几年, 光孤子之间的相互作用成为孤子领域的一个研究热点^[12, 13]. 与粒子间的相互作用类似, 孤子之间的相互作用也遵循动量、角动量以及能量守恒的规律^[14]. 光孤子间的相互作用分为相干相互作用和非相干相互作用. 两相干的光孤子近距离传播时, 如果它们的相位相同, 就会相互吸引; 如果它们的相位相反, 就会相互排斥^[15]. 而两个不相干的光孤子近距离传播时, 彼此之间存在相互吸引的作用力^[16]. 备受关注的耦合(矢量)孤子^[17-20]是由两个或两个以上的光场分量通过非相干相互作用达到平衡的一种状态. 最简单的耦合孤子包含两个分量. 最初, 人们研究发现, 这样的两个分量可以是频率不同但偏振态相同的光或频率相同但偏振态不同的光, 而进一步的研究表明, 超过相干长度的同偏振、同频率的光也可以形成耦合孤子^[21]. 当然, 耦合孤子之间也会发生相互作用, 如果各耦合分量之间的作用力能达到平衡, 这作用力会导致孤子束缚态的形成^[22]. 包

含两个矢量孤子的稳定束缚态首次在各向同性的克尔型色散介质中通过数值的方法得到^[23]. Yang 最先用解析的方法得到这种孤子结构^[24]. 2000 年, Chen 等人以频率相同的四束光入射到 SBN :60 晶体中, 在实验上实现了这种孤子^[25]. 而 Yang 则详细的研究了这种孤子结构的稳定性^[26].

本文用包含两种频率的四束亮光束平行入射到折射率改变为正的光伏光折变晶体中, 数值方法表明, 在晶体中可以形成高阶耦合光伏空间孤子. 数值研究还发现, 当入射光束为双曲正割光束时, 在一定条件下可以模拟高阶耦合光伏空间孤子, 而且, 这种高阶耦合光伏空间孤子显示出光控光的特性. 进一步的研究还发现, 入射光束较大程度的偏离左右对称会影响高阶耦合光伏空间孤子的实现.

2. 高阶耦合光伏空间孤子

真空中波长分别为 λ_1, λ_2 的两束一维信号光 I_1, I_2 沿 z 轴方向入射到光伏光折变晶体中. x 轴方向既是晶体的光轴方向, 也是信号光 I_1, I_2 的偏振方向和衍射方向. 另外还有一均匀线偏光 I_0 作为背景光沿 z 轴入射到晶体中^[27]. 信号光均为 e 光, 背景光为 o 光. 在开路和稳态情况下, 忽略扩散场效应, 可以推导出在均匀背景光照射下, 一维复色信号光在光伏光折变晶体中传播的无量纲空间演化方程^[28, 29]

$$\frac{\partial U_1}{\partial \zeta} = \frac{i}{\Delta_1} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial \xi^2} \right)$$

$$+ b_1 \frac{1 + r_1 |U_1|^2 + r_2 |U_2|^2}{1 + |U_1|^2 + |U_2|^2} U_1) \quad (1a)$$

$$\frac{d^2 y_2}{d\xi^2} = 2 \left(g_2 - b_2 \frac{1 + r_1 y_1^2 + r_2 y_2^2}{1 + y_1^2 + y_2^2} \right) y_2. \quad (2b)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial \zeta} = \frac{i}{\Lambda_2} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_2}{\partial \xi^2} + b_2 \frac{1 + r_1 |U_1|^2 + r_2 |U_2|^2}{1 + |U_1|^2 + |U_2|^2} U_2 \right) \quad (1b)$$

