

中心对称双光子低振幅亮屏蔽孤子的时间特性

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:为了得到中心对称双光子光折变晶体中低振幅亮屏蔽孤子的时间特性的结果, 推导出了晶体中空间电荷场的时间特性, 得到了亮孤子的归一化空间包络随时间变化的方程。采用数值分析的方法对亮孤子的归一化空间包络及其在晶体中的时间演化特性进行了理论分析。结果表明: 孤子的空间包络宽度随时间的演化单调递减一个最小值直至稳态孤子的形成; 在相同的演化时间下, 孤子的半峰全宽随着孤子峰值强度和暗辐射比值的增大而变小。在不同的时刻, 入射光束都可在中心对称双光子光折变晶体中演化成空间孤子。所得结果对完善光折变空间孤子的理论有十分重要的意义。

关键词:非线性光学; 光折变效应; 空间光孤子; 时间行为

中图分类号: O437

文献标识码: A

Temporal behavior of the low-amplitude bright spatial soliton in two-photon centrosymmetric photorefractive media

Ji Xuan-mang¹, Wang Jin-lai¹, Jiang Qi-chang¹, Liu Jin-song²

(1. Department of Physics and Electronic Engineering, 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 temporal properties of the low-amplitude bright spatial solitons in biased two-photon centrosymmetric photorefractive crystals, we present the expressions of the time-dependent spatial charge field and the equation of the spatial profile for the bright solitons as time evolve. The numerical results show that solitons width decreases monotonically to a minimum value toward steady state with the increasing of time. The higher the ratio of soliton peak intensity to the dark irradiation intensity, the narrower the width of bright solitons under within propagation time. The input beam can evolve the steady spatial solitons under different time. The results are benefit for improving the theory of spatial photorefractive solitons.

Key words: nonlinear optics; photorefractive effect; spatial optical solitons; temporal behavior

1 引言

光折变空间孤子是光折变非线性光学领域中的一个热门领域。目前已证明的稳态光折变空间孤子包括: 屏蔽孤子^[1-2]、光伏孤子^[3-4]和屏蔽-光伏孤子^[5-6]。上述空间孤子都是针对单光子光折变效应, 2003年, Castro-Camus等人^[7]提出了双光子光折变模型, 随后, 基于双光子光折变模型的屏蔽孤子^[8]、光伏孤子^[9]、屏蔽-光伏孤子^[10]相继提出。上述研究的都是孤子传播的稳定状态。2003年,

Chauvet分析了开路条件下一维暗光伏空间孤子的时间特性, 并给出了实验验证^[11]。2008年, 张磊等人研究了开路条件下一维亮光伏空间孤子的含时动态演化特性^[12]。并对相应的低振幅光伏孤子的时间演化特性进行了分析^[13]。同时, 卢克清等人对外

基金项目: 山西省高等学校科技开发基金项目的课题 (No. 200611042) 资助。

作者简介: 吉选芒 (1965-), 男, 教授, 工学硕士, 从事物理教与光折变非线性光学研究。E-mail: jixuanmang@126.com

收稿日期: 2010-10-19; **修订日期:** 2010-11-01

加电场光伏光折变孤子的时间特性进行了分析^[14-15]。这些空间孤子均产生并存在于非中心对称光折变材料中。1997年, Segev等^[16]预言中心对称光折变材料中也可以形成空间亮孤子;次年, Del-Re等^[17]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^[18]报道了有偏压中心对称光折变晶体中存在亮和暗的屏蔽孤子。2009年, 展凯云研究了中心对称光折变晶体中空间亮孤子的自偏转特性^[19]。2010年, 展凯云还研究了中心对称双光子光折变晶体中的空间孤子^[20]。但关于中心对称光折变空间光孤子时间特性还未见报道, 本文对中心对称双光子光折变晶体中低振幅空间亮孤子的半峰全宽、空间演化等行为的时间特性做了详细分析, 所得结果对完善光折变空间孤子的理论有十分重要的意义。

