

亮暗屏蔽光伏孤子在 LiNbO_3 晶体中的大自偏转*

张贻齐^{1,2)†} 卢克清¹⁾ 张 磊^{1,2)} 张美志^{1,2)} 李可昊^{1,2)}

1) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2007 年 11 月 27 日收到, 2008 年 4 月 21 日收到修改稿)

用数值方法证实了亮、暗屏蔽光伏孤子在有外加电场的 LiNbO_3 晶体中都可以发生大自偏转, 并验证了这种自偏转现象不但与晶体中受主浓度 N_A 有关而且还与外加电场 E_0 有关. 在 E_0 相同的条件下, N_A 越小这种自偏转现象越明显, 在 N_A 相同的条件下, E_0 越大自偏转现象越明显. 还发现亮、暗屏蔽光伏孤子的自偏转现象不同: 亮屏蔽光伏孤子整体都发生明显偏转, 暗屏蔽光伏孤子的偏转只是发生在一侧, 其极值位置和另一侧几乎不发生偏转.

关键词: 自偏转, 空间孤子, 光折变效应

PACC: 4265, 4265S, 7240, 7820W

1. 引 言

光折变效应是光致折射率变化效应的简称, 其含义是电光材料在光场的辐照下, 折射率随光强的空间分布而变化. 如果用均匀光照或加热等办法处理晶体, 可将这种折射率变化给擦除掉, 从而使晶体恢复初态. 为了与晶体永久性的破坏损伤相区别, 人们把这一效应称之为光折变效应. 光折变效应为非局域响应, 用毫瓦量级的激光照射光折变晶体, 也会产生明显的光致折射率变化. 自从 20 世纪 60 年代由贝尔实验室发现光折变效应后^[1], 就引起了科研人员的极大兴趣和普遍重视. 1992 年, Segev 等人^[2]预言在光折变材料中可望形成光孤子, 并称之为光折变空间孤子. 近 15 年来, 光折变空间孤子一直是国内外研究的一个热点问题. 人们已经通过理论研究和实验验证在光折变材料中空间光孤子有三种基本类型: 准稳态孤子^[1-3]、屏蔽孤子^[4-7]和光伏孤子^[8-11].

Chauvet 等人^[12]从理论和实验两个方面证实了晶体在给定外加电场的条件下, 亮屏蔽光伏孤子在 LiNbO_3 晶体中会发生大自偏转, 但却没有讨论暗屏蔽光伏孤子在此晶体中产生的现象, 并且也没有详细讨论这种自偏转效应与外加电场之间的关系. 本

文在 Chauvet 等人所做工作的基础上利用数值模拟的方法讨论了暗屏蔽光伏孤子在 LiNbO_3 晶体中所产生的现象, 并讨论了准稳态的亮、暗屏蔽光伏孤子在改变 LiNbO_3 晶体外加电场的情况下, 在晶体中所产生的现象. 最后给出结论, 并对产生这种自偏转现象的原因进行了分析. 本文的结论不但完善了 Chauvet 等人所做的工作, 而且必将有利于进一步研究光折变屏蔽光伏孤子在外加电场的情况下在 LiNbO_3 晶体中的相互作用.

2. 理论模型

在光辐照下, 光折变材料中的杂质、缺陷和空位作为电荷的施主或受主被电离产生激发载流子. 激发载流子通过浓度扩散(扩散迁移机理)或在外加电场(漂移机理)或光生伏达效应作用下的漂移而运动. 迁移的载流子达到暗区被处于深能级的陷阱俘获形成正、负电荷的空间分离, 从而建立了相应的空间电荷场. 空间电荷场通过光电效应在晶体中形成与光强的空间分布相对应的折射率变化. 光折变材料中光生载流子的产生、迁移、俘获并建立空间电荷场的过程由 Kukhtarev 方程组^[13-17]来描述, 即

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta + SI)(N_D - N_D^+) - \xi n N_D^+,$$

* 国家自然科学基金(批准号: 30674176)资助的课题.

