

LiNbO₃ 晶体中屏蔽光伏孤子自偏转的时空演化与可控因素*

李文慧[†] 忽满利¹⁾ 马志博¹⁾ 种兰祥²⁾ 万云¹⁾

1) (西北大学物理学系, 西安 710069)

2) (西北大学信息科学与技术学院, 西安 710069)

(2010年11月1日收到; 2011年3月22日收到修改稿)

基于带输运模型理论建立了 LiNbO₃ 晶体屏蔽光伏孤子的时空演化动力学方程, 用有限差分方法求解发现, LiNbO₃ 晶体中明、暗屏蔽光伏孤子存在大的自偏转, 并且光孤子形状变得具有不对称性, 偏转方向的曲线斜率绝对值变大, 偏转反方向的曲线斜率绝对值变小. 分析研究表明影响其自偏转度和形变的因素包括受主浓度 N_A , 暗辐射强度 I_d 和外加电场 E_0 . 其他条件不变的情况下 N_A 越大, 明孤子的自偏转度与形变越小, 暗孤子的自偏转度与形变反而越大; 对于 I_d , 它对明暗孤子的影响是相同的, I_d 越小, 晶体里诱导出的空间电荷场越容易达到饱和, 当信号光中心光强与暗辐射强度之比为 10^{-1} 时无饱和现象产生; 随着 E_0 数值的增大, 明孤子的自偏转度和形变减小, 而暗孤子的自偏转度和形变反而增大.

关键词: 明、暗屏蔽光伏孤子, 自偏转, 形变

PACS: 02.30.-f, 02.60.Cb

1 引言

光折变空间光孤子是指当光折变材料的自聚焦效应与光束的衍射发散作用相平衡时, 在介质内无衍射向前传播的光束. 光折变效应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的现象. 不同于在高功率激光场作用下的非线性光学效应, 光折变效应是非局域响应. 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. 由于光折变空间孤子在集成光学、光信息处理以及光通信等领域有广阔的应用前景, 它越来越成为人们关注的焦点. 20世纪60年代, 贝尔实验室发现光折变效应^[1], 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20年来, 光折变空间孤子一直是国内外研究的一个热点问题. 理论研究和实验证实, 在光折变材料中可以存在四种基本空间光孤子: 准稳态孤子^[1-4]、屏蔽孤子^[5-10]、光伏孤子^[11-14]和屏

蔽光伏孤子.

2005年, Chauvet研究小组通过理论与实验两方面证实了在加有外加电压的 LiNbO₃ 晶体中^[15], 明屏蔽孤子会发生很大的自偏转效应, 高达 $300\ \mu\text{m}$. 2008年, Zhang等人研究了 LiNbO₃ 晶体中暗屏蔽孤子的自偏转^[16], 并发现暗孤子只发生一侧偏转的自偏转现象, 但没有给出影响暗孤子自偏转的因素, 而 LiNbO₃ 晶体中暗屏蔽光伏孤子自偏转的产生条件及其可控性在实际应用中非常重要. 所以本文在以上两个小组的基础上利用数值计算的方法研究了影响明暗屏蔽光伏孤子在 LiNbO₃ 晶体中发生自偏转的因素, 特别研究了关于光孤子不对称的现象, 并对观察到的现象进行分析. 这一研究将有利于进一步分析 LiNbO₃ 晶体中屏蔽光伏孤子的传播规律.

2 理论基础

光折变材料中由光生载流子的产生、迁

* 国家自然科学基金(批准号: 61077006)资助的课题.

[†] E-mail: erylaoaowu@gmail.com

移、俘获过程而建立起来的电荷场可以通过 Kukhtarev 等^[17]的带运输模型来描述, 本文采用所有施主杂质占据同一个深能级的情况, 即单能级模型.