2 基本理论

一束沿 x 方向衍射和偏振的光束沿 z 轴射入中心对称双光子光折变晶体中, 晶体光轴沿 x 方向, 外加电场也沿 x 方向, 其上还施加有与入射光波长不同的均匀启动光。入射光的光场可用其慢变振幅包络 ϕ 表述为: $\vec{E} = \hat{x}\phi(x, z) \exp(ikz)$, 其中 $k = k_0 n_e = (2\pi/\lambda_0) n_e$, λ_0 为自由空间波长, n_e 为材料未受扰动的折射率。在上述条件下, 光束满足方程^[19-20]:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{k}{n} \Delta n \right) \phi(x, z) = 0 \quad (1)$$

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_e^3 g_{\text{eff}} \varepsilon_0^2 (\varepsilon_r - 1)^2 E_{sc}^2 \quad (2)$$

其中, g_{eff} 为有效二次电光系数; ε_0 和 ε_r 分别是真空和相对电容率; E_{sc} 是晶体内的空间电荷场, 在忽略空穴迁移的情况下, 由 Castro-Camus 的双光子光折变介质模型, 在只考虑屏蔽效应的情况下, 可用下述非线性偏微分方程来描述^[7]:

$$(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N^+) - \gamma_1 n_1 N^+ - \gamma n N^+ = \frac{\partial N^+}{\partial t} \quad (3)$$

$$(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N^+) + \gamma_2 n(n_{01} - n_1) - \gamma_1 n_1 N^+ - (s_2 I_2 + \beta_2) n_1 = \frac{\partial n_1}{\partial t} \quad (4)$$

$$(s_2 I_2 + \beta_2) n_1 + \frac{1}{e} \frac{\partial J}{\partial x} - \gamma n N^+ - \gamma_2 n(n_{01} - n_1) = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (5)$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = e(N^+ - n - n_1 - N_A) = \rho \quad (6)$$

$$J = e\mu n E_{sc} + eD \frac{\partial n}{\partial x} \quad (7)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

上述公式中, N 是施主密度; N^+ 是电离的施主密度; n 是导带上的电子密度; n_1 是中间能级的电子密度; n_{01} 是中间能级的陷阱密度; s_1 和 s_2 是光电离截面; β_1 和 β_2 分别是价带到中间能级和中间能级到导带的是热激发速率; γ, γ_1 和 γ_2 分别是导带到价带, 中间能级到价带和导带到价带的复合率; μ 和 e 分别是电子的迁移率和基本电荷; ρ 是电荷密度, D 是扩散系数; J 是电流密度; I_1 是一常量的启动光; I_2 是孤子光束的强度。按照 Poynting 定律, $I_2 = (n_e/2\eta_0) |\phi|^2$, $\eta_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$ 。

在典型的光折变晶体中, 由于自由电子的密度 n 和中间态的自由电子密度 n_1 比较小, 一般都满足 $N^+ \sim N_A$ 和 $(n_{01} - n) \ll N_A$ 的近似条件下, 采用文献[7]、[8]的做法, 式(3)和式(4)可认为是稳态的, 即 $\partial N^+/\partial t = \partial n/\partial t = 0$ 。在这样的条件下, 由式(3)减去式(4), 可得:

$$n_1 = \frac{\gamma N_A n}{s_2 I_2 + \beta_2} \quad (9)$$

将式(9)代入式(3)中可得到:

$$n = \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(s_2 I_2 + \beta_2)(N - N_A)}{\gamma N_A (s_2 I_2 + \beta_2 + \gamma_1 N_A)} \quad (10)$$

将 J 和 ρ 的表达式代入式(8)可有:

$$e\mu \frac{\partial(n E_{sc})}{\partial x} + eD \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 E_{sc}}{\partial x \partial t} = 0 \quad (11)$$