† E-mail: zhangyitsee@opt.ac.cn

$$\frac{\partial}{\partial x}(\epsilon_0 \epsilon_r E) = \rho,$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

$$\rho = \alpha(N_D^+ - N_A - n),$$

$$J = e\mu nE + \mu k_B T \frac{\partial n}{\partial x} + \kappa_{ph}(N_D - N_D^+)I, \quad (1)$$

其中 N_D, N_D^+, N_A 和 n 分别是施主浓度, 电离的施主浓度, 受主浓度和自由电子的浓度, β 和 S 分别为热和光激发系数, I 为入射的光强, ξ 为复合系数, ϵ_0 真空中的介电常数, ϵ_r 为介质的相对介电常数, $E = E_0 + E_{sc}$, 其中 E_0 为外加电场, E_{sc} 为空间电荷场, ρ 和 J 分别是电荷密度和电流密度, e 和 μ 分别为元电荷和电子的迁移率, k_B 为波尔兹曼常数, T 为温度, κ_{ph} 为光伏常数.

考虑到在光折变材料中如果入射的光强不是很大, 则自由电子的浓度 n 相对于施主浓度 N_D (受主浓度 N_A) 和电离的施主浓度 N_D^+ 就会有 $N_D(N_A) \gg n$ 和 $N_D^+ \gg n$, 其结果就导致电离的施主浓度和受主浓度大致相等, 即 $N_D^+ \approx N_A$. 利用这一结果并对方程 (1) 进行整理^[12, 15, 16, 18] 可得到

$$\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = -e\mu \frac{\partial(nE)}{\partial x} - \mu k_B T \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \kappa_{ph}(N_D - N_A) \frac{\partial I}{\partial x}, \quad (2)$$

其中 $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ 为介质的介电常数. 如果忽略光折变材料中自由电子浓度的建立时间, 则自由电子的浓度^[18] 为

$$n = A(I + I_d) \left(1 + B \frac{\partial E}{\partial x}\right)^{-1}, \quad (3)$$

其中 $A = s(N_D - N_A)\gamma N_A$, $B = \epsilon/eN_A$, 二者均为常数, I_d 称之为等效的暗辐射, s 为光激发截面, γ 为载流子的复合率系数.

对方程 (2) 关于 x 进行积分, 把方程 (3) 带入积分后的方程并忽略 E 的二阶导数得到

$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = -e\mu A(I + I_d) \left(1 + B \frac{\partial E}{\partial x}\right)^{-1} E - \mu k_B T A \left(1 + B \frac{\partial E}{\partial x}\right)^{-1} \frac{\partial I}{\partial x} - \kappa_{ph}(N_D - N_A)I + D, \quad (4)$$

其中 D 是积分常数. 在 $x \rightarrow \infty$ 时入射光强 I 趋近于常数 I_∞ , 则电场 E 也应趋近于最初所加的外部均匀电场 E_0 . 对于亮孤子而言 $I_\infty = 0$, 根据方程 (4) 可以求得积分常数

$$D = e\mu A I_d E_0,$$

而对于暗孤子 $I_\infty \neq 0$ 根据方程 (4) 求得

$$D = e\mu A(I_\infty + I_d)E_0 + \kappa_{ph}(N_D - N_A)I_\infty.$$

由文献 [12] 可知晶体中的施主浓度 N_D 对孤子诱导出的空间电荷场 E 的影响很小, 而受主浓度 N_A 的影响却很关键, 因此只讨论在改变 N_A 时所得到的结果. LiNbO₃ 晶体的介电响应时间

$$T_d = \epsilon\gamma N_A [e\mu s I_d (N_D - N_A)],$$

我们定义求解过程中所用的参考时间 $t_0 = 2T_d I_d / I_\infty$, 当时间 $t = t_0$ 时, 屏蔽光伏孤子处于准稳态^[12, 16, 19]. 在数值计算过程中所用到的参数除了 N_A 和 N_D 是由本文的取值外, 其余参数的取值均来自文献 [20].

