

文章编号 : 0253-2239(2002)11-1307-05

# 光折变明孤子的自偏转演化特性<sup>\*</sup>

谭 欣 刘劲松<sup>\*\*</sup>

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘要: 利用一维稳态光折变空间光孤子的统一理论, 研究了负载电阻对屏蔽、光伏和屏蔽光伏明孤子自偏转特性的影响。结果表明, 无论加载电阻与否, 这三种类型的光折变明孤子具有类似的自偏转特性, 即孤子波沿一个抛物线轨迹运动。调节负载电阻可以改变孤子的偏转幅度, 其中屏蔽光伏明孤子的可调范围最大。

关键词: 空间光孤子; 光折变效应; 自偏转

中图分类号: O437.5 文献标识码: A

## 1 引 言

近年来在对光折变空间孤子的研究中, 已经证明有三种稳态光折变空间孤子: 屏蔽、光伏和屏蔽光伏孤子<sup>[1~7]</sup>。以往, 关于屏蔽<sup>[3]</sup>、光伏<sup>[4]</sup>和屏蔽光伏孤子<sup>[5,6]</sup>这三种稳态光折变空间孤子的理论是分别建立的。尽管屏蔽光伏孤子理论<sup>[5,6]</sup>可以统一描述无负载电阻的屏蔽和闭路光伏孤子, 但还不能概括其它情况。在文献[7]中, 通过讨论带有负载电阻的加偏压的光伏光折变晶体中空间光孤子形成的问题, 建立了一个能够统一描述各种情况下形成的这三种稳态光折变孤子的理论。扩散效应能够导致稳态光折变孤子在晶体中传输时形成自偏转, 并已得到实验验证<sup>[1,2]</sup>。以往关于屏蔽明孤子<sup>[8,9]</sup>、光伏明孤子<sup>[10]</sup>和屏蔽光伏明、暗孤子<sup>[6,11~13]</sup>自偏转特性的理论分析是分别进行的, 无法比较它们在自偏转特性上的异同。本文借助一维稳态光折变空间光孤子的统一理论<sup>[7]</sup>, 在一个统一的框架内对不同条件下屏蔽、光伏和屏蔽光伏明孤子的自偏转特性进行了研究, 分析和比较了这三种稳态光折变孤子在自偏转特性上的异同。对于以前各分立理论中未描述过的开路光伏孤子, 加负载电阻的闭路光伏、屏蔽和屏蔽光伏明孤子, 本文也进行了研究, 并分别给出了数值解和微扰解。本文的研究结果表明, 无论是否存在负载电阻, 三种稳态光折变明孤子具有类似的自偏转特性, 但偏转量各不相同; 在有负载电阻的情况下, 通过调整负载电阻, 可以改变孤子波的偏转幅

度。其中, 屏蔽光伏明孤子的可调范围最大。

## 2 基本理论

如图 1 所示, 在光折变晶体 P 的两个表面上制作电极, 其法线方向与晶体  $c$  轴平行。将晶体 P、电阻 R 和电压源通过导线相串联。电压源  $\Theta$  的偏压为  $V_A$ , 通过晶体上的两个电极给晶体施加电场, 定义给晶体施加电场的方向为  $x$  方向。如果光波在  $x$  方向的空间展宽远小于晶体两个电极间的距离  $W$ , 则有以下近似关系<sup>[3,6]</sup>:

$$E_0 = V_0 / W = (V_A - V_R) / W,$$

$E_0$  和  $V_0$  分别代表晶体电极间的电场强度和电压,  $V_R$  为电阻上的电压。设  $S$  为电极的面积,  $J$  为晶体中的电流密度, 则有  $V_R = JRS$ 。如图 1 所示, 入射光波在晶体内沿  $z$  方向传播, 沿  $x$  方向偏振。对于这里所讨论的一维稳态光孤子来说, 光波只在  $x$  方向衍射。从光折变晶体满足的速率方程、连续性方程、泊松方程和高斯定律出发<sup>[7]</sup>, 与光波满足的傍轴方程<sup>[3]</sup>相结合, 建立起光波包络的演化方程, 并采用下列无量纲变量简化方程:

