文章编号：0253-2239(2002)02-0134-05

有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的自偏转*

卢克清[1),2),3)] 张彦鹏[1)] 李 博[2)] 唐天同[1)] 侯 洵[3)]

1)，西安交通大学电子科学与技术系，西安 710049
2)，西安电子科技大学，西安 710071
3) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室，西安 710068

摘要： 修正了有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的理论。用微扰法研究了屏蔽光伏孤子的自偏转，得出孤子光束中心的运动为抛物线，并且空间频率分量随传播距离而线性移动，改变外偏压或旋转光的偏振方向可以控制其自偏转。当光伏效应可忽略时，屏蔽光伏孤子的非线性波动方程就转化为屏蔽孤子的非线性波动方程，它的自偏转就转化为屏蔽孤子的自偏转。当外偏压为零时，屏蔽光伏孤子的非线性波动方程就转化为光伏孤子的非线性波动方程，它的自偏转证明了光伏孤子也存在着自偏转。

关键词： 光折变晶体；光孤子；光伏效应
中图分类号：O437 文献标识码：A

1 引 言

稳态的光折变空间孤子是近年来人们一直感兴趣的研究领域[1~9]。迄今为止，已预言并验证在介电晶体内存在着两类稳态的光折变空间孤子：屏蔽孤子[1,2]和光伏孤子[3,4]。最近，我们从理论上证明了有偏压的光伏光折变晶体中存在着稳态的屏蔽光伏孤子[5,6,8,9]。但是，在文献[5,6]中获得的屏蔽光伏孤子的非线性波动方程还不是令人满意的。当外偏压为零时，由文献[4]

$$I = I_d u^2(\xi'), \qquad U = u(\xi')\exp(\mathrm{i}\Gamma z)$$

和文献[5,6]中孤子的非线性波动方程得

$$\frac{\mathrm{d}^2 u}{\mathrm{d}\xi'^2} = \pm\left(\frac{\Gamma}{b} + \frac{u_\infty^2 - u^2}{1 + u^2}\right),$$

式中：I 为光强，$\xi' = xkn_b(\pm r_{33}E_p)^{1/2}$，$I_d$ 为暗辐射光强，Γ 为孤子传播常数[4]。

$$b = kn_b^2 r_{33}E_p,$$
$$u_\infty = u(\xi \to \infty).$$

这时，让 $J' = u_\infty^2$，则

$$\frac{\mathrm{d}^2 u}{\mathrm{d}\xi'^2} = \pm\left(\frac{\Gamma}{b} + \frac{J' - u^2}{1 + u^2}\right)$$

与文献[4]中闭路光伏孤子的非线性波动方程(14)式具有相同的无量纲参量和形式；但是，因为 $u_\infty^2 \neq 0$，$\frac{\mathrm{d}^2 u}{\mathrm{d}\xi'^2} = \pm\left(\frac{\Gamma}{b} + \frac{J' - u^2}{1 + u^2}\right)$与文献[4]中开路($J' = 0$)的非线性波动方程(14)式相矛盾。然而，外偏压为零包含着开路和没有外电压的闭路。另一方面，当外偏压为零时，有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的物理系统就转化为光伏孤子的物理系统[9]。因此，当外偏压为零时，屏蔽光伏孤子的物理系统就应当转化为闭路或开路光伏孤子的物理系统；它的非线性波动方程也应当转化为闭路或开路光伏孤子的非线性波动方程。本文修正和完善了有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的理论，屏蔽光伏孤子的非线性波动方程是屏蔽孤子和闭路与开路光伏孤子的统一形式；用微扰法研究了屏蔽光伏孤子的自偏转，获得孤子光束中心的运动为抛物线，并且空间频率分量随传播距离而线性移动，可以用改变外偏压或旋转光的偏振方向来控制孤子的自偏转。当光伏效应可忽略时，屏蔽光伏孤子的自偏转就转化为屏蔽孤子的自偏转；当外偏压为零时，屏蔽光伏孤子的自偏转证明了光伏孤子也存在着自偏转。

