

文章编号:1002-2082(2011)02-0230-06

中心对称光折变晶体中非相干耦合空间孤子族

吉选芒¹, 王金来¹, 姜其畅¹, 刘劲松²

(1. 山西运城学院 物理与电子工程系, 山西 运城 044000; 2. 华中科技大学 光电子科学与工程学院, 湖北 武汉 430074)

摘 要: 为了得到中心对称光折变晶体中存在非相干耦合空间孤子族的结果, 基于中心对称光折变晶体空间孤子的基本理论, 推导出了中心对称光折变晶体中非相干耦合亮、暗和亮-暗混合空间孤子族空间归一化包络解的积分形式, 并对其特性进行了数值模拟。结果表明: 这种孤子族是由多束偏振方向和波长都相同的互不相干的光束耦合形成的, 非相干耦合孤子族在中心对称光折变晶体中传播时, 各分量成分光束都能稳定传播, 当入射光束中只含有两分量时, 空间孤子族退化为暗-暗、亮-亮和亮-暗空间孤子对。

关键词: 非线性光学; 光折变效应; 中心对称光折变介质; 非相干耦合; 空间孤子族

中图分类号: O437

文献标志码: A

Incoherently coupled spatial soliton families in centrosymmetric photorefractive crystals

JI Xuan-mang¹, WANG Jin-lai¹, JIANG Qi-chang¹, LIU Jin-song²

(1. Department of Physics & Electronic, Yuncheng University, Yuncheng 044000, China;

2. College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology,

WuHan 430074, China)

Abstract: To study the incoherently coupled spatial soliton families in centrosymmetric photorefractive crystals, we derived theoretically the expressions of normalized spatial profiles of the bright, dark and bright-dark soliton families from the soliton theory in centrosymmetric photorefractive crystals and investigated the characteristics of the soliton families. The numerical results show that these soliton families are coupled by the mutually incoherent incident optical beams sharing the same polarization and wavelength. When the incoherent coupled soliton families propagate in centrosymmetric photorefractive crystals, all the components propagate stably. Moreover, the soliton families degenerate to incoherently coupled dark-dark, bright-bright and bright-dark soliton pairs when they contain only two components.

Key words: nonlinear optics; photorefractive effect; centrosymmetric photorefractive material; incoherently coupled; spatial solitons families

引言

光折变空间光孤子是指当非线性介质的自聚焦(或自散焦)效应与光束的衍射发散作用相平衡时, 在介质内无衍射向前传播的光束。从孤子的

空间形态上可以将其分为亮、暗和灰空间孤子 3 类^[1-3]。与此同时, 关于孤子对的非相干耦合问题也得到了广泛的研究^[4-5]。Liu 等人还提出了串联光折变晶体回路中独立空间孤子对的理论, 并对

收稿日期: 2010-08-23; 修回日期: 2010-11-03

基金项目: 山西省高等学校科技开发基金资助课题(200611042)

作者简介: 吉选芒(1965—), 男, 山西临猗人, 教授, 工学硕士, 主要从事物理教学与光折变非线性光学方面的研究工作。

E-mail: jixuanmang@126.com

其特性做了深入的研究^[6-7]。然而,上述空间孤子均产生并存在于非中心对称光折变材料中。与非中心对称光折变材料不同,中心对称光折变材料中形成空间孤子时,材料的折射率变化是由二次电光效应支配的。1997年,Segev等^[8]预言中心对称光折变材料中也可以形成空间亮孤子;次年,DelRe^[9]在中心对称铌酸锂钾光折变晶体中观测到了空间亮孤子。2006年,李金萍^[10]报道了有偏压中心对称光折变晶体中存在亮和暗屏蔽孤子。2010年,Zhan kaiyun^[11]报道了中心对称光折变晶体中空间亮孤子的自偏转和温度对中心对称光折变晶体中稳态明孤子特性的影响^[12]。同时他还研究了中心对称光折变晶体中全息孤子^[13]和中心对称光折变耗散系统中的全息孤子^[14],对光束在中心对称光折变晶体中的调制不稳定性也进行了研究^[15]。本文考察中心对称光折变晶体中多束偏振方向和波长都相同的互不相干光束的非相干耦合,证明非相干耦合暗、亮和亮-暗混合中心对称空间孤子族的存在。这些结果对完善光折变空间光孤子的理论有重要意义。