$$\xi = z / (kx_0^2), \quad s = x / x_0,$$

和光波的电场分量  $E$  的慢变化包络

$$\phi = (2\eta_0 I_d / n_e)^{1/2} U,$$

其中  $x_0$  为一个任意的空间宽度,

$$k = k_0 n_e, \quad k_0 = 2\pi / \lambda_0,$$

$\lambda_0$  是光波在自由空间的波长,  $n_e$  是晶体非常光折射率,

$$\eta_0 = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2},$$

$I_d$  是暗辐射光强。

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(69878022)资助课题。

<sup>\*\*</sup> 通信联系人。E-mail: jslu4508@sina.com

收稿日期: 2001-10-04; 收到修改稿日期: 2001-12-03

$$(\hat{n}_e)^2 = n_e^2 - n_e^4 r_{\text{eff}} E_{\text{sc}},$$

$r_{\text{eff}}$  是有效电光系数,  $E_{\text{sc}}$  是光波感应出的空间电荷

场。使  $I = I_d |U|^2$  得到归一化的光波包络  $U$  满足如下动态演化方程<sup>[7]</sup>:

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - g\beta(\rho + 1)\frac{U}{1 + |U|^2} - \alpha\frac{(g\rho - |U|^2)U}{1 + |U|^2} + \gamma\frac{(|U|^2)U}{1 + |U|^2} = 0, \quad (1)$$

式中

$$U_\xi = dU/d\xi,$$

$$U_{ss} = d^2 U/ds^2,$$

$$(|U|^2)_\xi = d|U|^2/ds,$$

$$\rho = I_\infty/I_d,$$

$$g = 1/[1 + pRS(I_\infty + I_d)],$$

$$p = S(N_D - N_A)e\mu/(r_R N_A W),$$

$$\beta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{\text{eff}}/2) E_A,$$

$$\alpha = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{\text{eff}}/2) E_p,$$

$$\gamma = (k_0^2 x_0 n_e^4 r_{\text{eff}}) k_B T / (2e).$$

其中  $E_p = k_p \gamma_c N_A / (e\mu)$  为光伏场常数,  $E_A = V_A/W$  为外加电场,  $I_\infty = I(x \rightarrow \pm \infty, z)$ ,  $I = I(x, z)$  是光波光强, 同  $\phi$  的关系满足玻印亨定律, 即  $I = (n_e/2\eta_0) |\phi|^2$ ,  $N_A$  是施主密度,  $N_D$  是未电离施主密度,  $\gamma_c$  是载流子复合速率,  $\mu$  是电子迁移率,  $e$  是基本电荷,  $k_p$  是光伏常数,  $T$  是绝对温度,  $k_B$  是玻耳兹曼常数。

称  $g$  为分压系数。一般情况下  $0 < g < 1$  表示在晶体上只施加了部分外电场  $gE_A$ ; 当  $R = 0$  则  $g = 1$ , 为短路情况,  $E_A$  完全作用于晶体上; 当  $R \rightarrow \infty$ , 则  $g = 0$ , 为开路情况, 表示晶体上无外电场作用。

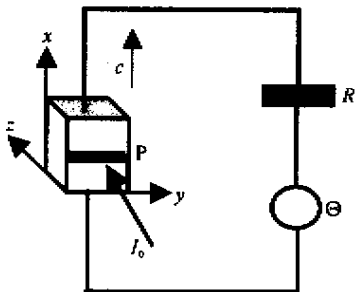


Fig. 1 Illustration of a series photovoltaic (PR) crystal circuit consisting of a PR crystals, a resistor and a bias source.  $P$  denotes the PR crystal,  $c$  denotes the  $c$  axis of the crystal,  $I_0$  denotes the incident bright solitonlike one-dimensional laser beam,  $R$  denotes the resistor and  $\oplus$  denotes the bias source