根据文献 [28] 对于 Cu:KNSBN 晶体,以波长分别为 $\lambda_1 = 514.5 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$ 的 e 光为信号光,波长为 488 nm 的 o 光为背景光,可得到如下的参数: $n_1^e = 2.31$, $n_1^o = 2.23$, $n_2^e = 2.33$, $n_2^o = 2.25$, $r_{\text{eff}} = 120 \text{ pm/V}$, $E_p = 20 \text{ kV/cm}$, $s_1^e/S_b^o = 0.551$, $s_2^e/S_b^o = 0.688$, $r_1 = k_1^e/k_b^o = 1.6$, $r_2 = k_2^e/k_b^o = 2.5$. 选择比例尺为 $z_0 = 0.7076 \text{ mm}$, $x_0 = 5.0723 \text{ }\mu\text{m}$, 我们有 $\Lambda_1 = 1$, $\Lambda_2 = 1.05$, $b_1 = 11.39$, $b_2 = 13.12$, $r_1 = 1.6$, $r_2 = 2.5$. 选择 $g_1 = 12.5$, $g_2 = 14.478$, $y_1(0) = 0$, $y_1'(0) = 0.12649$, $y_2(0) = 0.05$, $y_2'(0) = 0$, 直接对方程组 (2) 进行数值求解,得到高阶耦合光伏空间孤子的数值解. 图 1 为该高阶耦合光伏空间孤子的光场振幅分布和光强分布曲线. 图 2 给出了这种高阶耦合光伏空间孤子在晶体中的传播过程. 显然,两信号光在晶体中传播时,可以保持各自的光强分布状不变,从而成为孤子.

其中 $|U_j|^2 = S_j I_j / S_b I_b$, $\zeta = z/z_0$, $\xi = x/x_0$, $\Lambda_j = k_j x_0^2 / z_0$, $r_j = k_j^e / k_b^o$, $b_j = x_0^2 k_j^2 n_j^2 r_{\text{eff}} E_p / 2$, $E_p = k_b^o \gamma N_A / e \mu$, $k_j = 2\pi n_j / \lambda_j$ (这里以及下文,总有 $j = 1, 2$). 这里 S_j 和 S_b 分别为信号光 I_j 和背景光 I_b 的吸收截面, k_j^e 和 k_b^o 分别为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数, γ 为复合率系数, e 为电子电荷的绝对值, μ 为电子的迁移率, λ_j 为信号光在真空中的波长, z_0 , x_0 为两个任意的长度, n_j 为本底折射率.

假设方程组 (1) 有孤子解 $U_j(\zeta, \xi) = y_j(\xi) \times e^{i g_j \zeta / \Lambda_j}$, 将其代入方程组 (1), 有

$$\frac{d^2 y_1}{d\xi^2} = 2 \left(g_1 - b_1 \frac{1 + r_1 y_1^2 + r_2 y_2^2}{1 + y_1^2 + y_2^2} \right) y_1, \quad (2a)$$

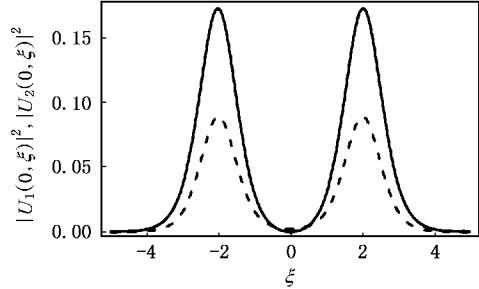
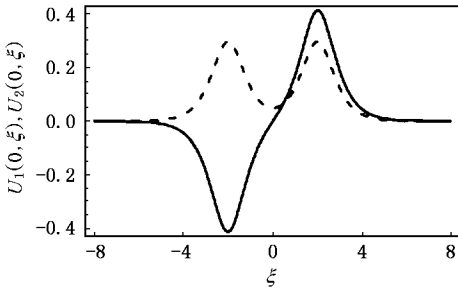


图 1 高阶耦合光伏空间孤子的光场振幅分布和光强分布曲线(实线对应信号光 I_1 , 虚线对应信号光 I_2)

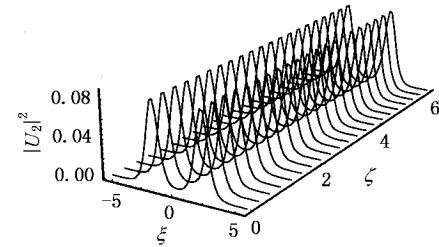
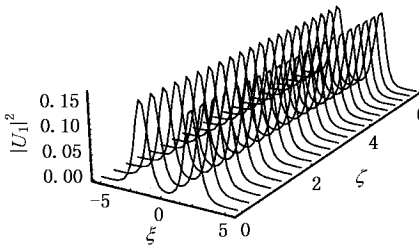