另外, 考虑到光伏效应在晶体中引起的光生伏打电场 E_{ph} 的数学表达式^[12, 15] 为

$$E_{ph} = \kappa_{ph} \gamma N_A (e\mu s),$$

即为 Chen 等人提到的“内电场”, 并且他们还提出光生载流子的漂移机理是空间电荷场 E_{sc} 和外加电场 E_0 或内电场 E_{ph} 作用下产生的^[13, 21]. 代入文献 [20] 中各物理量的取值: $\mu = 0.74 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $s = 3.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}$, $\gamma = 1.65 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^3$, $\kappa_{ph} = 7 \times 10^{-28} \text{ cm}^3 \cdot \text{V}^{-1}$, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$. 根据文献 [12] 中 N_A 的取值, 本文取 $N_A = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 代入可算得 $E_{ph} \approx 10^{-1} \text{ kV/cm}$, 这与外加电场 E_0 (在 10^1 kV/cm 的量级) 相比小了 2 个数量级, 满足 $E_{ph} \ll E_0$, 因此在此理论模型中忽略了光生伏打电场(内电场) E_{ph} 带来的影响. 在未掺杂的晶体材料中, 本文选取的 N_A 的值比较小, 是一种理想化的情况, 所以在本模型中忽略了光伏效应^[12].

3. 数值分析

图 1 为暗屏蔽光伏孤子作为入射光束在 LiNbO₃ 晶体中诱导的空间电荷场 E 的变化曲线. 该孤子光束的半高全宽度(FWHM)为 $10 \mu\text{m}$, 外加电场 E_0 为 $-50 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$. 图 1(a) 和 (b) 中的受主浓度 N_A 分别是 1×10^{16} 和 $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. 图中虚线对应的时间为 $t = t_0$, 此刻的孤子处在准稳态. 由图 1(a) 易见由下至上随着时间的增加, 图中的曲线的左侧向中心线 $x = 0$ 靠拢而变的不再关于中心线对称. 本文认为这种现象体现的是暗屏蔽光伏孤子发生了自偏转. 对照图 1(a) 和 (b) 可以发现, 这种自偏转现象后

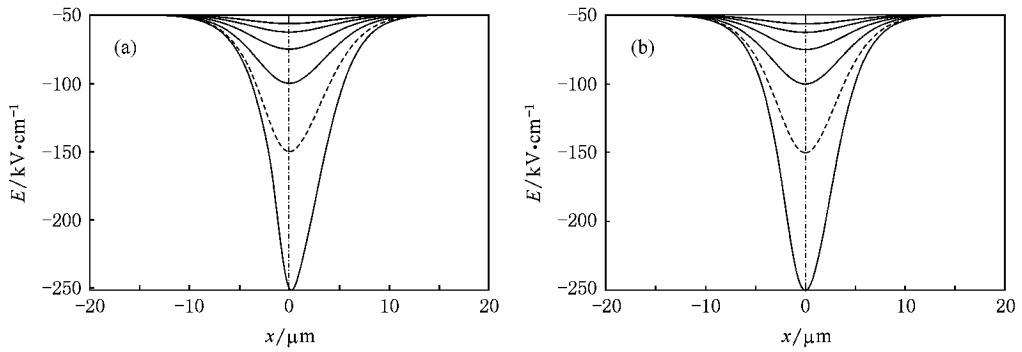


图1 FWHM为 $10\mu\text{m}$ 的暗屏蔽光伏孤子,在晶体中诱导的空间电荷场 E 的变化曲线(虚线对应的时刻是 $t = t_0$,虚线上方的实线对应的时间 t 倍递增,下方的实线对应的时间依次减半,中间的细点画线对应的是 $x = 0$,用作偏转的参考.参数依次为 $I_\infty/I_d = 10^9$, $\mu = 0.74\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $T = 290\text{ K}$, $N_D = 1.1 N_A$, $\gamma = 1.65 \times 10^{-8}\text{ s}^{-1}\text{ cm}^3$, $\mu_{\text{ph}} = -7 \times 10^{-28}\text{ cm}^3 \cdot \text{V}^{-1}$, $E_0 = -50\text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$)

者表现的很弱,以致于看不出发生了自偏转.这种差距的形成是由于后者的受主浓度 N_A 大于前者,也就是说在其他条件不变的情况下,暗屏蔽光伏孤子的自偏转程度与 LiNbO_3 晶体中的受主浓度 N_A 有关, N_A 越小自偏转越明显.同样的结论也可以在亮屏蔽光伏孤子为入射光束时得出.至于亮屏蔽光伏孤子对应的情形,可查阅文献[12]中的图3.