将式(10)代入式(11)中可得:

$$\eta T_d \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} + \frac{I_2 + I_{2d}}{I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2} E_{sc} + \frac{D}{\mu} \frac{\partial \left(\frac{I_2 + I_{2d}}{I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2} \right)}{\partial x} = C_1 \quad (12)$$

其中, $T_d = (\varepsilon_0 \varepsilon_r / e\mu) [\gamma N_A / \beta_2 (N - N_A)]$, $\eta = \beta_2 / (s_1 I_1 + \beta_1)$, $I_{2d} = \beta_2 / s_2$ 为暗辐射。在稳态和 $x \rightarrow \pm \infty$ 时, $J(x \rightarrow \pm \infty) = J_\infty$, $E_{sc}(x \rightarrow \pm \infty) = E_0$ 。从这些条件可以得出:

$$C_1 = \frac{I_{2\infty} + I_{2d}}{I_{2\infty} + I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2} E_0 \quad (13)$$

考虑到初始时刻 $E_{sc} = 0$, 将 c_1 的表达式代入方程(12)并积分可得空间电荷场随时间变化的表达式:

$$E_{sc} = \frac{(I_{2\infty} I_{2d})(I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2)}{(I_{2\infty} I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2)(I_2 + I_{2d})} E_0 \times$$

$$\left\{1 - \exp\left[-\frac{I_2 + I_{2d}}{\eta(I_2 I_{2d} + \gamma_1 N_A / s_2)} \frac{t}{T_d}\right]\right\} \quad (14)$$

采用下面量纲一的变量: $\xi = z/(kx_0^2)$, $s = x/x_0$ 和 $U = [2\eta_0 I_d / n_e]^{-1/2} \phi$, 其中 x_0 为一个任意的空间宽度, 可得量纲一化光波振幅随时间变化满足如下演化方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - \beta \frac{(1+\rho)^2}{(1+\rho+\sigma)^2} \left(1 + \frac{\sigma}{1+|U|^2}\right)^2 \times \left\{1 - \exp\left[-\frac{1+|U|^2}{\eta(1+\sigma+|U|^2)} \tau\right]\right\} U = 0 \quad (15)$$

其中, $\beta = \frac{1}{2} g_{\text{eff}} n_e^4 (k_0 x_0)^2 \varepsilon_0^2 (\varepsilon_r - 1)^2 E_0$, $\rho = I_\infty / I_d$, $\tau = t/T_d$ 。

在小振幅情况下, 即 $|U|^2 \ll 1$, 式(15)可以简化为:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - \frac{\beta(1+\rho)^2}{(1+\rho+\sigma)^2} [(1+\sigma)^2 - 2(1+\sigma)\sigma|U|^2] \times \left\{1 - 2\exp\left[-\frac{1+\sigma+\sigma|U|^2}{(1+\sigma)^2} \frac{\tau}{\eta}\right] + \exp\left[-2\frac{1+\sigma+\sigma|U|^2}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right]\right\} U = 0 \quad (16)$$

3 亮空间孤子的时间特性

对于亮空间孤子, 光束中心处光强最大, 而在横向坐标无穷处, 光强趋于零, 所以 $I_{2\infty} = \rho = 0$ 。令 $U = r^{1/2} y(s) \exp(i\nu\xi)$, r 为孤子光强峰值与暗辐射强度的比值, 即 $r = I_2(0)/I_{2d}$, ν 是传播量的非线性位移, $y(s)$ 是归一化的实函数, $0 \leq y(s) \leq 1$, 边界条件为: $y(0) = 1$; $y'(0) = 0$; $y(s \rightarrow \pm\infty) = 0$ 。把 U 表达式和 $\rho = 0$ 代入式(16)可得:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y}{ds^2} = & 2\nu y + 2\beta y - \frac{4\beta\sigma}{1+\sigma} r y^2 - \\ & 4\beta \exp\left[-\frac{1+\sigma+\sigma r y^2}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] y + \\ & \frac{8\beta\sigma}{1+\sigma} r y^3 \exp\left[-\frac{1+\sigma+\sigma r y^2}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] + \\ & 2\beta y \exp\left[-\frac{2(1+\sigma+\sigma r y^2)}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] - \\ & \frac{4\beta\sigma}{1+\sigma} r y^3 \exp\left[-\frac{2(1+\sigma+\sigma r y^2)}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] \end{aligned} \quad (17)$$