图 2 高阶耦合光伏空间孤子在晶体中的传播

我们已经知道,两相干的亮光束近距离传播时,如果相位相同会相互吸引,而相位相反则会相互排斥.所以,对于这种高阶耦合光伏空间孤子的形成可以给出这样的物理解释.如图 1 左图所示,采用与文献 [30] 相同的方法,将信号光 I_1 看成是由两束相位

相反的相干亮光束叠加而成,这两亮光束之间存在相互作用的排斥力;而将信号光 I_2 看成是由两束相位相同的相干亮光束叠加而成,这两亮光束之间存在相互作用的吸引力.当排斥力和吸引力刚好平衡时,四束亮光束在晶体传播时就可以保持其形状不

变,形成高阶耦合光伏空间孤子^[23].

3. 以双曲正割光束作为入射光束模拟高阶耦合光伏空间孤子

文献 30 指出,利用双曲正割光束可以较好的实现亮-暗复色光伏空间孤子.此处将研究双曲正割光束是否能较好的实现高阶耦合光伏空间孤子,如果能,就可以很方便的利用双曲正割光束来研究高阶耦合光伏空间孤子的各种特性.以方程组 (1) 为演化方程,选择光场振幅分布如 (3) 式所示的双曲正割光束作为入射光束,入射到光伏光折变晶体中.数值研究发现,其传播特性非常接近高阶耦合光伏空间孤子.(3) 式中各参数的选取原则是使双曲正割光束在入射面处的光场分布能更接近高阶耦合光伏空间孤子的光场分布.

$$U_1(0, \xi) = 0.415 \operatorname{sech} \left[\frac{(\xi + 2.01) \operatorname{arcsech} \frac{1}{\sqrt{2}}}{0.63} \right] \cdot e^{i\pi} + 0.415 \operatorname{sech} \left[\frac{(\xi - 2.01) \operatorname{arcsech} \frac{1}{\sqrt{2}}}{0.63} \right], \quad (3a)$$

$$U_2(0, \xi) = 0.298 \operatorname{sech} \left[\frac{(\xi + 2.01) \operatorname{arcsech} \frac{1}{\sqrt{2}}}{0.57} \right] + 0.298 \operatorname{sech} \left[\frac{(\xi - 2.01) \operatorname{arcsech} \frac{1}{\sqrt{2}}}{0.57} \right], \quad (3b)$$

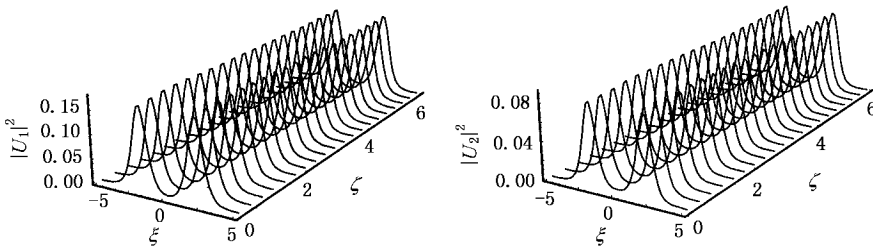


图 4 双曲正割光束在晶体中的传播

$$U_1(0, \xi) = a_1(\xi) + b_1(\xi), \quad (4a)$$

$$U_2(0, \xi) = a_2(\xi) + b_2(\xi), \quad (4b)$$

其中

$$a_1(\xi) = 0.415 \operatorname{sech} \left\{ (\xi + 2.01) \times \operatorname{arcsech} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right\} \cdot e^{i\pi},$$

图 3 同时画出了双曲正割光束与高阶耦合光伏空间孤子在入射面处的光强分布曲线.从图上可以看出,两者的光强分布曲线基本重合在一起.图 4 是双曲正割光束入射后在晶体中的传播情况,可以看出此光束在晶体中传播时保持了它原有的形状不变.由此说明,这种双曲正割光束是高阶耦合光伏空间孤子的良好近似.另外,我们还对入射光束的光场振幅分布为高斯分布的情况进行了数值模拟,发现很难找到恰当的参数使高斯光束在晶体中的传播特性接近高阶耦合光伏空间孤子.

