

无偏压光伏晶体中的非相干耦合亮暗孤子对及其传输特性

彭小兰¹ 周亚民² 王红成¹

(¹ 东莞理工学院电子工程学院, 广东 东莞 523808
² 东莞理工学院化学与环境工程学院, 广东 东莞 523808)

摘要 理论研究了均匀照明的无偏压光伏晶体中非相干耦合亮暗光伏孤子对的存在性。发现在共同的光伏光折变效应作用下,具有相同偏振和波长但彼此互不相干的两光束可以形成非相干耦合亮暗光伏孤子对。推导了亮、暗光场分量及其半峰全宽(FWHM)的表达式,并以 Cu:KNSBN 为例讨论了光强分布特性及半峰全宽与孤子光强的变化关系。结果表明,在形成非相干耦合亮暗孤子对时,暗孤子 FWHM 要比亮孤子 FWHM 小得多,从而对折射率改变的贡献较小。并用数值模拟的方法研究了其传播特性,发现非相干耦合亮暗孤子对可以在光伏晶体中稳定传播。当暗孤子光束不存在时,亮孤子光束仍能在晶体中呈呼吸状传播;然而,当亮孤子光束不存在时,暗孤子光束迅速塌陷。

关键词 非线性光学;光学孤子;非相干耦合孤子对;光伏孤子

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0619001

Incoherently Coupled Bright-Dark Soliton Pairs and Their Propagation Properties in Unbiased Photovoltaic Crystals

Peng Xiaolan¹ Zhou Yamin² Wang Hongcheng¹

(¹ College of Electronic Engineering, Dongguan University of Technology, Dongguan, Guangdong 523808, China
² College of Chemistry and Environmental Engineering, Dongguan University of Technology, Dongguan, Guangdong 523808, China)

Abstract A theory is presented to investigate the existence of incoherently coupled bright-dark photovoltaic soliton pairs in an unbiased photovoltaic crystal with uniform illumination. It is found that with the same photovoltaic photorefractive effect, the two optical beams with the same polarization and wavelength but which are mutually incoherent can form incoherently coupled bright-dark photovoltaic soliton pairs. The expression forms of optical field and the full-width at half-maximum (FWHM) of the bright and dark components are deduced. Taking Cu:KNSBN for example, the variation relations between the intensity profile and FWHM and the soliton intensity is discussed. The investigation results show that when incoherently coupled bright-dark soliton pairs form, the FWHM of the dark soliton is smaller than that of the bright soliton. Therefore, it contributes little to the refractive-index change. The propagation properties are also investigated by numerical method. It is found that incoherently coupled bright-dark photovoltaic soliton pairs can propagate stably in photovoltaic crystals. When the dark soliton beam is absent, the bright soliton can still propagate in the crystal with breathing shape. When the bright soliton beam is absent, however, the dark soliton beam collapses quickly.

Key words nonlinear optics; optical solitons; incoherently coupled soliton pair; photovoltaic soliton

OCIS codes 190.0190; 190.6135; 190.5330

1 引 言

当光束在光折变介质中传播时,若光折变非线性

性效应产生的自聚焦与光束的自由衍射相抵消,其横截面上的光强分布在传播过程中保持不变,则形

收稿日期: 2010-11-23; 收到修改稿日期: 2011-02-24

基金项目: 广东省高校优秀青年创新人才培养计划项目(LYM10124)和东莞市科技计划(200910814038)资助课题。

作者简介: 彭小兰(1970—),女,硕士,实验师,主要从事光学空间孤子方面的研究。E-mail: pengxl@dgut.edu.cn

成了光折变孤子。由于这种孤子能在很低的功率下产生且在全光信息处理等方面有潜在应用等优点,近年来引起了广泛研究兴趣。光折变空间孤子有三种基本的类型:准稳态孤子^[1,2]、屏蔽孤子^[3,4]和光伏孤子^[5~8]。其中光伏孤子又具有与其他两种不同孤子不同的特点。光伏孤子是利用光伏效应而致使光伏晶体发生折射率改变而形成的,它的形成一般不需要外加的电场^[8],而只需要所用的光伏晶体有足够强的光伏效应。一般地,为了加快光伏晶体的非线性响应,需加上一束强度均匀的背景光。研究表明,背景光的光伏效应不可忽略^[8],它对光孤子的形成及传输产生很大的影响,而且可以通过控制信号光对背景光的 Glass 系数之比来控制亮、暗或灰孤子的形成。另外,如果利用背景光在光伏光折变晶体中诱导光学晶格,则可以进一步形成光伏晶格孤子^[9]。与背景光诱导的屏蔽晶格孤子不同之处在于形成光伏晶格孤子的条件(自聚焦或自散焦条件)可以通过改变背景光和孤子光的波长来控制,且光伏非线性的大小可以通过背景光光强来控制。因此,整个过程是全光的,这为全光控制提供了一种有效的方法。