从 (1) 式出发, 忽略扩散项影响, 即令  $\gamma = 0$ , 令明孤子光波包络  $U = r^{1/2} y(s) \exp(iv\xi)$ , 其中  $r = I(0)/I_d > 0$ , 为明孤子峰值光强和晶体暗辐

射强度之比,  $y(s)$  为归一化的实函数,  $0 \leq |y(s)| \leq 1$ ,  $v$  表示光波传播常数的空间移动。利用明孤子解的边界条件:  $y(0) = 1, \dot{y} = 0$  和  $y(s \rightarrow \pm \infty) = \alpha$  (从而,  $\rho = I_\infty/I_d = 0$ ), 其中, 可以得到屏蔽光伏明孤子解为<sup>[7]</sup>

$$[\chi g\beta + \alpha]^{1/2} s = \pm \int_{y(s)}^1 \frac{r^{1/2} dy}{[\ln(1 + ry^2) - y^2 \ln(1 + r)]^{1/2}}. \quad (2)$$

应当注意到,  $\beta$  是否为零取决于  $E_A$  是否为零,  $\alpha$  是否为零取决于晶体是否为光伏晶体,  $g$  是否为零取决于  $R$ 。

在 (1) 式和 (2) 式中, 当  $0 < g < 1, \alpha \neq 0$  和  $\beta \neq 0$  时, 得到的是具有负载电阻的屏蔽光伏孤子; 当  $g = 1, \alpha \neq 0$  和  $\beta \neq 0$  时, 得到的是无负载电阻的屏蔽光伏孤子; 当  $0 < g < 1, \alpha = 0$  和  $\beta \neq 0$  时, 得到的是具有负载电阻的屏蔽孤子; 当  $g = 1, \alpha = 0$  和  $\beta \neq 0$  时, 得到的是无负载电阻的屏蔽孤子; 当  $0 < g < 1, \alpha \neq 0$  和  $\beta = 0$  时, 得到的是具有负载电阻的闭路光伏孤子; 当  $g = 1, \alpha \neq 0$  和  $\beta = 0$  时, 得到的是短路光伏孤子; 当  $g = 0, \alpha \neq 0$  和  $\beta = 0$  时, 得到的是开路光伏孤子。所以, 建立在文献 [7] 中的光折变稳态孤子理论, 可以统一描述以上不同情况下的一维稳态光折变空间光孤子。

### 3 光折变明孤子自偏转演化特性

实验常用的晶体有铌酸锶钡 (SBN), 钛酸钡和铌酸锂。铌酸锶钡是非光伏光折变晶体, 在其中只能形成屏蔽孤子; 钛酸钡和铌酸锂是光伏光折变晶体, 在其中只能形成光伏和屏蔽光伏孤子。这三种晶体具有不同的参量, 铌酸锶钡无光伏场项, 即  $\alpha = 0$ ; 钛酸钡的光伏场常数  $\alpha$  的符号与光伏光折变晶体特性和照射光的偏振极性有关,  $\beta$  的符号取决于外电场的极性, 所以  $\alpha$  和  $\beta$  的值可正可负; 铌酸锂的光伏场常数  $\alpha$  只能取负值<sup>[6]</sup>。由 (2) 式可以看出, 要形成光折变明孤子必须保证  $\alpha + g\beta > 0$ , 那么在给定晶体参量的同时, 分压系数  $g$  的取值范围也就确定了。通过数值求解 (2) 式, 确定入射明孤子波