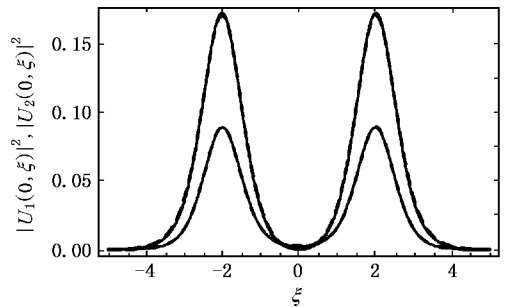


图 3 双曲正割光束与孤子光束的比较(实线对应孤子光束,虚线对应双曲正割光束)

既然 (3) 式所示的双曲正割光束能较好的实现高阶耦合光伏空间孤子,那么,我们就直接用这种双曲正割光束来研究高阶耦合光伏空间孤子的各种特性.为了方便起见,将信号光 I_1 的两个亮光束分别记为 a_1, b_1 , 它们光场振幅的表达式分别记为 $a_1(\xi), b_1(\xi)$; 信号光 I_2 的两个亮光束分别记为 a_2, b_2 , 其光场振幅的表达式分别记为 $a_2(\xi), b_2(\xi)$, 于是有

$$b_1(\xi) = 0.415 \operatorname{sech} \left\{ (\xi - 2.01) \times \operatorname{arcsech} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right\} \cdot 0.63 \},$$

$$a_2(\xi) = 0.298 \operatorname{sech} \left\{ (\xi + 2.01) \times \operatorname{arcsech} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right\} \cdot 0.57 \},$$

$$b_2(\xi) = 0.298 \operatorname{sech} \left\{ (\xi - 2.01) \right.$$

$$\times \operatorname{arcsech}(1/\sqrt{2})\}0.57\}.$$

4. 高阶耦合光伏空间孤子的动力学特征

4.1. 挡掉信号光 I_1 或信号光 I_2 的情况

因为高阶耦合光伏空间孤子是建立在相位相同的两相干光束间的吸引力与相位相反的两相干光束间的排斥力平衡的基础上的,所以如果挡掉相位相同的两相干光束 a_2, b_2 ,剩下的相位相反的两相干光束 a_1, b_1 在晶体中传播时,会表现出明显的排斥力,使两者之间的距离越来越大,能量逐渐向两边扩散(如图5所示);如果挡掉相位相反的两相干光束 a_1, b_1 ,剩下的相位相同的两相干光束 a_2, b_2 在晶体中传播时,彼此之间会表现出明显的吸引力,使两者之间的距离越来越小,能量会逐渐向中间靠拢(如图6所示).

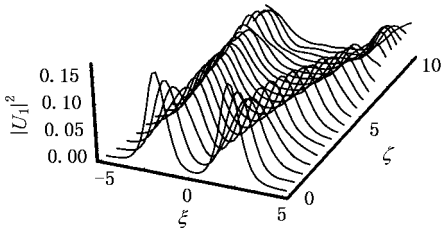


图5 挡掉 a_2, b_2 后, a_1, b_1 在晶体中的传播情况

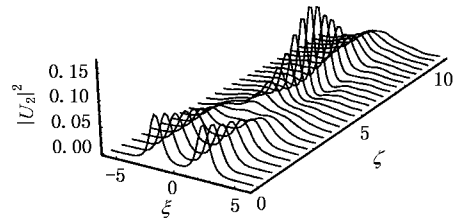


图6 挡掉 a_1, b_1 后, a_2, b_2 在晶体中的传播情况

由此表明,高阶耦合光伏空间孤子具有光控光的特性:两束在传播过程中相互靠拢的光束与另外两束在传播过程中相互远离的光束可以相互引导,使彼此都能在介质中以孤子的形态向前传播.