1 暗、亮孤子族

设 M 束只在 x 方向衍射且偏振态和波长都相同的共线传播的互不相干光沿 z 轴射入中心对称光折变晶体,光束偏振方向平行于 x 轴(也就是晶体光轴方向),沿晶体 x 方向加有外电场 E_0 。 M 束入射光的光场可以表示成慢变振幅形式,即 $\vec{E}_j = \hat{x}\phi_j(x, z)\exp(ikz)$, $j=1, 2, \dots, M$, 其中 $k=k_0$, $n_0=(2\pi/\lambda_0)n_0$, λ_0 为自由空间波长, n_0 为材料未受绕动的折射率。在上述光束配置下, M 束光满足如下方程^[10-11]:

$$\begin{aligned} & i\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{k}{n_0}\Delta n\phi_j(x, z) = 0 \\ & (j=1, 2, \dots, M) \\ & \Delta n = -\frac{1}{2}n_0^3 g_{\text{eff}} \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 E_\infty^2 \end{aligned} \quad (1)$$

式中: g_{eff} 为二次有效电光系数; ϵ_0 和 ϵ_r 分别是真空和相对介电常数。

在忽略扩散效应的情况下, (2) 式中的空间电荷场为^[10]

$$E_\infty = E_0 \frac{(I_\infty + I_b + I_d)}{(I + I_b + I_d)} \quad (3)$$

式中: $I_\infty = I(\infty, z)$ 为 x 方向无穷远处的总光强; $I_d = \beta/s$ 是晶体的暗辐射强度; I_b 为背景光。由于 M 束入射光是不相干的, 根据 Poynting 定律, 晶体中总光强可以表示为

$$I = (n_0/2\eta_0) \sum_{j=1}^M |\phi_j|^2 \quad (4)$$

式中: 常量 $\eta_0 = (\eta_0/\epsilon_0)^{1/2}$; μ_0 是真空介质的磁导率。采用无量纲变量 $\xi = z/(kx_0^2)$, $s = x/x_0$ 和 $U_j = (2\eta_0 I/n_0)^{-1/2} \phi_j$ 。其中 x_0 为一个任意的空间宽度, 可得到无量纲化光波振幅 $U_1, U_2, \dots, U_M$, 满足如下耦合方程:

$$\begin{aligned} & i\frac{\partial U_j}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 U_j}{\partial s^2} - \beta \frac{(1+\rho)^2}{(1+\sum_{j=1}^M |U_j|^2)^2} U_j = 0 \\ & (j=1, 2, \dots, M) \end{aligned} \quad (5)$$

式中: $\beta = \frac{1}{2} g_{\text{eff}} n_0^4 (k_0 x_0)^2 \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 E_0$; $\rho = I_\infty/(I_b + I_d)$ 代表 M 束孤子总强度的最大值与暗辐射及背景光强度之和的比值。方程组(5)具有暗、亮孤子族解, 下面进行讨论。

1.1 暗孤子族

暗空间孤子相当于在均匀背景光中嵌入一个暗缺, 为了得到方程组(5)的暗孤子族解, 把第 j 级暗孤子光场无量纲化振幅表示为 $U_j = \rho^{1/2} c_j y(s) \exp(iv\xi)$, 其中 c_j^2 表示第 j 级孤子分量的强度与孤子族总强度的比值, 满足条件为 $\sum_{j=1}^M c_j^2 = 1$ 。 $y(s)$ 是归一化实函数, 且为奇函数, 满足的边界条件为 $y(0)=0$; $y(s \rightarrow \pm\infty) = \pm 1$ 和 $y'(s \rightarrow \pm\infty) = 0$, $y''(s \rightarrow \pm\infty) = 0$ 。将 U_j 代入方程组(5)中可得:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} = 2vy + 2\beta \frac{(1+\rho)^2}{(1+\rho y^2)^2} y \quad (6)$$

利用边界条件, 可有

$$v = -\beta \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式积分可得出暗孤子的归一化包络如下:

$$\begin{aligned} s = \pm \int_y^0 & \left\{ (-2\beta) \left[\tilde{y}^2 + \frac{(1+\rho)^2}{\rho} \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{1}{1+\rho y^2} \frac{2\rho+1}{\rho} \right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y} \end{aligned} \quad (8)$$