的归一化强度包络。再数值求解(1)式,可分别得到屏蔽、光伏和屏蔽光伏明孤子波在晶体中的动态演化特性。

对明孤子来说,  $I_\infty = 0$ 。因此  $\rho = I_\infty / I_d = 0$ 。从(1)式可看出,负载电阻对光伏明孤子的演化特性无影响,只影响屏蔽和屏蔽光伏明孤子,这是因为负载电阻只改变加在晶体上的外电场。图2和图3印证了上述结论,A、光伏明孤子 (a1)开路情况:  $g = 0$  (a2)闭路有负载:  $\beta = 0, g \in (0, 1)$  (a3)闭路无负载:  $\beta = 0, g = 1$ 。B、屏蔽明孤子 (b1)有负载:

$\alpha = 0, g \in (0, 1)$  (b2)无负载:  $\alpha = 0, g = 1$ 。C、屏蔽光伏明孤子 (c1)有负载:  $\beta \neq 0, \alpha \neq 0$  和  $g \in (0, 1)$ ; (c2)无负载:  $\beta \neq 0, \alpha \neq 0$  和  $g = 1$ 。可以看出,光伏明孤子的自偏转只与  $\alpha$  有关,要想调节必须改变晶体参量。而对于屏蔽和屏蔽光伏明孤子,在不改变外电场和晶体的情况下,只需简单地调整负载电阻即可达到对自偏转调节的目的。其中屏蔽光伏明孤子有三个可调节参量  $g, \alpha, \beta$ ,可调节范围最大,这对于将光折变孤子的自偏转特性用于光偏转器是非常有意义的。