在一维情况下,

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_D^+}{\partial t} &= (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma N_D^+ n, \\ \rho &= \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon E), \quad \frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \\ \rho &= q(N_D^+ - N_A - n), \\ J &= q\mu n E + \mu k_B T \frac{\partial n}{\partial x} \\ &\quad + K_{ph}(N_D - N_D^+)I, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 N_D , N_D^+ , N_A 和 n 分别为施主浓度, 电离的施主浓度, 受主浓度和自由电子的浓度, β 和 s 分别为热激发系数和光激发系数, I 为入射光强, γ 为复合系数, ε 为介质的绝对介电常数, ρ 和 J 分别为电荷密度和电流密度, q 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, K_{ph} 为光伏常数.

当入射光强不是很强, LiNbO_3 晶体掺杂浓度很低时, 可以采用文献 [15] 中的方法求得空间电荷场关于时间的偏微分方程

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} &= -q\mu A(I + I_d) \left[1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right]^{-1} E \\ &\quad - \mu k_B T A \left[1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right]^{-1} \frac{\partial I}{\partial x} \\ &\quad - K_{ph}(N_D - N_A)I + D, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $A = s(N_D - N_A)/(\gamma N_A)$, $B = \varepsilon/(qN_A)$, D 为积分常数, 它的取值如下^[16]: 当晶体里存在明孤子时, $D = q\mu A I_d E_0$; 当晶体里存在暗孤子时, $D = q\mu A(I_\infty + I_d)E_0 + K_{ph}(N_D - N_A)I_\infty$, I_∞ 是晶体边界处的光强.

假设晶体的晶轴方向与 x 轴同向, 传播光束为 e 光, 沿 z 轴方向入射, 根据 (2) 式可计算出空间电荷场的分布, 再由 Pockler 效应进一步得到折射率的变化量 $\Delta n_e(E) = -1/2 n_e^3 r_e E$, 其中 $r_e = r_{33}$, 是非常电光系数, 从而得出折射率的空间分布 $n_e = n_e(0) + \Delta n_e(E)$, 最终得到光孤子的时空演化方程.

3 数值分析

文献 [16] 给出暗孤子自偏转时, 空间电荷场只在一侧发生偏转, 这说明空间电荷场发生了不对称

变化. 但是导致这种不对称变化的因素并没有给出. 本文对导致空间电荷场不对称变化的因素进行了分析讨论. 文献 [15] 中指出, 施主浓度 N_D 对空间电荷场的影响可以忽略不计, 而受主浓度 N_A 对空间电荷场的影响却很大, 所以本文在晶体掺杂浓度方面只讨论了 N_A 对空间电荷场的影响. 我们通过计算, 发现在保证入射信号光中心强度 I_0 不变的情况下, 暗辐射光强度 I_d 对空间电荷场也有一定的影响. 由于外加电场 E_0 的大小也会直接影响到空间电荷场的分布, 本文也会分析 E_0 对空间电荷场的影响.

LiNbO_3 晶体的暗介电响应时间为 $T_d = \varepsilon\gamma N_A/[q\mu s I_d(N_D - N_A)]$, 定义 $t_0 = 2T_d I_d/I_\infty$ 为参考时间^[15], t_0 与形成高斯稳态空间光孤子所需的时间有关, 所以又称为准稳态时间. 本文参数的量值如下:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 32 \times 8.85 \times 10^{-14} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{cm}}, \\ T &= 293\text{K}, \\ \mu &= 0.1 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \\ K_{ph} &= 7 \times 10^{-28} \text{cm}^3 \cdot \text{V}^{-1}, \\ \gamma &= 1.0 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \\ s &= 0.62 \text{cm}^2 \cdot \text{J}^{-1}, \\ q &= 1.6 \times 10^{-19} \text{C}. \end{aligned}$$

通过计算当受主浓度 $N_A = 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时, 光伏打场为 $E_p = K_{ph}\gamma N_A/(q\mu s) \approx 0.07 \text{V/cm}$, 此时的扩散场相比之下不能忽略, 光孤子的自偏转现象就会被观察到. 本文为研究屏蔽光伏孤子, 必须使外加电场 E_0 与光伏场 E_p 大小相当, 而不能像文献 [16] 中那样 E_0 取值达 50kV/cm 而忽略光伏场. 所以本文计算出的各量值比一般文献中的值小 3 到 4 个数量级, 但这并不影响对现象的分析.