在 $0 < y(s) < 1$ 的情况下, 可以证明(8)式右边中括号里的结果总是正的, 可以看出, 只有在 $\beta < 0$, 即 $g_{\text{eff}} < 0$ 的情况下, 在中心对称晶体中能形成暗空间孤子。利用(8)式, 通过数值积分可以得到 $y(s)$, 再由 $U_j = \rho^{1/2} c_j y(s) \exp(iv\xi)$ 可得出中心对

称光折变晶体中暗孤子族各级孤子分量无量纲化的光场。当光束中仅包含 2 个分量时, 暗孤子族就转化为暗-暗孤子对。

1.2 亮孤子族

对于亮孤子, 光束中心处光强最大, 而在横向坐标无穷处, 光强趋于零, 有 $I_\infty = \rho = 0$ 。为了得到方程组(5)的亮孤子族解, 令

$$U_j = r^{1/2} c_j y(s) \exp(iu\xi)$$

式中: r 为亮孤子族总光强的峰值与暗辐射和背景光强度之和的比值, 即

$$r = I(0)/(I_d + I_b)$$

其中 u 是传播量的非线性位移。 c_j^2 表示第 j 级孤子分量的强度与孤子族总强度的比值, 满足条件为 $\sum_{j=1}^M c_j^2 = 1$ 。 $y(s)$ 是归一化的实函数, 边界条件为 $y(0) = 1; y'(0) = 0; y(s \rightarrow \pm\infty) = 0$ 。把 U_j 的表达式和 $\rho = 0$ 代入方程组(5)可得:

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = 2uy + 2\beta \frac{y}{(1+ry^2)^2} \quad (9)$$

对方程(9)进行积分, 可以求出:

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = 2u(y^2 - 1) - \frac{\beta}{r} \left(\frac{1}{1+ry^2} - \frac{1}{1+r} \right) \quad (10)$$

利用边界条件, 可以得出:

$$u = -\frac{\beta}{1+r} \quad (11)$$

将(11)式代入(10)式再积分一次, 可以得出明孤子的归一化包络 $y(s)$ 如下:

$$s = \pm \int_y^1 \left[\left(\frac{2\beta}{r} \right) \left(1 - \frac{1}{1+ry^2} - \frac{ry^2}{1+r} \right) \right]^{-1/2} dy \quad (12)$$

当 $0 < y(s) < 1$ 时, 可证明 $(1 - \frac{1}{1+ry^2} - \frac{ry^2}{1+r}) > 0$, 由(12)式可看出对于明孤子必须要求 $\beta > 0$, 即 $g_{\text{eff}} > 0$ 。利用(12)式, 通过数值积分可以得 $y(s)$, 再由 $U_j = r^{1/2} c_j y(s) \exp(iu\xi)$ 的表达式可以得出中心对称光折变晶体中亮孤子族的各级孤子分量无量纲化的光场。当光束中仅包含 2 个分量时, 亮孤子族就转化为亮孤子对。

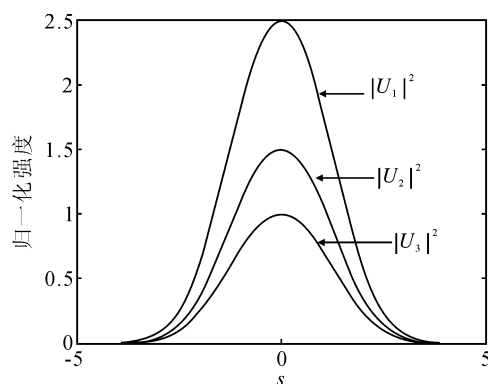


图 1 参量为 $r=5, \beta=1.22$ 的 KTKN 晶体中非相干耦合亮孤子族 3 个分量的孤子包络 ($c_1^2=0.5, c_2^2=0.3, c_3^2=0.2$)

Fig. 1 Soliton profiles for incoherently coupled bright spatial soliton family with three components ($c_1^2=0.5, c_2^2=0.3, c_3^2=0.2$) in an KLTN crystal with $r=5, \beta=1.112$.