4.2. 同时挡掉两信号光的左光束或右光束的情况

数值研究表明,当同时挡掉 a_1, a_2 ,剩下的 b_1, b_2 在晶体中共轴传播时,可以保持各自的光强分布不变(如图7所示);或者同时挡掉 b_1, b_2 ,剩下的 a_1, a_2 在晶体中共轴传播时也保持了各自的光强分布不变(如图8所示).这说明 b_1, b_2 (或者 a_1, a_2)通过光伏效应在晶体中共同诱导的光波导恰好抑制了光束的衍射,使两光束同时发生自陷,形成孤子.正因为如此,有关文献把 a_1, a_2 看成是一个矢量孤子的两个分量, b_1, b_2 看成是另一个矢量孤子的两个分量,而把我们这里的高阶耦合光伏空间孤子称为两个矢量孤子的束缚态^[25]. 与该文献不同的是,我

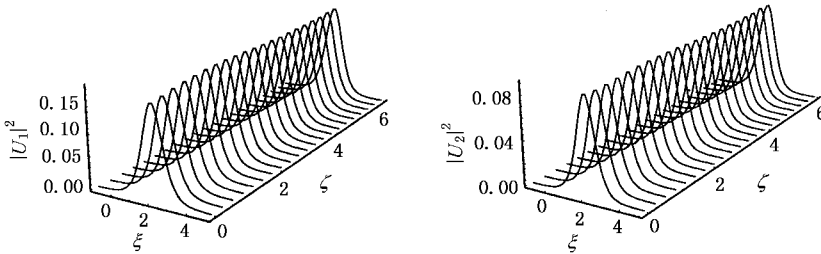


图7 挡掉 a_1, a_2 后, b_1, b_2 在晶体中的传播情况

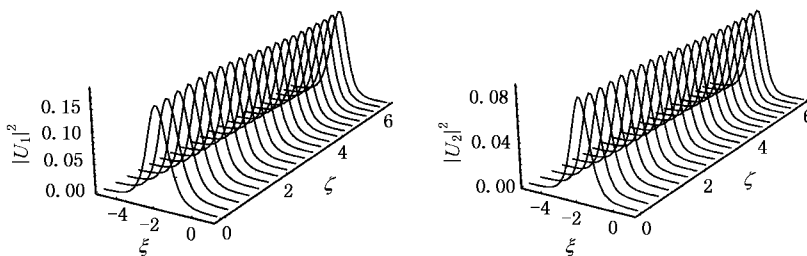


图8 挡掉 b_1, b_2 后, a_1, a_2 在晶体中的传播情况

们这里的 a_1, a_2, b_1, b_2 中任意一光束都不能单独形成孤子.

4.3. 四光束同时靠近或远离的情况

以光场振幅分布如(5)式所示的光束为入射光束,研究 a_1, a_2, b_1, b_2 四束光同时对称偏离原来的孤子位置时的动力学特征.

$$U_1(0, \xi) = a_1(\xi + \xi_0) + b_1(\xi - \xi_0), \quad (5a)$$

$$U_2(0, \xi) = a_2(\xi + \xi_0) + b_2(\xi - \xi_0). \quad (5b)$$

研究发现,当四束光相互靠近(也就是 ξ_0 取负值)时,它们之间的吸引力大于排斥力,使四光束之

间表现出相互作用的吸引力,该吸引力使四束光都有向中间靠拢的趋势(见图9中的(1)所示).而当 ξ_0 的绝对值较小时,在一定的传播距离内,四束光之间表现出来的吸引力并没有明显影响高阶耦合光伏空间孤子的实现.但随着 ξ_0 的绝对值的增加,该吸引力会逐渐增大,从而越来越明显的影响高阶耦合光伏空间孤子的实现.图10画出了 $\xi_0 = -0.4$ 时,两信号光在入射面处和传播 7.076 mm 后的光强分布曲线.从图10可以看出, a_1, b_1, a_2, b_2 之间表现出来的吸引力明显改变了它们各自的光强分布,从而破坏了高阶耦合光伏空间孤子结构.