3.1 各因素对光孤子自偏转的影响

3.1.1 受主浓度 N_A 对光孤子自偏转的影响

图 1(a), (b) 为半高全宽度 $\text{FWHM}=10 \mu\text{m}$ 的明孤子在晶体所形成的空间电荷场 E 的空间分布曲线. 图 1(a), (b) 分别对应于 $N_A = 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 和 $N_A = 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, 外加电场 $E_0 = 0.01 \text{V/cm}$, 假设 E_0 为正时, 其方向与晶体光轴方向相同.

图 1(a) 中虚线是准稳态时间, 从图中可以看出晶体中诱导出的空间电荷场的最大值随着时间的增加朝 x 轴的负轴方向偏移, 即明孤子发生了自偏

转. 通过图 1(a), (b) 两幅图的比较可以看出, 图 1(a) 中 N_A 较小, 空间电荷场的偏转度却较大, 这说明一定范围内, 晶体中的受主浓度 N_A 越小, 明孤子的自偏转现象越明显.

这些现象可以解释如下: 首先, 当时间达到一定值后, 晶体中的受主浓度因为有限而被消耗殆尽, 所以空间电荷场此时也不会再增大, 而是趋于饱和. 假设在给定的晶体参数的情况下, 光伏场与外加电场的大小相当, 并且方向相同, 两者相加的总电场 $E_0 + E_p$ 方向与晶体晶轴方向相同, 这时

在晶体中形成的是明孤子 [18], 而扩散项的值只比 $E_0 + E_p$ 小 1 到 2 个数量级, 所以当 N_A 越小时, $E_0 + E_p$ 的值就越小, 扩散项的作用就越明显, 明孤子的自偏转度就越大. 通过计算得出, 当 N_A 增大到一定程度时, $E_0 + E_p$ 的值相对扩散项很大, 后者可以忽略, 从而观察不到明孤子的自偏转. 当 N_A 小到一定程度时, $E_0 + E_p$ 的值取决于 E_0 的大小, 若 E_0 远大于扩散项, 则观察不到明孤子的自偏转, 若 E_0 与扩散项相当, 则仍可观察到明孤子的自偏转现象.