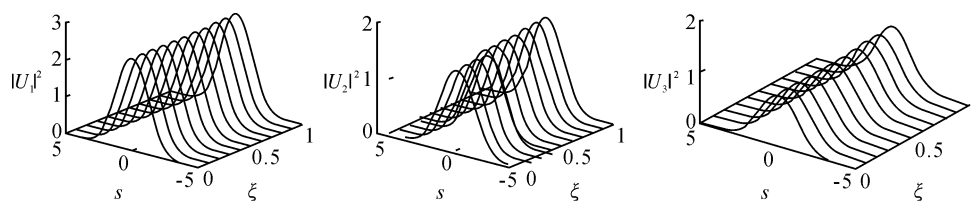


图 2 当 $r=5, \beta=1.122$ 时非相干耦合亮孤子族在中心对称光折变晶体中的稳定传播

Fig. 2 Stable propagation of the incoherently coupled bright soliton family in centrosymmetric photorefractive crystals when $r=5, \beta=1.122$

作为例子, 我们以中心对称光折变晶体 KLTN 研究对象^[13], 晶体参量如下: $n_0 = 2.2, \epsilon_r = 4000, g_{\text{eff}} = 0.12 \text{ m}^4 \text{C}^{-2}, \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{N}^{-1}$, 其他参量为 $\lambda_0 = 0.5 \text{ } \mu\text{m}, x_0 = 10 \text{ } \mu\text{m}, E_0 = 2 \times 10^5 \text{ Vm}^{-1}$ 。由上面的参量可计算出 $\beta = 1.112$ 。图 1 给出的是 $\beta = 1.112, r = 5$ 时 KLTN 晶体中非相干耦合亮孤子族 3 个孤子分量光强空间分布。这一

非相干耦合亮孤子族在中心对称光折变晶体中可以稳定传播, 如图 2 所示。

2 亮-暗混合孤子族

为了得出亮-暗混合孤子族解, 设 M 束明和 N 束暗的只在 x 方向衍射且偏振态和波长都相同共线传播的互不相干光沿 z 轴射入中心对称光折变

晶体,光束偏振方向平行于 x 轴,晶体光轴沿 x 方向放置。晶体中 $(M+N)$ 束互不相干的光束的总光强可以表示为

$$I = \frac{n_0}{2\eta_0} \left(\sum_{j=1}^M |\phi_j|^2 + \sum_{l=1}^N |\psi_l|^2 \right) \quad (13)$$

式中:常量 $\eta_0 = (\eta_0/\epsilon)^{1/2}$; ϕ_j 和 ψ_l 分别为 M 束明光

束和 N 束暗光束的慢变化包络。采用无量纲坐标和变量代换: $\xi = z/(kx_0^2)$, $s = x/x_0$ 和 $U_j = (2\eta_0 I_d/n_0)^{-1/2} \phi_j$, $V_l = (2\eta_0 I_d/n_0)^{-1/2} \psi_l$, 其中 x_0 为一个任意的空间宽度。采用上述相同的方法,可得出 $(M+N)$ 束光无量纲的光波包络 $U_1, U_2, \dots, U_M$ 和 $V_1, V_2, \dots, V_N$ 满足如下动态演化方程和耦合方程:

$$i \frac{\partial U_j}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_j}{\partial s^2} - \beta \frac{1}{(1 + \sum_{j=1}^M |U_j|^2 + \sum_{l=1}^N |V_l|^2)} U_j = 0 \quad (j=1, \dots, M) \quad (14a)$$

$$i \frac{\partial V_l}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_l}{\partial s^2} - \beta \frac{(1+\rho)^2}{(1 + \sum_{j=1}^M |U_j|^2 + \sum_{l=1}^N |V_l|^2)} V_l = 0 \quad (l=1, \dots, N) \quad (14b)$$

为了得到方程组(14)的亮-暗混合空间孤子族解,这里把无量纲化振幅 U_j 和 V_l 表示为

$$U_j = r^{1/2} c_j f(s) \exp(i\mu\xi)$$

$$V_l = \rho^{1/2} d_l g(s) \exp(i\omega\xi)$$

式中: $f(s)$ 代表亮孤子归一化振幅; r 代表亮孤子中心光强与背景光强和暗辐射强度之和的比值,即 $r = I_{Amax}/I_d = I_d(0)/(I_b + I_d)$; $g(s)$ 代表暗孤子光束的归一化振幅; ρ 代表暗孤子的最大光强与背景光强和暗辐射强度之和的比值,即 $\rho = I_{Bmax}/(I_b + I_d) = I_{B\infty}/(I_b + I_d)$; $\sum_{j=1}^M c_j^2 = 1$; $\sum_{l=1}^N d_l^2 = 1$ 。