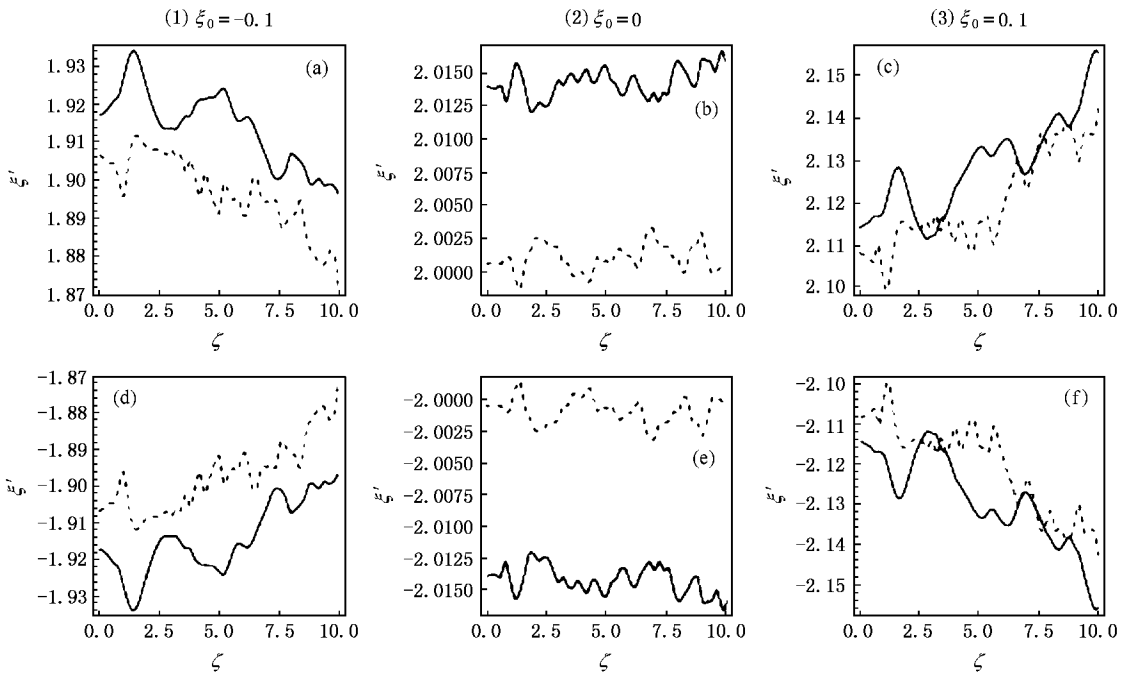


图9 中心光强的位置(用 ξ_c 表示)随传播距离的变化图 (a)(b)(c)中实线对应 b_1 光束,虚线对应 b_2 光束 (d)(e)(f)中实线对应 a_1 光束,虚线对应 a_2 光束

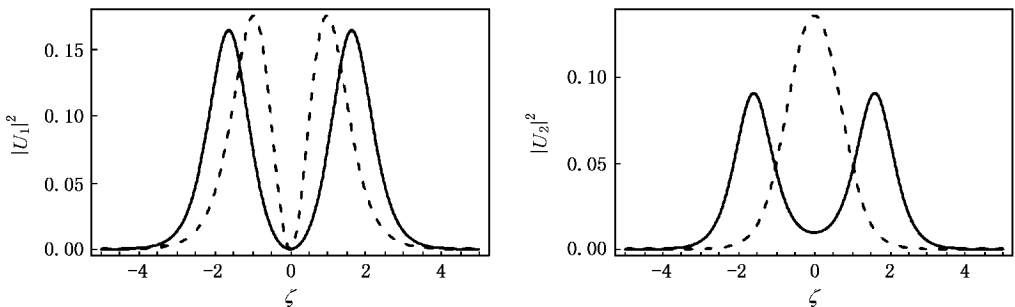


图10 $\xi_0 = -0.4$ 时,两信号光在入射面处的光强分布曲线(用实线表示)和传播 7.076 mm 后的光强分布曲线(用虚线表示)

当四束光相互远离(也就是 ξ_0 取正值)时,它们之间的排斥力大于吸引力,使四束光之间表现出相互作用的排斥力,该排斥力使四束光都有向外偏离的趋势(见图 9 中的(3)所示).但这个排斥力比较小,对高阶耦合光伏空间孤子的实现不能产生明显的影响.而且随着远离距离的增加,此排斥力会变得更小.