当两束或多束信号光同时在光折变介质中传播时,若他们是彼此非相干的,则可以在共同形成的非线性作用下形成非相干耦合孤子对或非相干耦合孤子族。1996年,Christodoulides等^[10]从理论上指出,两束偏振方向和波长都相同且共线传播的互不相干光束可在有外加电场的非光伏光折变晶体中形成屏蔽孤子对。随后不久,Chen等^[11,12]在铌酸锶钽(SBN)光折变晶体中观测到了上述非相干耦合亮-亮、亮-暗及暗-暗屏蔽孤子对。后来,侯春风等^[13,14]研究了有外加电场的非光伏光折变晶体中空间孤子的非相干耦合,预言了非相干耦合亮-亮、暗-暗^[13]及灰-灰^[14]屏蔽光伏孤子对的存在。他们又证明了在光伏光折变晶体中还存在着非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对^[15]。另外,卢克清等^[16~18]也对有偏压的光折变晶体中的亮、暗、灰孤子族及低振幅孤子对进行了详细的研究。本课题组研究了双光子异构非线性聚合物中的非相干耦合孤子族,发现暗孤子族和灰孤子族可以在无外加电场或背景光的聚合物中存在^[19]。最近,吉选芒等^[20]研究发现由两块双光子光伏光折变晶体和一个电源通过导线串联而成的回路中存在双光子独立屏蔽光伏空间孤子对。

本文将研究非相干耦合亮暗光伏孤子对的存在

性,分析其光强分布特性及半峰全宽随光强变化的关系,并用数值模拟的方法研究其传播特性。

2 基本理论

讨论两束具有相同频率、相同偏振的信号光在无外加电压的光伏晶体中的传播情况。假定晶体的 c 轴方向为 x 轴,并设信号光的真空波长为 λ ,波矢方向为 z 轴方向,光束只沿 x 方向衍射。一般地,光伏孤子的形成不需要外加电场,但需要加上一束与信号光同方向传播、并对信号光来说是均匀的背景光。而且信号光为沿 x 方向偏振的 e 光,背景光为 o 光。

光场可以用如下表达式来表示为

$$E_1 = i\phi_1(x, z)\exp(-ikz),$$

$$E_2 = i\phi_2(x, z)\exp(-ikz),$$

式中 $k = k_0 n_e = 2\pi n_e / \lambda_0$, n_e 是本底折射率, λ_0 是真空中波矢长, i 代表 x 方向上的单位矢量。考虑背景光的光伏效应时,这两束信号光的稳态传输方程可以写为^[10]

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \phi_1}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} - \frac{k}{2} (n_e^2 \gamma_{\text{eff}} E_{\text{sc}}) \phi_1 &= 0, \\ i \frac{\partial \phi_2}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} - \frac{k}{2} (n_e^2 \gamma_{\text{eff}} E_{\text{sc}}) \phi_2 &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 γ_{eff} 是有效电光系数, E_{sc} 是诱导的空间电荷场。忽略扩散场,并假定无外加偏压时,空间电荷场 E_{sc} 可以表达为^[8]

$$E_{\text{sc}} = -E_p \frac{R(|u_1|^2 + |u_2|^2) + 1}{|u_1|^2 + |u_2|^2 + 1}, \quad (2)$$