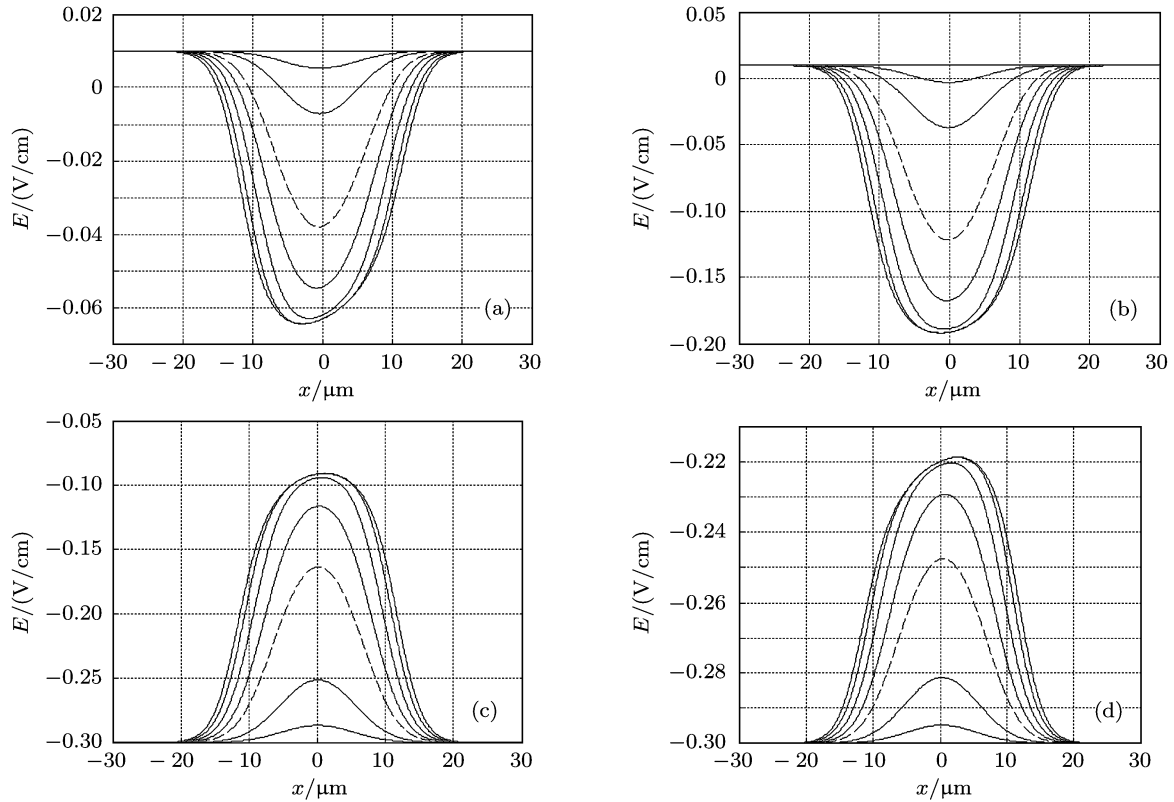


图 1 (a), (b) 为 FWHM=10 μm 时, 明屏蔽光伏孤子在不同 N_A 值的晶体中诱导的空间电荷场 E 的变化曲线 (图中的虚线对应的时刻是 $t = t_0$, 用于偏转参考, 虚线上方的实线从上到下分别对应的时刻为 $1/16t_0$ 和 $1/4t_0$, 下方的实线对应的时刻依次倍增, 参数依次为 $I_m/I_d = 10^{-1}$, $\mu = 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $T = 293 \text{ K}$, $N_D = 1.1N_A$, $\gamma = 1.0 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $K_{ph} = 7 \times 10^{-28} \text{ cm}^3 \cdot \text{V}^{-1}$, $E_0 = 0.01 \text{ V/cm}$, $I_m = 0.1 \text{ W}$); (c), (d) 为 FWHM=10 μm 时, 暗屏蔽光伏孤子在不同 N_A 值的晶体中诱导的空间电荷场 E 的变化曲线 (图中的虚线对应的时刻是 $t = t_0$, 用于偏转参考, 虚线下方的实线从下到上分别对应的时刻为 $1/16t_0$ 和 $1/4t_0$, 上方的实线对应的时刻依次倍增, 参数与明屏蔽光伏孤子相同)

对于屏蔽光伏孤子, 只要改变外加电场的极性, 就可使晶体里的孤子在明暗之间转换. 因此在对暗孤子自偏转做分析时, 我们将 E_0 取值为 -0.3 V/cm , 图 1(c) 和 (d) 分别对应 $N_A = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_A = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 并且其他参数相同时的曲线. 从图中可以看出 $N_A = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 时暗孤子的自偏转度要小于 $N_A = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 时暗孤子的自偏转度, 这说明对于暗孤子而言, 当 N_A 越小时, 其自偏转度越小. 原因分析和明孤

子相似.

3.1.2 I_d 对光孤子自偏转的影响

图 2 (a), (b) 为其他参数值不变, 选取 $t = 16t_0$, $N_A = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 明暗孤子的外加电场值分别为 0.01 V/cm 和 -0.3 V/cm 时作出的光孤子在晶体中诱导出的空间电荷场在不同 I_d 值时的曲线.