对方程(17)进行积分, 可以求出:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = & 2(\nu + \beta)(y^2 - 1) - \frac{2\beta\sigma r}{1+\sigma}(y^4 - 1) - \\ & \frac{8\beta\eta(1+\sigma)}{\tau} \left\{y^2 \exp\left[-\frac{(1+\sigma+\sigma r y^2)\tau}{\eta(1+\sigma)^2}\right] - \right. \\ & \left. \exp\left[-\frac{(1+\sigma+\sigma r)\tau}{\eta(1+\sigma)^2}\right]\right\} + \left[\frac{4\beta\eta(1+\sigma)^2}{r\sigma\tau} - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{8\beta\eta^2(1+\sigma)^3}{\tau^2\sigma r} \left\{\exp\left[-\frac{1+\sigma+\sigma r y^2}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] - \right. \\ & \left. \exp\left[-\frac{1+\sigma+\sigma r}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right]\right\} + \frac{2\beta\eta(1+\sigma)}{\tau} \cdot \\ & \left\{y^2 \exp\left[-2\frac{1+\sigma+\sigma r y^2}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] - \exp\left[-2\frac{1+\sigma+\sigma r}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right]\right\} + \\ & \left[\frac{\beta\eta^2(1+\sigma)^3}{\tau^2\sigma r} - \frac{\beta\eta^2(1+\sigma)^2}{\tau\sigma r}\right] \left\{\exp\left[-2\frac{1+\sigma+\sigma r y^2}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] - \right. \\ & \left. \exp\left[-2\frac{1+\sigma+\sigma r}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right]\right\} \end{aligned} \quad (18)$$

将边界条件 $y(s \rightarrow \pm\infty) = 0$, $y'(s \rightarrow \pm\infty) = 0$ 代入式(18)得出:

$$\begin{aligned} \nu = & -\beta + \frac{\beta\sigma r}{1+\sigma} + \left[\frac{2\beta\eta(1+\sigma)^2}{r\sigma\tau} - \frac{4\beta\eta^2(1+\sigma)^3}{\tau^2\sigma r}\right] \cdot \\ & \left\{\exp\left[-\frac{\tau}{\eta(1+\sigma)}\right] - \exp\left[-\frac{(1+\sigma+\sigma r)\tau}{\eta(1+\sigma)^2}\right]\right\} + \\ & \frac{4\beta\eta(1+\sigma)}{\tau} \exp\left[-\frac{1+\sigma+\sigma r}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] - \frac{\beta\eta(1+\sigma)}{\tau} \cdot \\ & \exp\left[-2\frac{1+\sigma+\sigma r}{\eta(1+\sigma)^2} \tau\right] + \left[\frac{\beta\eta^2\beta(1+\sigma)^3}{2\tau^2\sigma r} - \frac{\beta\eta(1+\sigma)^2}{2\tau\sigma r}\right] \cdot \\ & \left\{\exp\left[-\frac{2\tau}{\eta(1+\sigma)}\right] - \exp\left[-\frac{2(1+\sigma+\sigma r)\tau}{\eta(1+\sigma)^2}\right]\right\} \end{aligned} \quad (19)$$