式中 $R = \kappa_{\text{eff}}^e / \kappa_{\text{eff}}^o$, $E_p = \kappa_{\text{eff}}^o \gamma N_D^+ / q\mu$, N_D^+ 是已电离的施主密度, γ 是复合率系数, μ 是电子迁移率, q 是电子电量, κ_{eff}^e 和 κ_{eff}^o 分别是信号光和背景光的有效光伏系数。将(2)式代入(1)式中可得

$$\begin{aligned} -i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial s^2} + \beta \frac{R(|u_1|^2 + |u_2|^2) + 1}{|u_1|^2 + |u_2|^2 + 1} u_1, \\ -i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial s^2} + \beta \frac{R(|u_1|^2 + |u_2|^2) + 1}{|u_1|^2 + |u_2|^2 + 1} u_2, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\beta = 0.5k^2 x_0^2 n_e^2 \gamma_{\text{eff}} E_p$, $u_j = \left(\frac{s_s}{s_b I_b}\right)^{1/2} \phi_j$, I_b 是背景光光强, s_s 和 s_b 分别是信号光和背景光的光电离吸收截面。 $\xi = z / (kx_0^2)$ 和 $\xi = x / x_0$ 分别是无量纲的空间坐标。为了求得光伏晶体中的非相干耦合亮暗孤子解且不失一般性,设信号光束 1 为亮光束,信号光 2 为暗光束,分别具有如下形式的孤子解:

$$\begin{cases} A_1 = af(\xi)\exp(i\Gamma_1 \zeta) \\ A_2 = bg(\xi)\exp(i\Gamma_2 \zeta) \end{cases}, \quad (4)$$

式中 a 和 b 分别为亮、暗孤子的最大光场振幅, $f(\xi)$ 和 $g(\xi)$ 为归一化的无量纲光场函数, Γ_1 和 Γ_2 为传播常数。则(3)式化为

$$\begin{aligned}\Gamma_1 f(\xi) &= \frac{1}{2} f''(\xi) + \\ &\beta \frac{1 + Ra^2 f^2(\xi) + Rb^2 g^2(\xi)}{1 + a^2 f^2(\xi) + b^2 g^2(\xi)} f(\xi), \\ \Gamma_2 g(\xi) &= \frac{1}{2} g''(\xi) + \\ &\beta \frac{1 + Ra^2 f^2(\xi) + Rb^2 g^2(\xi)}{1 + a^2 f^2(\xi) + b^2 g^2(\xi)} g(\xi),\end{aligned}\quad (5)$$

求满足特殊形式 $f^2 + g^2 = 1$ 的解, 从而(5)式化为

$$\begin{aligned}\Gamma_1 f(\xi) &= \frac{1}{2} f''(\xi) + \\ &\beta \frac{1 + Ra^2 f^2 + Rb^2(1 - f^2)}{1 + (a^2 - b^2)f^2 + b^2} f, \quad (6) \\ \Gamma_2 g(\xi) &= \frac{1}{2} g''(\xi) + \\ &\beta \frac{1 + Rb^2 g^2 + Ra^2(1 - g^2)}{1 + a^2 + (b^2 - a^2)g^2} g,\end{aligned}\quad (7)$$

实函数 $f(\xi)$ 及 $g(\xi)$ 应分别满足如下形式的边界条件:

$$\begin{aligned}f(0) &= 1, \quad f'(0) = 0, \quad f(\xi \rightarrow \infty) = 0, \\ f'(\xi \rightarrow \infty) &= 0, \quad f''(\xi \rightarrow \infty) = 0, \\ g(0) &= 0, \quad g(\xi \rightarrow \infty) = 1, \quad g'(\xi \rightarrow \infty) = 0, \\ f''(\xi \rightarrow \infty) &= 0.\end{aligned}\quad (8)$$

将边界条件(8)式代入(6)式和(7)式, 整理可得

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= \beta \left[R + (1 - R) \ln \frac{1 + a^2}{1 + b^2} \right], \\ \Gamma_2 &= \beta \frac{1 + Rb^2}{1 + b^2}.\end{aligned}\quad (9)$$

根据(9)式的传播常数代入(6)式和(7)式中可得实函数 $f(\xi)$ 及 $g(\xi)$ 应分别满足

$$\begin{aligned}\left(\frac{df}{d\xi}\right)^2 &= 2\beta(1 - R) \left[f^2 \ln \frac{1 + a^2}{1 + b^2} - \right. \\ &\quad \left. \ln \frac{1 + b^2 + (a^2 - b^2)f^2}{1 + b^2} \right], \\ \left(\frac{dg}{d\xi}\right)^2 &= 2\beta(1 - R) \left[\frac{1}{1 + b^2} (g^2 - 1) - \right. \\ &\quad \left. \ln \frac{1 + a^2 - (a^2 - b^2)g^2}{1 + b^2} \right].\end{aligned}\quad (10)$$