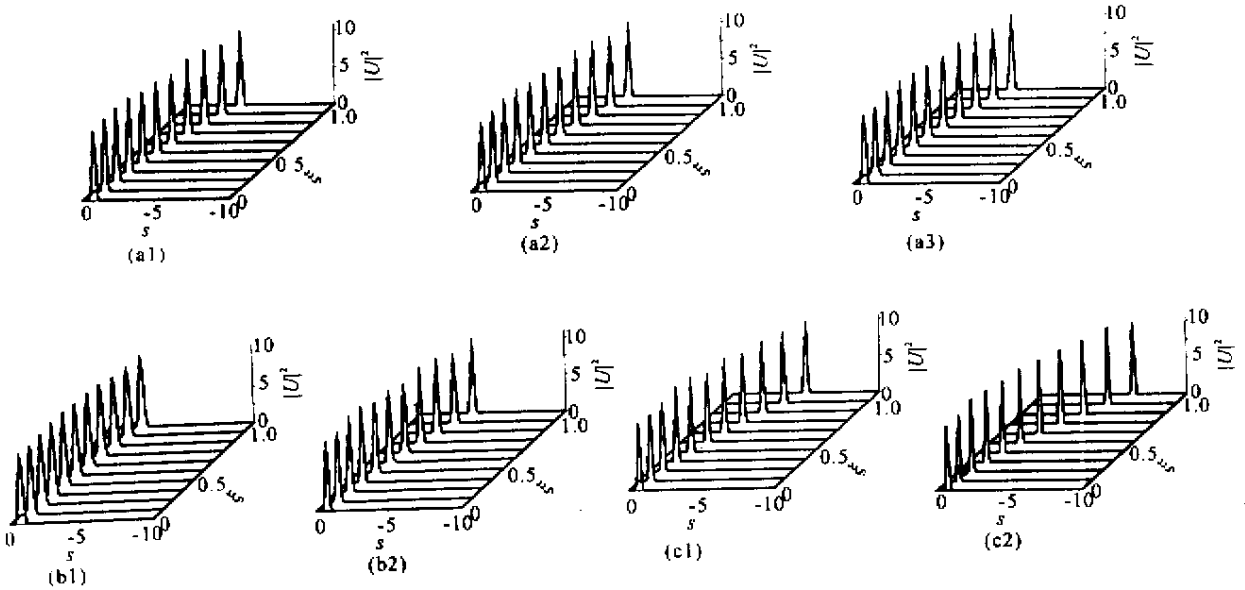


Fig.2 Dynamical evolutions of bright photorefractive solitons with  $r = 10$ . (a1) Bright open-circuit photovoltaic soliton,  $g = 0, \alpha = 100$  and  $\beta = 0$ ; (a2) Bright closed-circuit photovoltaic soliton with a resistor in the external circuit,  $g = 0.5, \alpha = 100$  and  $\beta = 0$ ; (a3) Bright short-circuited photovoltaic soliton,  $g = 1, \alpha = 100$  and  $\beta = 0$ ; (b1) Bright screening soliton with a resistor in the external circuit,  $g = 0.5, \alpha = 0$  and  $\beta 100$ ; (b2) Bright screening soliton without a resistor in the external circuit,  $g = 1, \alpha = 0$  and  $\beta = 100$ ; (c1) Bright screening-photovoltaic (SP) soliton with a resistor in the external circuit,  $g = 0.5, \alpha = 100$  and  $\beta = 100$ ; (c2) Bright Screening-photovoltaic soliton without a resistor in the external circuit,  $g = 1, \alpha = 100$  and  $\beta = 100$

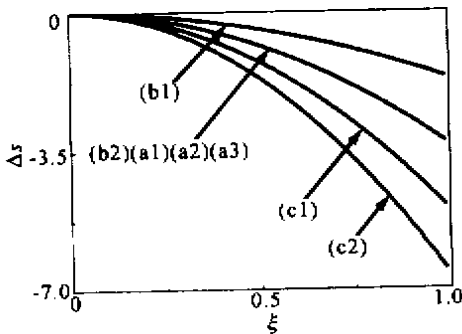


Fig.3 Spatial shift of the beam center for an incident bright photorefractive solitons concerning with the results in Fig.2

偏压的光伏光折变晶体中明孤子的自偏转与分压系数之间的关系。为此,引入参量  $\Delta_s$  表示孤子波在晶体中传播时某一位置处的偏转幅度,这里是指  $\xi = 1$  处的光束中心位置与  $s = 0$  之间的距离。首先利用数值法计算  $\Delta_s$  与  $g$  的关系。图4(a)实线曲线给出了  $\alpha = 100, \beta = 100, r = 10$  和  $\gamma = 0.15$  时,在  $g \in [0, 1]$ ,通过数值求解(1)式得到的  $|\Delta_s|$  随  $g$  的变化曲线。再利用微扰法来讨论这一问题。类似于文献[7]中(32)式和(34)式的推导,得到显含的表达式为

$$\Delta_s = \frac{2\chi(g\beta + \alpha)K(r)z^2}{k_0^2 n_e^2 x_0^3}, \quad (3)$$

其中

下面分别利用数值法和微扰法<sup>[6]</sup>来研究在外加

$$K(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} ds \frac{2y^2(s)}{1+ry^2(s)} \times \{y^2(s) \operatorname{Ir}(1+r) - \operatorname{Ir}(1+ry^2(s))\} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} ds y^2(s) \right]^{-1}. \quad (4)$$

参量取值与前相同,利用(2)式到(4)式,得到 $|\Delta s|$ 随 $g$ 变化的结果如图4(a)所示(虚线曲线),图4(b)给出了无量纲量 $K(r)$ 随 $g$ 的变化曲线,从中可以看出其变化量非常小,基本可以忽略。从在图4(a)中可以看出两种解法得到的结果非常近似,偏转幅度 $|\Delta s|$ 与分压系数 $g$ 成近似线性关系。