2 空间电荷场与非线性波动方程

设沿光伏光折变晶体的晶轴 c 在 x 方向施加外电压，让一束只在 x 方向偏振和衍射的光波在该晶

* 国家自然科学基金(69978019)和瞬态光学技术国家重点实验室基金(YAK20006)资助课题。

E-mail：kq.lu@263.net

收稿日期：2000-12-04；收到修改稿日期：2001-03-06

体中沿 z 方向传播。光波的电场分量 $\boldsymbol{E}_{\rm opt}$ 满足如下的亥姆霍兹方程

$$\nabla^2 \boldsymbol{E}_{\rm opt} + (k_0 n'_{\rm b})^2 \boldsymbol{E}_{\rm opt} = 0, \tag{1}$$

式中，$k_0 = 2\pi/\lambda_0$；λ_0 为光波在自由空间的波长；$(n'_{\rm b})^2 = n_{\rm b}^2 - n_{\rm b}^4 r_{33} E$[2]，$r_{33}$ 为电光系数，$n_{\rm b}$ 为晶体的折射率，$\boldsymbol{E} = E\boldsymbol{i}$ 为光波感应出的空间电荷场（$\boldsymbol{i}$ 为沿 x 轴的单位矢量）。根据慢变化包络 ψ 与 $\boldsymbol{E}_{\rm opt}$ 的关系，$\boldsymbol{E}_{\rm opt} = \boldsymbol{i}\psi(x,z)\exp({\rm i}kz)$，其中：$k = k_0 n_{\rm b}$。由(1) 式得光波衍射的傍轴方程为

$$ {\rm i}\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{1}{2k}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \frac{k_0}{2}(n_{\rm b}^3 r_{33} E)\psi = 0. \tag{2}$$

空间电荷场 E 可从光伏光折变晶体满足的速率方程、连续方程和高斯定律中推出。在稳定态和二维情况下，这些方程是[4,8,9]

$$(s'I + \beta_T)(N_{\rm D} - N_{\rm D}^+) - \gamma n N_{\rm D}^+ = 0, \tag{3}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J} = \nabla\cdot[e\mu' n\boldsymbol{E} + \mu' k_{\rm B} T\nabla n + \kappa s'(N_{\rm D} - N_{\rm D}^+)I\boldsymbol{i}] = 0, \tag{4}$$

$$\nabla\cdot(\varepsilon_0\varepsilon_{\rm r}\boldsymbol{E}) = e(N_{\rm D}^+ - N_{\rm A} - n), \tag{5}$$

式中，$N_{\rm D}^+$ 和 $N_{\rm D}$ 分别为电离和未电离受主密度，$N_{\rm A}$ 为施主密度，n 为电子密度，e 为基本电荷，μ' 为电子迁移率，s' 为光电离截面，γ 为载流子复合速率，$\boldsymbol{J} = J\boldsymbol{i}$ 为电流密度，κ 为光伏常数，ε_0 和 $\varepsilon_{\rm r}$ 分别为自由空间和相对介电常数，β_T 为光子暗产生率，$k_{\rm B}$ 为玻耳兹曼(Boltzmann) 常数，T 为绝对温度。由玻印廷定律有：

$$I = (n_{\rm b}/2\eta_0)|\psi|^2,$$

其中：

$$\eta_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}。$$

在一般光折变晶体中都有近似条件：$N_{\rm D}^+ \gg n$，$N_{\rm D} \gg n$ 和 $N_{\rm A} \gg n$。由这些近似条件和(5) 式得

$$N_{\rm D}^+ = N_{\rm A}\left(1 + L_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right), \tag{6}$$

式中，

$$E_{\rm t} = k_{\rm B}T/eL_{\rm D} = eN_{\rm A}L_{\rm D}/\varepsilon_0\varepsilon_{\rm r},$$

$L_{\rm D} = (\varepsilon_0\varepsilon_{\rm r}k_{\rm B}T/e^2N_{\rm A})^{1/2}$ 为德拜长度。将(6) 式代入(3) 式得

$$n = \frac{s'I + \beta_T}{\gamma f}\left(1 + L_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right)^{-1}\left(1 - fL_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right), \tag{7}$$

式中，

$$f = \frac{N_{\rm A}}{N_{\rm D} - N_{\rm A}}.$$

当 $x \to \pm\infty$ 时，

$$E(x \to \pm\infty, z) = E_0 \quad（常数），$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 0, \quad N_{\rm D}^+ = N_{\rm A}.$$