由于在非线形折射率随光强呈单调递增的变化关系时, 可以形成亮孤子, 在非线形折射率随光强呈单调递增的变化关系时可以形成暗孤子^[21]。因此, 要使得(6)式有亮孤子解且(7)式有暗孤子解, 应有 $\frac{1 + Ra^2}{1 + a^2} > \frac{1 + Rb^2}{1 + b^2}$ 。即(10)式有解的必要条件为当 $R > 1$ 时, $a > b$; 或当 $R < 1$ 时, $a < b$ 。这样, 只要选

择合适的参数值, 并利用边界条件(8)式, 便可以求得非相干耦合亮暗孤子解。

3 数值计算

为了叙述方便假定无偏置的光伏晶体为 Cu:KNSBN。假定线偏振的信号光束的波长为 $\lambda = 514.5 \text{ nm}$, 均匀背景光的波长为 $\lambda = 488 \text{ nm}$ 。这样, Cu:KNSBN晶体的参数为 $n_e = 2.23$, $\gamma_{\text{eff}} = 120 \text{ pm/V}$, $E_p = 20 \text{ kV/cm}$, $R = 1.6$ ^[8]。若选择空间坐标 $z_0 = 1.578 \text{ mm}$, $x_0 = 11.362 \mu\text{m}$, 通过简单的计算便可得 $\beta = 57.135$ 。为了求得非相干耦合亮暗孤子解, 应使得 $a > b$ 。若选取 $a = 2$, $b = 1.7$, 并用数值方法求解(10)式便可以得到非相干耦合亮暗孤子的光强分布如图1所示。若将图1所示的两束分别为亮孤子及暗孤子的光束一起进入光伏晶体进行传播, 这两个光束将在共同产生的折射率改变下以孤子态稳定传播, 其形状均不发生改变, 如图2所示。

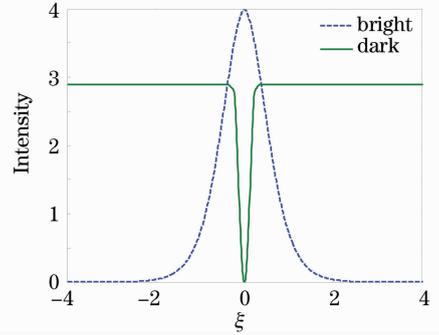


图1 非相干耦合亮-暗孤子光强分布
Fig. 1 Intensity profiles of incoherently coupled bright-dark soliton

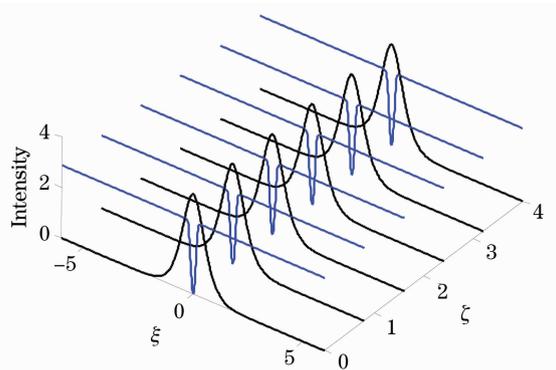


图2 非相干耦合亮-暗孤子的稳定传播
Fig. 2 Stable propagation of incoherently coupled bright-dark solitons

若改变亮孤子或暗孤子的最大光强, 其孤子宽度都有所变化。图3给出了 $a = 2$, b 取不同值时亮、暗孤子的半峰全宽。如图3所示, 形成满足 $f^2 + g^2 = 1$

形式的非相干耦合亮暗孤子对时,亮孤子光束要比暗孤子光束的半峰全宽(FWHM)宽得多。当 $a = 2, b = 1.7$ 时,亮孤子的 FWHM 约为 1.17, 而暗孤子的 FWHM 约为 0.27(如图 1 所示)。这说明暗孤子在亮暗孤子对的形成过程中所起的作用非常小,主要还是亮孤子本身在光伏非线性的作用下发生自聚焦,抵消衍射效应而形成的局域态。如果暗光束 $g(\xi)$ 被遮挡,而将光场形式为 $f(\xi)$ 的亮光束单独进入光伏晶体中传播,由于受到光伏非线性的作用,亮光束 $f(\xi)$ 进入晶体后其 FWHM 变窄,峰值功率变大。随着峰值功率变大,光束的自由衍射效应增强,其 FWHM 开始变宽,峰值功率变低,从而形成一种类似呼吸状的传播行为。换句话说,当暗光束 $g(\xi)$ 不存在时,亮光束 $f(\xi)$ 也能较为稳定地在光伏晶体中传播,如图 4 所示。然而,若将亮光束遮挡,只让暗光束单独在光伏晶体中传播,这时来自亮光束贡献的主要部分折射率改变不再存在,暗光束将不能保