归一化实函数 $f(s)$ 和 $g(s)$ 应满足的边界条件为 $f(0)=1, f'(0)=0, f(s \rightarrow \pm\infty)=0, g(0)=0, g(s \rightarrow \pm\infty)=\pm 1$, 以及当 $s \rightarrow \pm\infty$ 时 $f(s)$ 和 $g(s)$ 的各阶导数为零。将 U 和 V 的表达式代入方程组(14)并简化可得:

$$\frac{d^2 f}{ds^2} = 2\mu f + 2\beta \frac{1}{(1+\rho g^2 + r f^2)^2} f \quad (15a)$$

$$\frac{d^2 g}{ds^2} = 2\omega g + 2\beta \frac{(1+\rho)^2}{(1+\rho g^2 + r f^2)^2} g \quad (15b)$$

现在来求方程组(15)满足 $f^2 + g^2 = 1$ 的解,这时方程组(15)可以化为

$$\frac{d^2 f}{ds^2} = 2\mu f + 2\beta \frac{1}{(\delta f^2 + 1)^2} f \quad (16a)$$

$$\frac{d^2 g}{ds^2} = 2\omega g + 2\beta \frac{(1+\rho)^2}{[(1+r) - (r-\rho)g^2]^2} g \quad (16b)$$

其中 $\delta = (r-\rho)/(1+\rho)$ 。将方程(16a)两边乘以 df/ds 并在区间 $[0, s]$ 内对 s 积分一次,利用 $f(s)$ 在 $x=0$ 处的边界条件可得:

$$\left(\frac{df}{ds} \right)^2 = 2\mu(f^2 - 1) - \frac{2\beta}{\delta} \left(\frac{1}{1+\delta f^2} - \frac{1}{1+\delta} \right) \quad (17)$$

再利用 $f(s)$ 在 $s \rightarrow \infty$ 处的边界条件,可以求出:

$$\mu = -\frac{\beta}{1+\delta} \quad (18)$$

对方程(16b)直接利用 $g(s)$ 的边界条件可有

$$\omega = -\beta \quad (19)$$

当 $|\delta| \ll 1$, 即 M 个亮光束总光强的峰值和 N 个暗光束总光强的最大值近似相等时,对 $1/(1+\delta)$ 进行 Taylor 展开,可得 $\mu = -\beta(1+\delta)$, 在上述条件下方程组(17)可以近似为

$$\frac{d^2 f}{ds^2} = 2\beta\delta(1-2f^2)f \quad (20a)$$

$$\frac{d^2 g}{ds^2} = -4\beta\delta(1-g^2)g \quad (20b)$$

方程组(20)的解为

$$f(s) = \sec h[(2\beta\delta)^{1/2} s] \quad (21a)$$

$$g(s) = \tanh[(2\beta\delta)^{1/2} s] \quad (21b)$$

由此得到亮-暗混合孤子族分量的无量纲光场为

$$U_j(s, \xi) = r^{1/2} c_j \sec h[(2\beta\delta)^{1/2} s] \exp[-i\beta(1-\delta)\xi] \quad (22a)$$

$$V_l(s, \xi) = \rho^{1/2} d_l \tanh[(2\beta\delta)^{1/2} s] \exp[-i\beta\xi] \quad (22b)$$

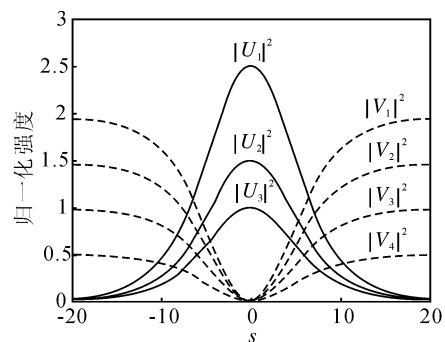


图3 亮-暗混合孤子族3个亮分量和4个暗分量
实线代表 $|U_j|^2$, 虚线代表 $|V_l|^2$

Fig. 3 Bright-dark hybrid soliton family with three bright components and four dark components. Soliton components, $|U_j|^2$ (solid curve) and $|V_l|^2$ (dashed curve)