这时，由(4) 式和(7) 式得

$$J_\infty = e\mu' n_\infty E_0 + \kappa s'(N_{\rm D} - N_{\rm A})I_\infty, \tag{8}$$

式中，

$$n_\infty = n(x \to \pm\infty) = (s'I_\infty + \beta_T)/\gamma f.$$

由(4) 式有 $J = J_\infty$，得空间电荷场为

$$E = \left(E_0\frac{I_\infty + I_{\rm d}}{I + I_{\rm d}} - E_{\rm p}\frac{I - I_\infty}{I + I_{\rm d}} + E_{\rm p}\frac{I}{I + I_{\rm d}}fL_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right)\left(1 + L_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right)\left(1 - fL_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right)^{-1} - \frac{k_{\rm B}T}{e}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\ln(I + I_{\rm d}) - \left[\left(1 + L_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right)^{-1} + f\left(1 - fL_{\rm D}\frac{\partial}{\partial x}\frac{E}{E_{\rm t}}\right)^{-1}\right]L_{\rm D}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\frac{E}{E_{\rm t}}\right\}, \tag{9}$$

式中，

$$I_{\rm d} = \beta_T/s',$$

$$E_{\rm p} = \kappa\gamma N_{\rm A}/(e\mu').$$

在(9) 式中，E_0 能从电势条件 $V = -\int_{-l/2}^{l/2} E{\rm d}x$（$l$ 为应用于晶体两电极之间的距离，V 为外电压）中得到[3,4]，$L_{\rm D}\partial E/\partial x$ 可以忽略[2]，由此得

$$E = -\left(V\eta + E_{\rm p}\sigma\eta - \frac{k_{\rm B}T\eta\tau}{e}\right)\frac{I_\infty + I_{\rm d}}{I + I_{\rm d}} + E_{\rm p}\frac{I_\infty - I}{I + I_{\rm d}} - \frac{k_{\rm B}T\partial\ln(I + I_{\rm d})}{\partial x}, \tag{10}$$

式中，

$$\eta = 1\Big/\int_{-l/2}^{l/2}\frac{I_\infty + I_{\rm d}}{I + I_{\rm d}}{\rm d}x,$$

$$\sigma = \int_{-l/2}^{l/2}\frac{I_\infty - I}{I + I_{\rm d}}{\rm d}x,$$

$$\tau = \int_{-l/2}^{l/2}\frac{\partial\ln(I + I_{\rm d})}{\partial x}{\rm d}x.$$

采用下列无量纲变量：$\xi = z/(kx_0^2)$，$s = x/x_0$ 和 $\psi = (2\eta_0 I_{\rm d}/n_{\rm b})^{1/2}U$，其中：$x_0$ 为任意空间宽度；并由(2) 式和(10) 式得到归一化的光波包络 U 满足如下的动态演化方程

$$\mathrm{i}\frac{\partial U}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial s^2}+\frac{(\beta+\alpha-\zeta)(\rho+1)U}{1+|U|^2}-\frac{\delta(\rho-|U|^2)U}{1+|U|^2}+\frac{\chi(\partial|U|^2/\partial s)U}{1+|U|^2}=0,\tag{11}$$

式中

$$\rho=I_\infty/I_{\mathrm{d}},$$
$$\beta=(k_0x_0)^2(n_{\mathrm{b}}^4r_{33}\eta/2)V,$$
$$\alpha=(k_0x_0)^2(n_{\mathrm{b}}^4r_{33}\sigma\eta/2)E_{\mathrm{p}},$$
$$\delta=(k_0x_0)^2(n_{\mathrm{b}}^4r_{33}/2)E_{\mathrm{p}},$$
$$\zeta=(k_0x_0)^2(n_{\mathrm{b}}^4r_{33}\eta\tau/2)k_{\mathrm{B}}T/e,$$
$$\chi=(k_{\mathrm{B}}T/2e)(k_0^2x_0n_{\mathrm{b}}^4r_{33}).$$

在强偏压的条件下,扩散的过程可以忽略[2],即 $\chi=0$ 和 $\zeta=0$,(11) 式可以简化为

$$\mathrm{i}\frac{\partial U}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial s^2}+\frac{(\beta+\alpha)(\rho+1)U}{1+|U|^2}-\frac{\delta(\rho-|U|^2)U}{1+|U|^2}=0,\tag{12}$$