为了便于比较,图 9 给出了 $\xi_0 = -0.1$, $\xi_0 = 0$, $\xi_0 = 0.1$ 三种情况下,四束光中心光强的位置随传播距离的变化曲线.图 9 说明在 $\xi_0 = 0$ 的情况下,四束光之间的排斥力和吸引力刚好相等,此时形成的孤子结构最为稳定.

4.4. 入射光束偏离左右对称的情况

显然,高阶耦合光伏空间孤子是建立在左右光束的位置和光强对称的基础上的.数值研究表明, a_1, b_1, a_2, b_2 的位置和光强较小程度的偏离对称情况时不会明显影响高阶耦合光伏空间孤子的形成.但随着偏离程度的增加,左右光束的不对称将会影响高阶耦合光伏空间孤子的实现.

图 11 给出了信号光 I_2 的右光束,即 b_2 的光场振幅偏离对称时,四束光在晶体中传播时中心光强随传播距离的变化曲线图.(6)式是对应的入射光的光场振幅表达式.从图 11 可以看出, b_1 光束的中心光强经历一个短暂的增大过程后就逐渐减小,光束 a_1, b_2 的中心光强在传播过程中不断增大,而光束

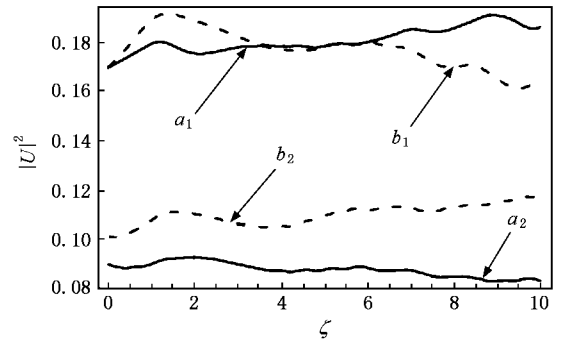


图 11 信号光 I_2 的右光束振幅偏离对称时,两信号光的中心光强随传播距离的变化曲线图

a_2 的中心光强则在传播过程中不断减小.由此可见,四束光无法通过自身的调整回到孤子形态,说明 b_2 光场振幅的偏离已经影响了高阶耦合光伏空间孤子的实现.

$$U_1(0, \xi) = a_1(\xi) + b_1(\xi), \quad (6a)$$

$$U_2(0, \xi) = a_2(\xi) + \frac{17}{16}b_2(\xi). \quad (6b)$$

入射光束的任意一个光场分量较大程度的偏离对称位置都会影响高阶耦合光伏空间孤子的形成.图 12 给出的是信号光 I_1 的右光束,也就是 b_1 偏离对称位置时,四束光在晶体中的传播过程,入射光振幅的具体表达式见(7)式.由图 12 可以看出,四束光在晶体中传播时,其光强不断起伏,形成呼吸状结构,基本破坏了高阶耦合光伏空间孤子的结构.

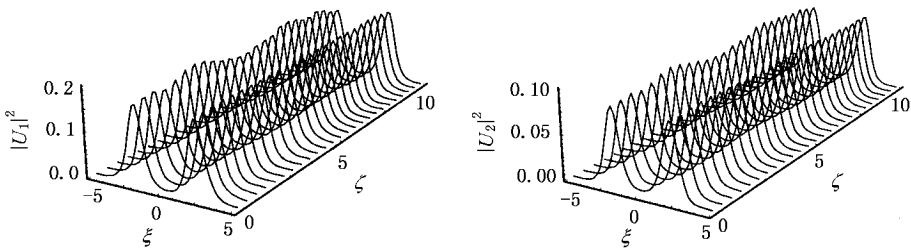


图 12 入射光 I_1 的右光束偏离对称位置 0.3 时,信号光在介质中的传播情况

$$U_1(0, \xi) = a_1(\xi) + b_1(\xi - 0.3), \quad (7a)$$

$$U_2(0, \xi) = a_2(\xi) + b_2(\xi). \quad (7b)$$

5. 结 论

数值模拟结果表明,用包含两种频率的四束光入射到光伏光折变晶体中,可以形成高阶耦合光伏

空间孤子.我们以双曲正割光束作为入射光束成功模拟了这种孤子.数值研究发现,这种高阶耦合光伏空间孤子具有光控光的特性,且四束光中两组共轴但不相干的亮光可以分别组合形成两个矢量孤子.另外,这种光伏孤子对左右光束的对称性有一定的要求.