为了便于研究屏蔽光伏孤子的自偏转现象与外加电场 E_0 之间的关系分别画出了在改变 LiNbO_3 晶体的外加电场作用的情形下,亮、暗屏蔽光伏孤子作为入射光束在晶体中达到准稳态时,诱导的空间电荷场 E 的变化曲线.

图2是 LiNbO_3 晶体在不同的外加电场 E_0 作用的情形下,亮屏蔽光伏孤子为入射光束在晶体中达

到准稳态时,诱导的空间电荷场 E 的变化曲线.该光伏孤子的FWHM为 $10\mu\text{m}$.图2(a)和(b)中的受主浓度 N_A 分别为 3×10^{15} 和 $1 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$.图中间的细实线对应的是中心线 $x = 0$,用作偏转的参考.由图2(a)可以看出亮屏蔽光伏孤子诱导的空间电荷场曲线不再关于中心线 $x = 0$ 对称,这意味着亮屏蔽光伏孤子发生了自偏转.对照图2(a)中的四条曲线可以发现,随着外加电场的增加这种自偏转现象变的越来越明显.所以得出结论,其他条件不变的情况下外加电场 E_0 越大亮屏蔽光伏孤子的自偏转现象越明显.对照图2(a)和(b)可以得到如图1那样的结论:其他条件不变的情况下,晶体中的受主浓度 N_A 越小亮屏蔽光伏孤子的自偏转现象越明显.

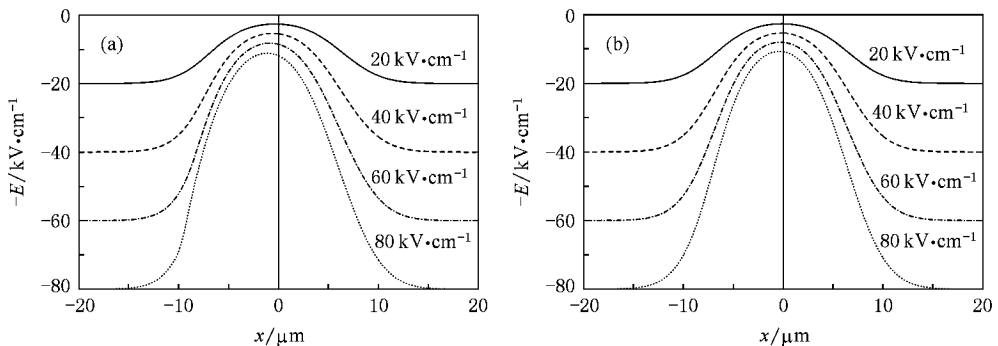


图2 晶体在不同外加电场 E_0 作用的情形下,FWHM为 $10\mu\text{m}$ 的亮屏蔽光伏孤子在达到准稳态时,诱导的空间电荷场 E 的变化曲线(参数依次为 $I_\infty/I_d = 10^9$, $\mu = 0.74\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $T = 290\text{ K}$, $N_D = 1.1 N_A$, $\gamma = 1.65 \times 10^{-8}\text{ s}^{-1}\text{ cm}^3$, $\mu_{\text{ph}} = 7 \times 10^{-28}\text{ cm}^3 \cdot \text{V}^{-1}$)

图 3 是晶体在不同的外加电场 E_0 作用的情形下,暗屏蔽光伏孤子为入射光束在 LiNbO₃ 晶体中达到准稳态时,诱导的空间电荷场 E 的变化曲线.其基本参数与图 2 的相同,FWHM 也为 $10 \mu\text{m}$,图 3(a)和(b)中的受主浓度 N_A 分别为 1×10^{16} 和 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$.采用与分析图 2(a)和(b)类似的方法,从图 3(a)和(b)中得到与图 2 相似的结论:其他条件不变的情况下外加电场 E_0 越大暗屏蔽光伏孤子的自偏转现象越明显.其他条件不变的条件下 LiNbO₃ 晶体中的受主浓度 N_A 越小暗屏蔽光伏孤子的自偏转现