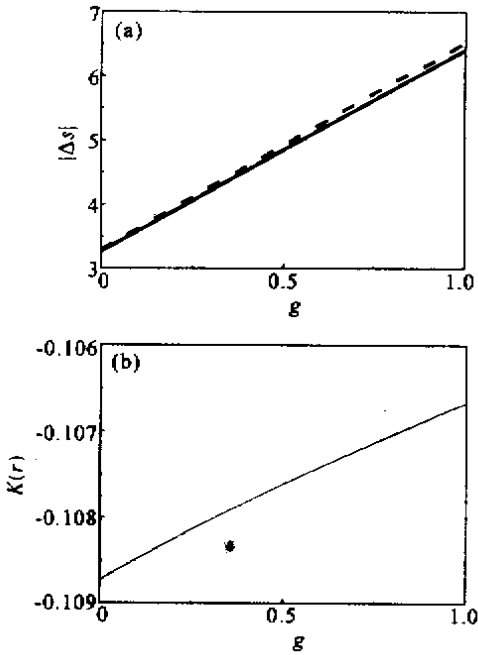


Fig. 4 (a) Dependence of bending distance  $|\Delta s|$  for screening soliton bright solitons on  $g$  with  $\alpha = 100$ ,  $\beta = 100$ ,  $r = 10$  and  $\gamma = 0.15$ . Solid and dashed lines result from the numerical and perturbation method, respectively; (b) Dependence of  $K(r)$  functions on  $g$  with  $\alpha = 100$ ,  $\beta = 100$ ,  $r = 10$ ,  $\gamma = 0.15$

**结论** 本文利用一维稳态光折变孤子的统一理论<sup>[7]</sup>,通过数值解法和微扰解法,对三种稳态一维光折变明孤子在不同情况下的自偏转演化特性进行了统一研究,包括有负载电阻的屏蔽、屏蔽光伏和闭路光伏明孤子、短路和开路光伏明孤子以及无负载电阻的屏蔽和屏蔽光伏孤子,分析和比较了不同情况下这些孤子在自偏转特性上的异同。结果表明,在相同的扩散系数下,虽然不同类型的孤子在不同情况下的自偏转特性类似,即孤子中心沿一个抛物线轨迹前进,但偏转量有所不同,其中无负载电阻的屏蔽光伏明孤子的偏转量最大,有负载电阻的屏蔽明孤子的偏转量最小。扩散效应导致孤子在传播过程

中形成自偏转,并且孤子中心的运动轨迹为一抛物线,这同以往关于这些孤子各自的研究结果是一致的<sup>[8-13]</sup>。由(1)式等式左边最后一项可以看出,孤子偏转量同孤子强度包络对 $s$ 的偏导数有关,偏导数越大,偏转量就越大。空间宽度越窄的孤子,这一偏导数就越大。当 $\gamma$ 和 $r$ 给定后, $G = g\beta + \alpha$ 越大的孤子,其空间宽度就越窄,偏转量就越大。在 $\alpha$ 和 $\beta$ 取相同值的情况下,显然应该是无负载的屏蔽光伏孤子的 $G$ 最大( $G = \beta + \alpha$ ),从而偏转量最大,而有负载的屏蔽孤子的 $G$ 最小( $G = g\beta$ ,  $g < 1$ ),从而偏转量最小。其它情况下孤子的 $G$ 介于二者之间,从而偏转量也介于二者之间。由于 $G$ 与 $g$ 成线性关系,从而得到了如图4所示那样 $\Delta s$ 与 $g$ 也成线性关系。

在有负载电阻的情况下,通过调节电阻的大小可以调节孤子偏转量的大小。其中,屏蔽光伏明孤子的可调节范围最大。这对于将光折变孤子的自偏转特性应用于光束偏转技术来说是十分重要的。

### 参考文献

- [1] Shih M F, Leach P, Segev M *et al.*. Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons. *Opt. Lett.*, 1995, **21**(4): 324 ~ 326
- [2] Petter J, Weillbau C, Denz C *et al.*. Self-bending of photorefractive solitons. *Opt. Commun.*, 1999, **170**(4~6): 291 ~ 297
- [3] 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
- [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, Zhang Duying, Liang Changhong. Stability of bright screening photovoltaic spatial solitons. *Chinese Physics*, 2000, **9**(9): 667 ~ 671
- [6] Liu Jinsong, Lu Keqing. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1999, **16**(4): 550 ~ 555
- [7] Liu Jinsong. Universal theory of steady state one-dimensional photorefractive solitons. *Chinese Physics*, 2001, **10**(11): 1037 ~ 1042
- [8] 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
- [9] Singh S R, Carvalho M I, Christodoulides D N. Higher-

order space charge field effects on the evolution of spatial solitons in biased photorefractive crystals. *Opt. Commun.*, 1996, **130**(4~6) 288~294