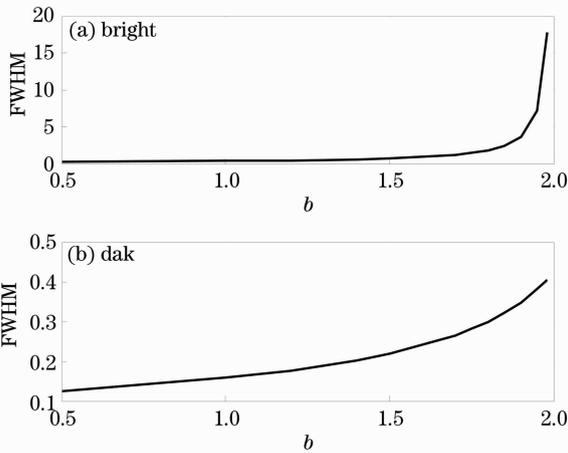


图 3 $a=2$ 时亮(a),暗(b)孤子的半峰全宽随 b 的变化关系

Fig. 3 Relation between soliton FWHM of bright (a) and dark (b) solitons and b when $a=2$

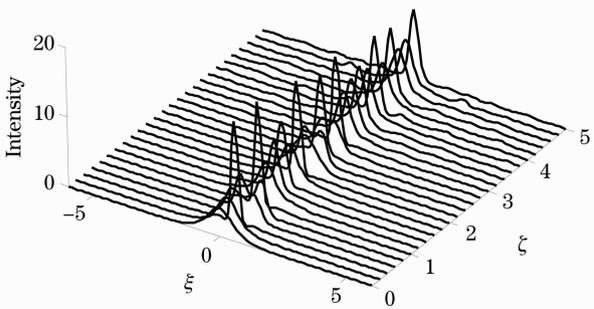


图 4 当暗光束 $g(\xi)$ 不存在时亮光束 $f(\xi)$ 的振荡传播
Fig. 4 Oscillation propagation of the bright beam $f(\xi)$ when the dark beam $g(\xi)$ is absent

持孤子状传播,而是在其进入晶体后迅速塌陷,如图 5 所示。这也就证明了在形成非相干耦合亮暗光伏孤子对时,亮光束是占主导地位的,而暗光束由于其宽度较窄占次要地位。

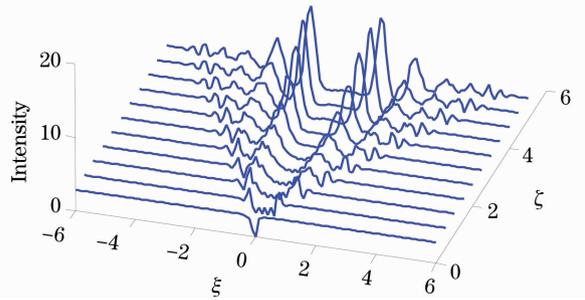


图 5 当亮光束 $f(\xi)$ 不存在时暗光束 $g(\xi)$ 的传播行为
Fig. 5 Propagation behavior of the dark beam $g(\xi)$ when the bright beam $f(\xi)$ is absent

4 结 论

研究了两束不相干的亮光束和暗光束能否在共同的光伏光折变效应作用下形成非相干耦合孤子对的条件,并以 Cu:KNSBN 为例讨论了非相干耦合亮暗光伏孤子对的光强分布特性及 FWHM 随光强变化的关系,并用数值模拟的方法研究了其传播特性,发现非相干耦合亮暗孤子对可以在光伏晶体中稳定传播。在形成非相干耦合亮暗孤子对时,暗孤子 FWHM 要比亮孤子 FWHM 小得多,从而对折射率改变的贡献也比较小,因此,当暗孤子光束不存在时,亮孤子光束也能在晶体中振荡传播;而当亮光束不存在时,暗光束迅速塌陷,不能稳定传播。所讨论的非相干耦合光伏亮暗孤子对是由两束波长和偏振态都相同且互不相干的光束同时在光伏晶体中共轴传播时形成的。由于在其形成过程中不需要满足相位匹配条件,且不需要外加电场,为全光条件,因此具有一定的实用意义。