从图 2 可以看出 I_m/I_d 取 10 时, 明孤子和暗孤子在晶体中诱导的空间电荷场有自偏转现象, 并

且均处于正常的圆滑状态, 当 I_m/I_d 取 100 或更大时, 空间电荷场的底部 (或顶部) 变成平底形状, 即空间电荷场达到饱和. 这说明 I_d 越小, 空间电荷场越容易达到饱和. 出现这一现象的原因是, 当暗辐射强度太小时, 由总光强 (信号光与暗辐射光总和) 产生的激发载流子数很少, 限制了空间电荷场的极值, 导致空间电荷场出现图中的形状.

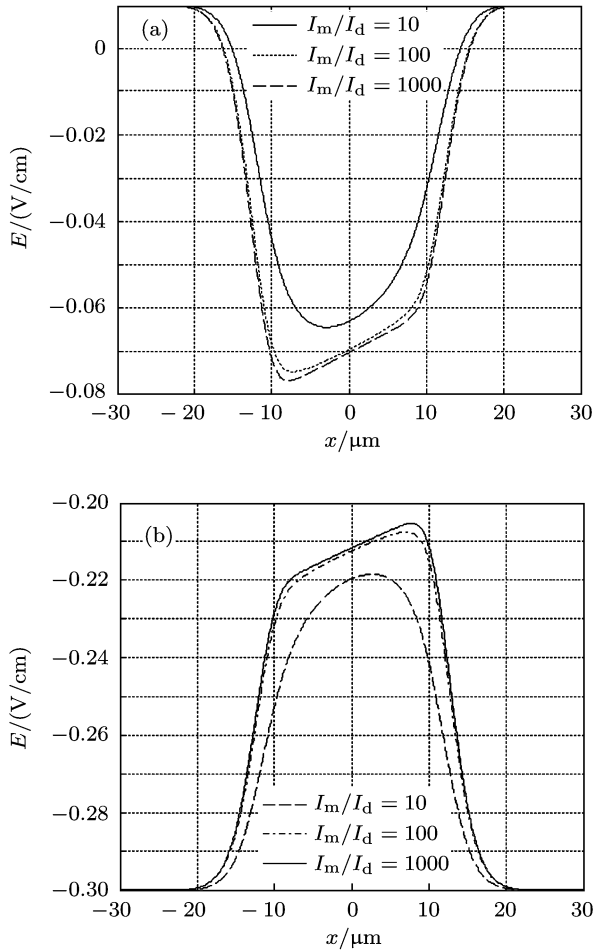


图 2 在不同 I_d 值的情况下, FWHM 为 $10 \mu\text{m}$ 的明、暗屏蔽光伏孤子在晶体中诱导的空间电荷场 E 的变化曲线 (参数依次为 $N_A = 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $\mu = 0.1 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $T = 293 \text{K}$, $N_D = 1.1N_A$, $\gamma = 1.0 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $K_{\text{ph}} = 7 \times 10^{-28} \text{cm}^3 \cdot \text{V}^{-1}$, $I_m = 0.1 \text{W}$, $t = 16t_0$) (a) $E_0 = 0.01 \text{V/cm}$ (明); (b) $E_0 = -0.3 \text{V/cm}$ (暗)

3.1.3 E_0 对光孤子自偏转的影响

图 3 为在保证其他条件不变的情况下, 改变 E_0 的大小和方向时, 明孤子的偏转情况. E_0 的值分别取 -0.05V/cm , -0.03V/cm , -0.01V/cm , 0.01V/cm , 0.03V/cm , 0.05V/cm (本文关于 E_0 的值的大小是指其数值, 不是绝对值, 其符号表示方向).