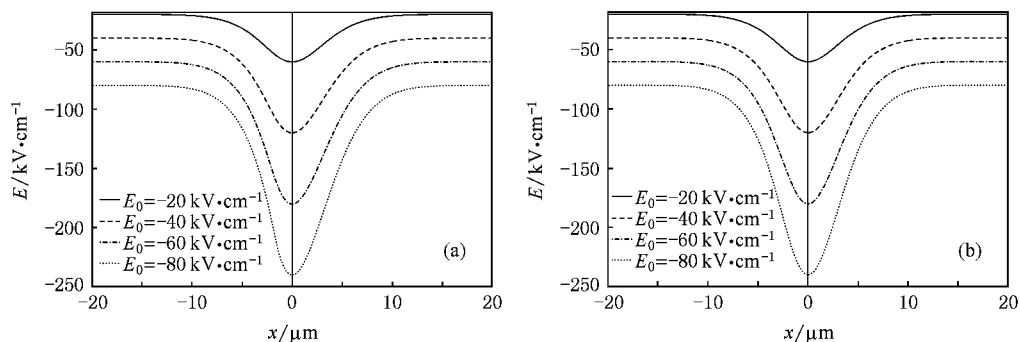


图 3 晶体在不同的外加电场 E_0 作用的情形下,FWHM 为 $10 \mu\text{m}$ 的暗屏蔽光伏孤子在达到准稳态时,诱导的空间电荷场 E 的变化曲线

一侧几乎不会发生变化.

4. 结 论

在 LiNbO₃ 晶体外加电场的条件下,通过亮、暗屏蔽光伏孤子做为入射光束在该晶体中诱导的空间电荷场的偏转现象,我们知道亮、暗屏蔽光伏孤子在 LiNbO₃ 晶体中会发生自偏转.这种自偏转现象不但与晶体中的受主浓度 N_A 的大小有关系,而且还与外加电场 E_0 的大小有关系. N_A 的取值越小屏蔽光伏孤子的自偏转现象就越明显, E_0 的取值越大屏蔽光伏孤子的自偏转现象就越明显.

引起这种现象的原因是:入射的屏蔽光伏孤子光束在晶体中激发产生出电荷,形成空间电荷场,根

象越明显.但是图 3 与图 2 所描述的偏转现象又有明显的不同,具体表现在暗屏蔽光伏孤子诱导的空间电荷场只是一侧发生了偏转,另一侧几乎没有变化.意味着,暗屏蔽光伏孤子只是在一侧发生偏转,另一侧几乎不发生偏转.对照图 1 和参考文献 [12] 中的图 3 也可以发现这种差别.根据空间电荷场引起晶体内部折射率变化^[22-24]

$$\Delta n(E) = -0.5r_{\text{eff}}E, \quad (5)$$

其中 r_{eff} 为有效的电光系数,可知晶体的折射率变化只是发生在暗屏蔽光伏孤子发生偏转的一侧,而另

据方程(5)晶体的折射率发生变化,从而引起屏蔽光伏孤子光束的偏转.随着时间的不断增加晶体中的电荷趋向于达到饱和,空间电荷场的幅度就会不断受到限制,晶体的折射率变化也因此受到限制.随着时间的无限增加,屏蔽光伏孤子在晶体中的这种自偏转现象会趋向于稳定而不是无限地偏转下去.在晶体所加的外加电场相同的条件下,晶体中的受主浓度越小,晶体中的电荷就越容易达到饱和,晶体在同样的受主浓度条件下,外加电场越大,晶体中的电荷就越容易达到饱和.本文还观察到暗屏蔽光伏孤子与亮屏蔽光伏孤子在 LiNbO₃ 晶体中的自偏转有所不同,暗屏蔽光伏孤子只是一侧发生了偏转,这说明只是晶体的一侧折射率发生重新分布而另一侧几乎不发生变化,这一发现可望产生新的现象和应用前景.