- [1] Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [2] She W L , Lee K K , Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **B 85** 2498
- [3] Segev M , Valley G C , Crosignani B , DiPorto P , Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [4] Valley G C , Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fejer M M , Bashaw M 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [5] She W L , Lee K K , Lee W K ,1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [6] She W L , Wang X S , He G G , Tao M X , Lin L P , Li R J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2166 (in Chinese)[余卫龙、王晓生、何国岗、陶孟仙、林励平、李荣基 2001 物理学报 **50** 2166]
- [7] 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]
- [8] Liu J S , Lu K Q ,1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1059 (in Chinese) [刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]
- [9] Taya M , Bashaw M C , Fejer M M , Segev M , Valley G C 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3095
- [10] Shi T T , Chi S 1990 *Opt. Lett.* **15** 1123
- [11] Guo Q , Zhang X P , Hu W , Shou Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1832 (in Chinese) [郭 旗、张霞萍、胡 巍、寿 倩 2006 物理学报 **55** 1832]
- [12] Xu C B , Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5194 (in Chinese) [许超彬、郭 旗 2005 物理学报 **54** 5194]
- [13] 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]
- [14] Segev M , Stegeman G 1998 *Phys. Today* **51** 42
- [15] Garciao-Quirino G S , IturbeO-Castillo M D , Vysloukh V A , Snchez-Mondragn J J , Stepanov S I , Lugo-Martnez G , Torres-Cisneros G E 1997 *Opt. Lett.* **22** 154
- [16] Shih M , Segev M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1538
- [17] 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]
- [18] Chen Y Y , Wang Q , Shi X L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2980 (in Chinese) [陈园园、王 奇、施解龙 2004 物理学报 **53** 2980]
- [19] Hou C F , Li S Q , Li B , Sun X D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1709 (in Chinese) [侯春风、李师群、李 斌、孙秀冬 2001 物理学报 **50** 1709]
- [20] Hou C F , Pei Y B , Zhou Z X , Sun X D 2005 *Chin. Phys.* **14** 0349
- [21] Christodoulides D N , Singh S R , Carvalho M I , Segev M 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1763
- [22] Mamaev A V , Saffman M , Zozulya A A 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 2079
- [23] Haelterman M , Sheppard A P , Snyder A W 1993 *Opt. Lett.* **18** 1406
- [24] Yang J 1998 *Stud. Appl. Math.* **100** 127
- [25] Chen Z G , Acks M , Ostrovskaya E A , Yuri S K 2000 *Opt. Lett.* **25** 417
- [26] Yang J 2001 *Phys. Rev. E* **64** 026607
- [27] She W L , Chan C W , Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
- [28] 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]
- [29] Wang X S , He G G , She W L , 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]
- [30] Ouyang S G , She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3042 (in Chinese) [欧阳世根、余卫龙 2004 物理学报 **53** 3042]

One type of high order coupled photovoltaic spatial solitons

Wu Dan-Dan

(*Physics Teaching & Experiment Center , South Campus of SCUT , South China University of Technology , Guangzhou 510006 , China*)

(Received 30 August 2006 ; revised manuscript received 19 October 2006)

Abstract

By numerical simulation we theoretically study one type of high order coupled photovoltaic spatial solitons that can be realized by using four parallel beams with two different frequency components in photovoltaic crystals whose light-induced refractive index perturbation is positive. The numerical results show that this kind of coupled soliton can be approached by hyperbolic secant beams under some suitable conditions. The optical steering properties of such a high order coupled soliton are investigated. It is shown that such a coupled soliton cannot be realized when the incident beams remarkably deviated from the lateral symmetry.

Keywords : coupled photovoltaic spatial soliton , light controlled light

PACC : 4265S A265J