由方程组(22)可看出, 要产生亮-暗混合孤子族, 需满足条件 $\beta\delta > 0$ 。我们以中心对称光折变晶体 KLTN 为研究对象^[13], $g_{\text{eff}} = 0.12 \text{ m}^4 \text{ C}^{-2} > 0$, 其中支持亮孤子光强峰值稍大于暗孤子光强峰值亮-暗混合孤子族。图 3 给出了 $\beta = 1.112, r = 5, \delta = 0.01$ 时非相干耦合亮-暗混合孤子族 3 个亮分量 ($c_1^2 = 0.5$,

$c_2^2 = 0.3 (c_3^2 = 0.2)$ 和 4 个暗分量 ($d_1^2 = 0.4, d_2^2 = 0.3, d_3^2 = 0.2, d_4^2 = 0.1$) 光强的空间分布。孤子族各级分量一起在中心对称光折变晶体中传播时, 由于它们共同引起折射率发生改变, 能稳定地沿 z 轴传播, 如图 4 所示。当亮-暗孤子族只含有一个光束分量时, 就形成亮-暗混合孤子对。

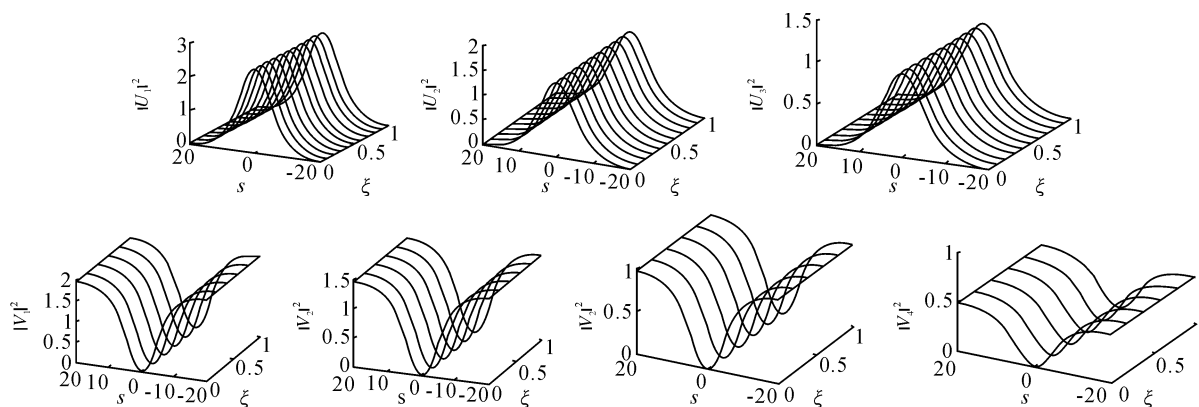


图 4 当 $\beta = 1.112, r = 5, \delta = 0.01$ 时非相干耦合亮-暗混合孤子族在中心对称光折变晶体中的稳定传播

Fig. 4 Stable propagation of the incoherently coupled bright-dark hybrid soliton family in centrosymmetric photorefractive crystals when $\beta = 1.112, r = 5, \delta = 0.01$

3 结论

本文证明了在有外加电场的中心对称光折变介质中存在着稳态非相干耦合孤子族, 这种孤子族是由偏振态和波长都相同的两束互不相干光耦合形成的。当非相干耦合孤子族在中心对称光折变晶体中传播时, 各分量成分光束在它们共同引起的折射率改变的作用下都能以孤子状态稳定地传播。当中心对称晶体的有效电光系数, 即 g_{eff} 可在晶体中形成中心对称非相干耦合亮孤子族, 当晶体的有效电光系数 g_{eff} , 即 $\beta > 0$ 可在晶体中形成中心对称暗孤子族。当 $g_{\text{eff}} < 0, \delta > 0$, 中心对称光折变晶体中支持亮孤子峰值光强稍大于暗孤子最大光强的非相干耦合亮-暗孤子族。当 $\beta < 0, \delta < 0$, 中心对称光折变晶体中可支持亮孤子峰值光强稍小于暗孤子最大光强的非相干耦合亮-暗孤子族。当光束中只含有 2 个分量时, 孤子族退化为非相干耦合孤子对。

参考文献:

[1] CHRISTODOULIDES D N, CARVALHO M I. Bright, dark and grey spatial soliton states in photorefractive media [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1995, 12(9): 1628-1633.