[1] Ashkin A, Byod G, Dziedzic J M, Smith R G, Ballman A A, Levinstein J J, Nassau K 1966 *Appl. Phys. Lett.* 9 72

[2] Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* 68 923

- [3] Duree G C , Shultz Jr J L , Salamo G J , Segev M , Yariv A , Crosignani B , Porto P D , Sharp E J , Neurgaonker R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
Maufoy J , Fressengeas N , Wolferserger D , Kugel G 1999 *Phys. Rev. E* **59** 6116
- [4] Castillo M D I , Aguilar P A M , Sanchez-Mondragon J J , Stepanov S , Bysloukh V 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 408
Shih M , Leach P , Segev M , Garrett M H , Salamo G , Valley G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 324
- [5] Segev M , Valley G C , Crosignani B , Porto P D , Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [6] Segev M , Shih M , Valley G C 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 706
- [7] Kos K , Meng H , Salamo B , Shih M , Segev M , Valley G C 1996 *Phys. Rev. E* **53** R4330
Ryf R , Wiki M , Montemezzani G , Guter P , Zozulya A A 1999 *Opt. Commun.* **159** 339
- [8] Segev M , Valley G C , Bashaw M C , Taya M , Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
Lu K Q , Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070 (in Chinese)
[卢克清、唐天同 1999 物理学报 **48** 2070]
Ling Z F , Guo R , Liu S M , Zhang G Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 455 (in Chinese)
[凌振芳、郭 儒、刘思敏、张光寅 2000 物理学报 **49** 455]
- [9] Valley G C , Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fejer M M , Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [10] Taya M , Bashaw M C , Fejer M M , Segev M , Valley G C 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3095
Chen Z , Segev M , Wilson D W , Muller R E , Maker P D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2948
- [11] She W L , Lee K K , Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [12] Chauvet M , Coda V , Maillatte H , Fazio E , Salamo G 2005 *Opt. Lett.* **30** 1977
- [13] Liu S M , Guo R , Xu J J 2004 *Photorefractive Nonlinear Optics and the Applications* (Beijing : Science Press) p2 3 (in Chinese) [刘思敏、郭 儒、许京军 2004 光折变非线性光学及其应用 (北京 : 科学出版社) 第 2 3 页]
- [14] Kukhtarev N V , Markov V B , Oduloc S G , Soskin M S , Vinetskii V L 1979 *Ferroelectrics* **22** 949
- [15] Chauvet M 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 2515
- [16] Fressengeas N , Maufoy J , Kugel G 1996 *Phys. Rev. E* **54** 6866
- [17] Lu K Q , Tang T T , Zhang Y P 2000 *Phys. Rev. A* **61** 053822
- [18] Christodoulides D N , Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [19] Morin M , Duree G , Salamo G 1995 *Opt. Lett.* **20** 2066
- [20] Ren L , Liu L , Liu D , Zu J , Luan Z 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 2162
- [21] Chen F S , LaMacchia J T , Fraser D B 1968 *Appl. Phys. Lett.* **13** 223
Chen F S 1969 *J. Appl. Phys.* **40** 3389
- [22] Segev M , Valley G C , Bashaw M C , Taya M , Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [23] Anastassiou C , Shih M , Mitchell M , Chen Z , Segev M 1998 *Opt. Lett.* **23** 924
- [24] Wang X S , Ouyang S G , She W L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 377 (in Chinese) [王晓生、欧阳世根、余卫龙 2003 物理学报 **52** 377]

Large self-deflection of bright and dark screening photovoltaic solitons in LiNbO_3 *

Zhang Yi-Qi^{1,2)†} Lu Ke-Qing¹⁾ Zhang Lei^{1,2)} Zhang Mei-Zhi^{1,2)} Li Ke-Hao^{1,2)}

¹ *State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*

² *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

(Received 27 November 2007 ; revised manuscript received 21 April 2008)

Abstract

We demonstrate large self-deflection of both bright and dark screening photovoltaic solitons existing in LiNbO_3 crystal under an external applied field with numerical method, and we also demonstrate that the self-deflection is not only connected with the acceptor concentration N_A but also with the external applied field E_0 . Under the same E_0 , when N_A is lower, the self-deflection is more obvious. Under the same N_A , when E_0 is higher, the self-deflection is more obvious. We also find that self-deflection of the bright screening spatial soliton and that of the dark one are different: the bright screening photovoltaic soliton deflects obviously; while only one side of the dark soliton deflects, its extreme value point and the other side almost do not deflect.

Keywords : self-deflection, spatial soliton, photorefractive effects

PACC : 4265, 4265S, 7240, 7820W

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674176).

† E-mail : zhangyitsee@opt.ac.cn