3 孤子的自偏转

令 $U=r^{1/2}y(s)\exp(\mathrm{i}\nu\xi)$,其中,$r=I(0)/I_{\mathrm{d}}>0$,$\nu$ 为光波传播常数的移动,$y(s)$ 为归一化的实函数,$0\leqslant y(s)\leqslant 1$。明孤子的边界条件为:

$$y(0)=1,$$
$$\left.\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}s}\right|_{s=0}=0,$$
$$y(s\to\pm\infty)=0.$$

由

$$y(s\to\pm\infty)=0,$$

得

$$\rho=I_\infty/I_{\mathrm{d}}=0.$$

这样,由(12)式得

$$\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}s^2}-2\nu y+2(\beta+\alpha)\frac{y}{1+ry^2}+2\delta\frac{ry^3}{1+ry^2}=0,\tag{13}$$

根据边界条件 $y(0)=1$ 和 $\left.\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}s}\right|_{s=0}=0$,积分(13) 式得

$$\nu=-\frac{\delta-\beta-\alpha}{r}\ln(1+r)+\delta,\tag{14}$$

$$(y')^2=\frac{2(\delta-\beta-\alpha)}{r}[\ln(1+ry^2)-y^2\ln(1+r)].\tag{15}$$

令 $U(\xi,s)=r^{1/2}y[s+\nu(\xi)]\exp(\mathrm{i}\{\mu\xi+\omega(\xi)[s+\nu(\xi)]+\alpha'(\xi)\})$,其中,$\nu(\xi)$ 为孤子光束中心位置的偏移;$\omega(\xi)$ 为与孤子中心光束波矢量和传播轴的夹角相关的量;$\alpha'(\xi)$ 为允许在传播中变化的相因子。采用与文献[7] 相似的方法,即微扰法,用 U^* 和 $\mathrm{i}U^*$ 分别乘(11) 式,并对坐标 s 积分和使用(15) 式得

$$\frac{\mathrm{d}\nu(\xi)}{\mathrm{d}\xi}=-\omega,\tag{16}$$

$$\frac{\mathrm{d}\alpha'(\xi)}{\mathrm{d}\xi}=\omega^2/2,\tag{17}$$

$$\frac{\mathrm{d}\omega(\xi)}{\mathrm{d}\xi}=4(\delta-\beta-\alpha)\chi K(r),\tag{18}$$

$$K(r)=\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}s\,\frac{2ry^2(s)}{ry^2(s)}\times\{y^2(s)\ln(1+r)-\ln[1+ry^2(s)]\}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}sry^2(s)\right]^{-1}.\tag{19}$$

积分(16)式~(18)式得

$$\omega(\xi)=4(\delta-\beta-\alpha)\chi K(r)\xi,\tag{20}$$

$$\nu(\xi)=-2(\delta-\beta-\alpha)\chi K(r)\xi^2,\tag{21}$$

$$\alpha'(\xi)=8[(\delta-\beta-\alpha)\chi K(r)]^2\xi^3/3,\tag{22}$$

其中,(21)式表明孤子光束中心的运动为抛物线;(20)式表明孤子光束中心的空间频率分量随传播距离而线性移动。由(21)式得孤子光束的横向位移为

$$x_{\mathrm{d}}=(n_{\mathrm{b}}^3r_{33}k_0)^2(k_{\mathrm{B}}T/2e)\times(E_{\mathrm{p}}-\eta V-\sigma\eta E_{\mathrm{p}})K(r)z^2.\tag{23}$$

由(20) 式得孤子光束中心波矢量与 z 轴的夹角为

$$\theta_{\mathrm{d}}=(n_{\mathrm{b}}^3r_{33}k_0)^2(k_{\mathrm{B}}T/e)\times(E_{\mathrm{p}}-\eta V-\sigma\eta E_{\mathrm{p}})K(r)z.\tag{24}$$

4 讨 论

有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的非线性波动方程是屏蔽孤子和光伏孤子的非线性波动方程的统一形式。当光伏效应可忽略($E_{\mathrm{p}}=0$)时,即 $\alpha=0$ 和 $\delta=0$,有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的物理系统就转化成屏蔽孤子的物理系统[9]。这时,由(12) 式得

$$\mathrm{i}\frac{\partial U}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial s^2}-\beta'\frac{(\rho+1)U}{1+|U|^2}=0,\tag{25}$$