- [10] Liu Jinsong, Xu Jun, Zhou Xiang. Self-deflection characteristics of bright photovoltaic spatial solitons. *Laser Technology*, 1999, **23**(4) 220~223
- [11] Liu Jinsong, Hao Zhonghua. Temperature effects on the self-deflection of screening-photovoltaic spatial bright solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals.

*Phys. Lett. (A)*, 2001, **285**(5,6) 377~382

- [12] Liu Jinsong, Zhang Duying, Hao Zhonghua. Self-deflection of screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic photorefractive crystal. *J. Modern Optics*, 2001, **48**(12):1803~1810
- [13] Liu Jinsong, Hao Zhonghua. Higher-order space-charge field effects on the self-deflection of bright screening photovoltaic spatial solitons. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2002, **19**(3):513~521

## Self-Deflection of Bright Photorefractive Solitons

Tan Xin Liu Jinsong

(State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 4 October 2001; revised 3 December 2001)

**Abstract:** The effects of loading resistor on the self-deflection of screening, photovoltaic and screening-photovoltaic solitons are investigated by use of the universal theory of steady-state one-dimension photorefractive spatial soliton<sup>[7]</sup>. Results show that the three kinds of soliton with or without a loading resistor have a similar character in self-deflection, i.e., the solitary beam center moves on a parabolic trajectory. The bending distance of these solitons can be adjusted by changing the resistance of the loading resistor. The bending range of bright SP solitons can be adjusted more broadly than those of the other two.

**Key words:** spatial soliton; photorefractive effects; self-deflection

\*\*\*\*\*

## 第十届全国量子光学学术报告会在福建省武夷山市召开

2002年8月15日至8月18日,第十届全国量子光学学术报告会在风景秀丽的福建省武夷山市召开。本届会议由中国物理学会量子光学专业委员会主办,福建师范大学物理系承办。来自全国各地的中国科学院直属院所及高等院校等四十一个单位的126位专家、学者和研究生参加了这次会议,是历届参会人数最多的一次。

会议有12个特邀报告:1.“原子自发辐射的非马尔科夫理论”2.“超冷原子光学与高精密度原子测量仪”3.“玻色——爱因斯坦凝聚在上海光机所”4.“高效率高安全度连续变量量子保密通讯”5.“区分纠缠与可分离量子态的矩阵拉直法”6.“相位调制量子密钥分配实验系统研制”7.“Experimental Quantum Teleportation of Laser Beams”8.“光脉冲在铷原子蒸气中的减慢与存储的理论及实验研究”9.“分子光学及其最新进展(综述)”10.“利用自发参量下转换制备双光子Werner态”11.“铷原子蒸气中原子相干性导致的克尔非线性增强效应及其应用研究”12.“利用多原子与腔的非共振作用实现多原子纠缠态与量子信息”。分组报告共有70个。部分论文摘要将在《量子光学学报》上发表。

本次会议一个重要特点是实验研究的报告比重大大增加,占全部论文三分之一多,实验水平有了长足的进步。在实验室建设方面,除了中科院直属院所的开放实验室外,还有中国科技大学量子信息重点实验室、山西大学的量子光学与光电子器件国家重点实验室、清华、北大的教育部量子信息和测量重点实验室。

会议期间,召开了专业委员会会议,完成了换届工作,中国科技大学郭光灿教授继续担任新一届的专业委员会主任,并推选了郑仕标等四位年轻的委员。

初步决定第十一届全国量子光学学术报告会将于2004年7、8月份在延边举行。

(李洪才)