参 考 文 献

- 1 M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv *et al.*. Spatial solitons in photorefractive media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68** (7): 923~926
- 2 W. L. She, K. K. Lee, W. K. Lee. All optical quasi-steady-state photorefractive spatial solitons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(12): 2498~2501
- 3 M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani *et al.*. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73** (24): 3211~3214
- 4 D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(9): 1628~1633
- 5 G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani *et al.*. Dark and bright

- photovoltaic spatial solitons [J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(6): R4457~R4460
- 6 M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani *et al.*. Photovoltaic spatial solitons [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(7): 1772~1781
- 7 M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer *et al.*. Y junctions arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(13): 943~945
- 8 Wang Hongcheng, Jiang Desheng, Wang Xiaosheng *et al.*. Study on one-dimensional gray photovoltaic spatial solitons and their stability[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1111~1116
王红成, 江德生, 王晓生等. 一维光伏空间灰孤子及其稳定性研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(8): 1111~1116
- 9 B. Zhang, H. Wang, H. Cui *et al.*. Photovoltaic lattice solitons [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2008, **10**(1): 015101
- 10 D. N. Christodoulides, S. R. Singh, M. I. Carvalho. Incoherently coupled soliton pairs in biased photorefractive crystals[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **68**(13): 1763~1765
- 11 Z. Chen, M. Segev, T. H. Coskun *et al.*. Observation of incoherently coupled photorefractive spatial soliton pairs[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(18): 1436~1438
- 12 Z. Chen, M. Segev, T. H. Coskun *et al.*. Coupled photorefractive spatial-soliton pairs[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(11): 3066~3077
- 13 C. F. Hou, B. Li, X. D. Sun *et al.*. Incoherently coupled screening-photovoltaic soliton families in biased photovoltaic photorefractive crystals [J]. *Chin. Phys.*, 2001, **10**(4): 310~313
- 14 C. Hou, Z. Zhou, X. Sun *et al.*. Incoherently coupled grey-grey screening-photovoltaic soliton pairs in biased photovoltaic photorefractive crystals[J]. *Optik*, 2001, **112**(1): 17~20
- 15 C. Hou, Y. Pei, Z. Zhou *et al.*. Bright-dark incoherently coupled photovoltaic soliton pair[J]. *Chin. Phys.*, 2005, **14**(2): 349~352
- 16 K. Lu, Y. Zhang, T. Tang *et al.*. Incoherently coupled steady-state soliton pairs in biased photorefractive-photovoltaic materials [J]. *Phys. Rev. E*, 2001, **64**(5): 056603
- 17 Lu Keqing, Zhao Wei, Qian Shixiong *et al.*. Incoherently coupled low-amplitude soliton pairs in biased photorefractive-photovoltaic crystals [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(5): 563~566
卢克清, 赵卫, 钱世雄等. 有偏压光伏光折变晶体中低振幅非相干耦合孤子对 [J]. *中国激光*, 2004, **31**(5): 563~566
- 18 K. Lu, W. Zhao, Y. Yang *et al.*. Incoherently coupled gray-gray soliton pairs in biased photorefractive-photovoltaic crystals [J]. *Opt. Mater.*, 2005, **27**(12): 1845~1850
- 19 Wang Hongcheng, Peng Xiaolan, Chen Shaowen *et al.*. Incoherently coupled soliton family supported by two-photon isomerization nonlinearity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(8): 2264~2269
王红成, 彭小兰, 陈少文等. 基于双光子异构非线性的非相干耦合孤子族[J]. *光学学报*, 2009, **29**(8): 2264~2269
- 20 Ji Xuanmang, Jiang Qichang, Liu Jinsong. Separate screening-photovoltaic soliton pairs in series two-photon photorefractive crystal circuit[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2370~2376
吉选芒, 姜其畅, 刘劲松. 双光子光折变晶体串联回路中独立屏蔽光伏孤子对[J]. *光学学报*, 2010, **30**(8): 2370~2376
- 21 H. C. Wang, X. S. Wang, W. L. She. Generalized theory of one-dimensional steady-state optical spatial solitons[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(12): 2441~2444