式中,

$$\beta'=-\beta=(k_0x_0)^2(n_{\mathrm{b}}^4r_{33}/2)E_0.$$

(25) 式与文献[2] 中屏蔽孤子的非线性波动方程(13) 式具有相同的无量纲参量和形式。当外偏压为零($V=0$)闭路时,由 $I=I_{\mathrm{d}}u^2(\xi')$、$U=$

$u(\xi')\exp(\mathrm{i}\Gamma z)$ 和(12) 式得

$$\frac{\mathrm{d}^2 u}{\mathrm{d}\xi'^2} = \pm \left\{\frac{\Gamma}{6} + \frac{[I_\infty - \sigma\eta(I_\infty + I_\mathrm{d})]/I_\mathrm{d} - u^2}{1 + u^2}\right\} u . \tag{26}$$

在外偏压为零时,由 $N_\mathrm{D}/N_\mathrm{A} \ll 1$[4]、(4) 式和(8) 式得

$$J' = \frac{I_\infty - \sigma\eta(I_\infty + I_\mathrm{d})}{I_\mathrm{d}}, \tag{27}$$

式中,

$$J' = \frac{J}{s' I_\mathrm{d} N_\mathrm{D} \kappa}$$

将(27)式代入(26) 式得

$$\frac{\mathrm{d}^2 u}{\mathrm{d}\xi'^2} = \pm \left(\frac{\Gamma}{b} + \frac{J' - u^2}{1 + u^2}\right) u . \tag{28}$$

(28) 式与文献[4]中闭路和开路的光伏孤子的非线性波动方程(14)式具有相同的无量纲参量和形式。当外偏压为零开路时,由(27)式得

$$\rho - \sigma\eta(\rho + 1) = 0. \tag{29}$$

将 $\beta = 0$、$U = u'(x)\exp(\mathrm{i}\tau z)$、$z = (k_0 x_0^2)\xi$、$x = x_0 s$ 和(29) 式代入(12) 式得

$$u' - \frac{\mathrm{d}^2 u'/\mathrm{d}x^2}{2k\tau} = \frac{(a/\tau)u'^3}{1 + u'}, \tag{30}$$

其中,$a = kn_\mathrm{b}^2 r_{33} E_\mathrm{p}/2$,$u'$ 是与 u 形式相同、自变量不同的实函数。(30) 式与文献[3] 中开路光伏孤子的非线性波动方程(17) 式具有相同的无量纲参量和形式。

屏蔽孤子的自偏转可以从有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的自偏转中推得。当光伏效应可忽略时,并注意到

$$\beta = -(k_0 x_0)^2 (n_\mathrm{b}^4 r_{33}\eta/2) E_0 = -\beta'$$

和

$$E_0 = -\eta V,$$

由(20)式～(24)式得

$$\omega(\xi) = 4\beta'\chi K(r)\xi, \tag{31}$$

$$\nu(\xi) = -2\beta'\chi K(r)\xi^2, \tag{32}$$

$$\alpha'(\xi) = 8[\beta'\chi K(r)]^2 \xi^3/3, \tag{33}$$

$$x_\mathrm{d} = (n_\mathrm{b}^3 r_{33} k_0)^2 (k_\mathrm{B} T/2e) E_0 K(r) z^2, \tag{34}$$

$$\theta_\mathrm{d} = (n_\mathrm{b}^3 r_{33} k_0)^2 (k_\mathrm{B} T/e) E_0 K(r) z. \tag{35}$$

(31)式～(35)式与文献[7]中屏蔽孤子的自偏转(6)式～(10)式具有相同的参量和形式。当外偏压为零时,由(20)式～(24)式得

$$\omega(\xi) = 4(\delta - \alpha)\chi K(r)\xi, \tag{36}$$

$$\nu(\xi) = -2(\delta - \alpha)\chi K(r)\xi^2, \tag{37}$$

$$\alpha'(\xi) = 8[(\delta - \alpha)\chi K(r)]^2 \xi^3/3, \tag{38}$$

$$x_\mathrm{d} = (n_\mathrm{b}^3 r_{33} k_0)^2 (k_\mathrm{B} T/2e) \times (E_\mathrm{p} - \sigma\eta E_\mathrm{p}) K(r) z^2, \tag{39}$$

$$\theta_\mathrm{d} = (n_\mathrm{b}^3 r_{33} k_0)^2 (k_\mathrm{B} T/e) \times (E_\mathrm{p} - \sigma\eta E_\mathrm{p}) K(r) z. \tag{40}$$