对于亮孤子, 应取式(18)和式(19)中的 $\beta > 0$ 。为了说明结果, 以中心对称的 KLTN 光折变晶体为研究对象^[20], 晶体参量如下: $n_0 = 2.29$, $\varepsilon_r = 10000$, $g_{\text{eff}} = 0.136 \text{ m}^4 \text{C}^{-2}$, 其他参量为 $\lambda_0 = 0.633 \text{ }\mu\text{m}$, $x_0 = 20 \text{ }\mu\text{m}$, $E_0 = 2000 \text{ Vcm}^{-1}$ 。由上面的参量, 可计算出 $\beta = 23.1$ 。取参量 $\sigma = 10^4$, $\eta = 1.5 \times 10^{-4[9]}$ 。图1给出的是利用式(18)计算出的当 $r = 0.01$, $\beta = 23.1$ 时中心对称双光子光折变晶体中低振幅空间亮孤子在不同的时间 τ 时归一化强度包络, 图2给出的是 $r = 0.01$, 分别以 $\tau = 0.5, 1$ 和 5 时的包络 $y(s)$ 作为输入, 孤子在晶体内传输过程。从图1和图2可以清楚地看到孤子的宽度是随时间的增加而变窄的。

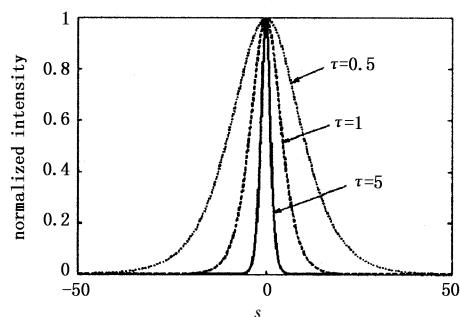


图1 不同 τ 下亮孤子归一化强度包络图

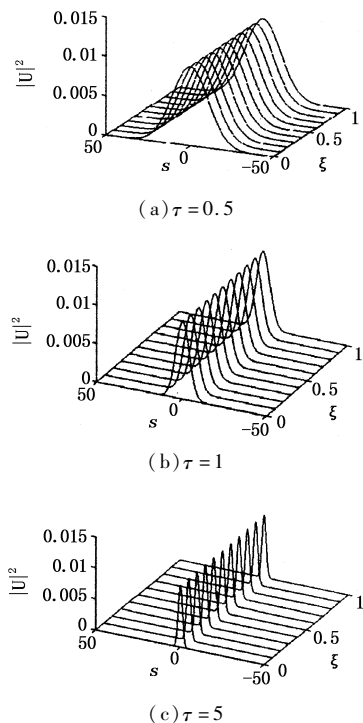


图2 亮孤子在 $r=0.01$, $\tau=0.5, 1, 5$ 时的稳定传播

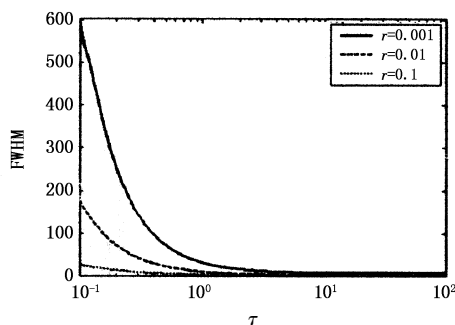


图3 亮孤子强度半峰全宽(FWHM)在 $r=0.001, 0.01$ 和 0.1 随时间 τ 的演化曲线

图3是低振幅亮孤子的半峰全宽(FWHM)在不同的 r 时随时间 τ 的演化过程。从图中可以看出,随着时间的推移,暗孤子的宽度单调递减,直至稳态孤子的形成。对于同样的传播时间, r 值越大,孤子的半峰全宽越小,这说明入射光强变大,晶体的非线性效应越明显。

4 结论

理论分析了中心对称低振幅双光子光折变空间亮孤子的时间演化特性。结果表明,对于初始阶段所形成的强度宽度较宽的孤子,其宽度递减到一个最小值,直到稳态形成;在相同的演化时间,孤子半峰全宽随着孤子峰值强度和暗辐射比值的增大而单调变小。

参考文献:

[1] Christodoulidis D N, Carvalho M I. Bright, dark and gray

spatial soliton states in photorefractive media[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1995, 12(9): 1628 - 1633.