[2] SEGEV M, VALLEY G C, BASHAW M C, et al. Photovoltaic spatial solitons [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1997, 14(7): 1772-1781.

[3] 张光勇, 刘劲松, 刘时雄. 温度对闭路光伏明空间孤子演化和自偏转的影响[J]. 应用光学, 2007, 28(2): 240-244.

ZHANG Guang-yong, LIU Jin-song, LIU Shi-xiong. Effects of temperature on evolution and self-deflection of bright photovoltaic spatial solitons in closed-circuit realization [J]. Journal of Applied Optics, 2007, 28(2): 240-244. (in Chinese with an English abstract).

[4] 侯春风, 袁保红, 孙晓冬. 非相干耦合屏蔽光伏孤子对[J]. 物理学报, 2004, 49(10): 1969-1971.

HOU Chun-feng, YUAN Bao-hong, SUN Xiao-dong. Incoherently coupled screening-photovoltaic soliton pairs [J]. Acta Physica sinica, 2004, 49(10): 1969-1971. (in Chinese with an English abstract).

[5] 吉选芒, 王金来, 刘劲松, 等. 非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对的温度特性[J]. 激光技术, 2004, 28(4): 386-389.

JI Xuan-mang, WAN Jin-lai, LIU Jin-song, et al. The temperature dependence of incoherently coupled bright-dark screening photovoltaic solution pairs [J]. Laser Technology, 2004, 28(4): 386~389. (in Chinese with an English abstract).

- [6] HOU Chun-feng, ZHANG Yu, JIANG Yong-yuan, et al. Photovoltaic solitons in two-photon photorefractive materials under open-circuit conditions [J]. Opt. Commun., 2007, 273(2): 544-548
- [7] 吉选芒,刘劲松。温度对双光子独立明-暗空间屏蔽孤子对稳定性的影响[J]. 应用光学, 2010, 31(2): 282-287.
- JI Xuan-mang, LIU Jin-song. Effects of temperature on stability of two-photon separate screening bright-dark spatial soliton pair[J]. Journal of Applied Optics, 2010, 31(2): 282-287. (in Chinese with an English abstract).
- [8] SEGEV M, AGRANAT A. Spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media [J]. Opt. Lett., 1997, 22(17): 1299-1301.
- [9] DELRE E, CROSIGNAM B, TAMBURRINI M, et al. One-dimensional steady-state photorefractive spatial solitons in centrosymmetric paraelectric potassium lithium tantalate niobate[J]. Opt. Lett., 1998, 23(6): 421-423.
- [10] 李金萍,卢克清,赵卫,等。有偏压中心对称光折变晶体中的屏蔽孤子[J]. 光子学报, 2006, 35(2): 257-260.
- LI Jin-ping, LU Ke-qing, ZHAO Wei, et al. Screening solitons in biased centrosymmetric photorefractive media[J]. Acta Photonica Sinica, 2006, 35(2): 257~260. (in Chinese with an English abstract).
- [11] ZHAN Kai-yun, HOU Chun-feng, DU Yan-wei. Self-deflection of steady-state bright spatial soliton in biased centrosymmetric photorefractive crystals [J]. Opt. Commun., 2001, 283: 138-141.
- [12] ZHAN Kai-yun, HOU Chun-feng, TIAN Hao. Effect of the temperature on steady-state bright spatial solitons in biased centrosymmetric photorefractive crystals [J]. Appl. Phys. B, 2010, 25(may): DOI 10.1007/s00340-010-4067-x.
- [13] ZHAN Kai-yun, HOU Chun-feng, Tiao Hao, et al. Holographic solitons in centrosymmetric photorefractive crystals[J]. Optics and Laser Technology, 2010, 42(6): 669-673.
- [14] ZHAN Kai-yun, HOU Chun-feng, Tiao Hao. Holographic solitons in centrosymmetric photorefractive dissipative systems [J]. Optics and Laser Engineering, 2010, 48(6): 716-719.
- [15] ZHAN Kai-yun, HOU Chun-feng. One-dimensional modulational instability of broad optical beams in biased centrosymmetric photorefractive crystals [J]. Phys. Lett. A, 2009, 374(12): 169-172.