(36) 式 ～(40) 式证明了光伏孤子也存在着自偏转。

显然(23) 式表明,当外电压和光伏效应不变时,不同波长(即 k_0) 的孤子光束有不同的横向位移;当孤子光束的波长恒定时,可以用改变外电压或旋转光的偏振方向来改变孤子光束的横向位移(因为 E_p 的正负可以用旋转光的偏振方向来改变[3])。

结论　本文修正了有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的理论。在适当的条件下,屏蔽光伏孤子的非线性波动方程可以转化为屏蔽孤子与闭路和开路光伏孤子的非线性波动方程。采用微扰法对屏蔽光伏孤子的自偏转进行了研究,得出孤子光束中心的运动为抛物线,并且孤子中心光束的空间频率分量随传播距离而线性移动。当光伏效应可忽略时,屏蔽光伏孤子的自偏转就转化为屏蔽孤子的自偏转。当外偏压为零时,屏蔽光伏孤子的自偏转证明了光伏孤子也存在着自偏转。可以用改变外电压或旋转光的偏振方向来改变孤子光束的横向位移,这一特性可以用于制造多参数控制的孤子波分复用器。

参　考　文　献

[1] Segev M, Crosignani B, Yariv A *et al*.. Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(7): 923～926

[2] Christodoulides D N, Carvalho M I. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am.* (*B*), 1995, **12**(9): 1628～1633

[3] Valley G C, Segev M, Crosignani B *et al*.. Dark and bright photovoltaic spatial spatial solitons. *Phys. Rev.* (*A*), 1994, **50**(6): R4457～R4460

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

[5] Liu Jinsong, Lu Keqing. Spatial solitaire wave in biased photovoltaic-photorefractive crystals. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1998, **47**(9): 1509 ～ 1514 (in Chinese)

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

[7] Carvalho M I, Singh S R, Christodoulides D N. Self-deflection of steady-state bright spatial solitons in biased photorefractive crystals. *Opt. Commun.*, 1995, **120**(5, 6):311～315

[8] Lu Keqing, Tang Tiantong. Spatial solitons in phtovoltaic photorefractive crystals in an external bias field. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1999, **48**(11):2070～2075 (in Chinese)

[9] Lu Keqing, Tang Tiantong, Zhang Yanpeng. One-dimensional steady-state spatial solitons in photovoltaic photorefractive materials with an external applied field. *Phys. Rev.* (*A*), 2000, **61**(5):053822

Self-Deflection of Steady-State Spatial Solitons in Biased Photorefractive-Photovoltaic Crystals

Lu Keqing[1),2)] Zhang Yanpeng[1)] Li Bo[2)] Tang Tiantong[1)] Hou Xun[3)]

1), *Department of Electronic Science and Technology Xi'an Jiaotong University*, *Xi'an* 710049

2), *Xidian University*, *Xi'an* 710071

3), *State Key Laboratory of Transient Optics Technology*, *Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics*, *Xi'an* 710068

(Received 4 December 2000; revised 6 March 2001)

Abstract: A theory of screening-photovoltaic solitons is improved in biased photorefractive-photovoltaic crystals. The self-deflection of screening-photovoltaic solitons arising from diffusion effects is investigated using perturbation analysis. It is concluded that are the center of the optical beam moves on a parabolic trajectory and the central spatial frequency component shifts linearly with the propagation distance. The self-deflection of screening-photovoltaic solitons can be controlled by changing the external voltage or by rotating the polarization of the light. When photovoltaic effect is neglectable, the nonlinear wave equation of screening-photovoltaic solitons is the nonlinear wave equation of screening solitons, and their self-deflection is the self-deflection of screening solitons. When the external electric field is absent, the nonlinear wave equation of screening-photovoltaic solitons is the nonlinear wave equation of photovoltaic solitons in the closed and the open circuit, and their self-deflection predict that photovoltaic solitons is of the self-deflection.

Key words: photorefractive crystal; optical soliton; photovoltaic effect