[2] Qi Yihong, Zhao Jun, Xue Chunhua, et al. Evolution of bright screening spatial soliton and soliton pair in photorefractive crystals [J]. Laser & Infrared, 2007, 37(2): 162 - 165. (in Chinese)

祁义红, 周骏, 薛春华, 等. 光折变晶体中屏蔽空间亮孤子及亮孤子对的演化[J]. 激光与红外, 2007, 37(2): 162 - 165.

[3] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, et al. Photovoltaic spatial solitons [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1997, 14(7): 1772 - 1781.

[4] Zhang Guangyong, Liu Jinsong. Self-deflection characteristics of dark photovoltaic spatial solitons in closed circuit [J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(10): 1559 - 1561. (in Chinese)

张光勇, 刘劲松. 闭路光伏暗空间孤子的自偏转特性研究[J]. 光学学报, 2006, 26(10): 1559 - 1561.

[5] Liu Jinsong, Lu Keqing. Spatial solitaire wave in biased photovoltaic-photorefractive crystals [J]. Acta Physica Sinica, 1998, 47(9): 1509 - 1515. (in Chinese)

刘劲松, 卢克清. 加外电场的光伏光折变晶体中的空间孤子波[J]. 物理学报, 1998, 47(9): 1509 - 1514.

[6] Liu J S, Lu K Q. Screening-photorefractive spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1999, 16(4): 550 - 555.

[7] Castro-Camus E, Magana L F. Prediction of the physical response for the two-photon photorefractive effect [J]. Opt. Lett., 2003, 28(13): 1129 - 1131.

[8] Hou C F, Pei Y B, Zhou Z X, et al. Spatial solitons in two-photon photorefractive media [J]. Phys. Rev. A, 2005, 71(5): 053817.

[9] Hou C F, Zhang Y, Jiang Y Y, et al. Photovoltaic solitons in two-photon photorefractive materials under open-circuit conditions[J]. Opt. Commun, 2007, 273(2): 544 - 548.

[10] Zhang Yu, Hou Choubfeng, Sun Xiaodong. Grey spatial solitons due to two-photon photorefractive effect [J]. Chin. Phys, 2007, 16(1): 159 - 164.

[11] Mathieu C. Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2003, 20(12): 2515 - 2522.

[12] Zhang Lei, Lu Keqing, Zhang Meizhi, et al. Temporal development of open-circuit bright photovoltaic solitons[J]. Chinese Physics B, 2008, 17(7): 2539 - 2543.

[13] Zhang Lei, Lukeqing, Yang Yang, et al. Temporal analysis of open-circuit low-amplitude photovoltaic spatial solitons [J]. Acta Photonica sinica, 2006, 37(9): 1760 - 1763.

[14] Lu K Q, Zhao W, Zhang L, et al. Temporal behavior of

- dark spatial solitons in closed-circuit photovoltaic media [J]. Opt. Commun., 2008, 281: 2913 – 2917.
- [15] Lu K Q, Zhao W, Chen Y Z, et al. Temporal development of spatial solitons in biased photorefractive-photovoltaic materials [J]. J. Modern Optics, 2008, 55 (10): 1571 – 1585.
- [16] Segev M, Agranat A. Spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media [J]. Opt. Lett, 1997, 22 (17): 1299 – 1301.
- [17] Deler 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.
- [18] Li Jinping, Lu Keqing, Zhao wei, et al. Screening solitons in biased centrosymmetric photorefractive media [J]. Acta Photonica sinica, 2006, 35 (2): 257 – 260. (in Chinese)
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.
- [19] Zhan K Y, Hou C F, Du Y W. Self-deflection of steady-state bright spatial solitons in biased centrosymmetric photorefractive crystals [J]. Opt. commun., 2010, 283: 138 – 141.
- [20] Zhan K Y, Hou C F, Tian H, et al. Spatial solitons in centrosymmetric photorefractive crystals due to the two-photon photorefractive effect [J]. J. Opt, 2010, 12: 015203.