从图 3(a) 可以看出, E_0 越大, 明孤子的自偏转度就越小. 为了在晶体中形成明孤子, $E_0 + E_p$ 的方

向必须与晶体晶轴的方向相同, 即 $E_0 + E_p > 0$, 其中 E_p 的方向一直与晶轴方向同向 ($E_p > 0$), 因此在一定范围内改变 E_0 的大小或方向, 均可在晶体中形成明孤子. 通过计算, 当 E_0 取 -0.05V/cm 时, 可以形成明孤子, 且此时明孤子的自偏转度最大, 这是因为当 $E_0 + E_p$ 的值很小时, 扩散项的值相对较大, 明孤子的自偏转就很明显, 随着 E_0 取值的增大, 扩散项的值相对减小, 明孤子的自偏转就不明显. 另一方面, E_0 取值增大, 晶体中的空间电荷场对自由电子向晶体晶轴方向的迁移作用也会增强, 从而使因扩散效应而导致的向晶轴反方向的自偏转行为受到阻扰, 明孤子的自偏转度就会变小.

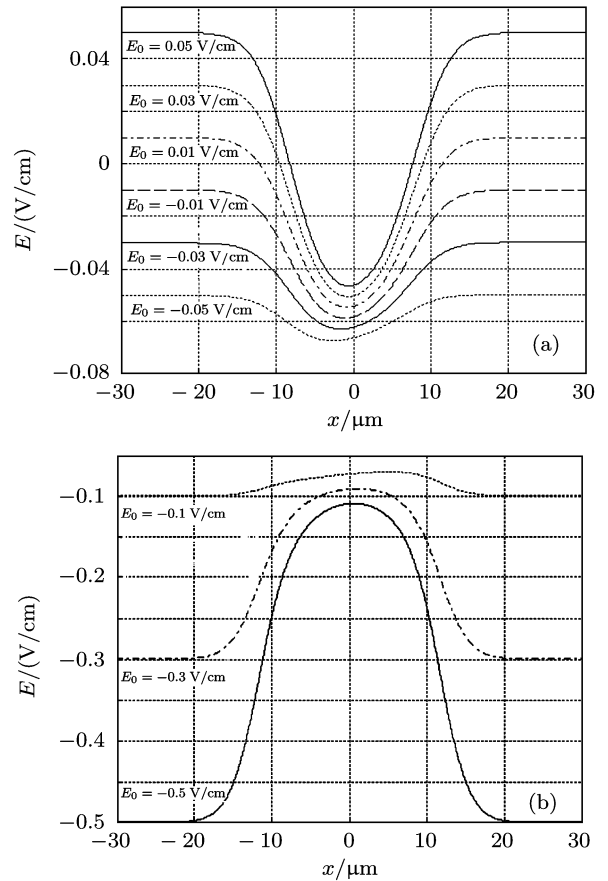


图 3 在不同 E_0 时, FWHM 为 $10 \mu\text{m}$ 的明、暗屏蔽光伏孤子在晶体中诱导的空间电荷场 E 的变化曲线 (参数依次为 $N_A = 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $\mu = 0.1 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $T = 293 \text{K}$, $N_D = 1.1N_A$, $\gamma = 1.0 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $K_{\text{ph}} = 7 \times 10^{-28} \text{cm}^3 \cdot \text{V}^{-1}$, $I_m/I_d = 10^{-1}$, $I_m = 0.1 \text{W}$, $t = 16t_0$) (a) 明; (b) 暗

暗孤子的分析方法和明孤子一样, 首先要形成暗孤子, 必须要求 $E_0 + E_p < 0$, 由于 E_p 的方向始终与晶轴同向 ($E_p > 0$), 因此 E_0 只能是负数, 即 E_0 与晶轴反向. 从图 3(b) 可以看出, 当 E_0 分别取值为 -0.5V/cm , -0.3V/cm 和 -0.1V/cm 时, 暗

孤子自偏转方向为晶体晶轴方向. 与明孤子不同, 随着 E_0 的增大, $E_0 + E_p$ 的值也越大 (但绝对值越小), 扩散项的值相对越大, 暗孤子的自偏转度就变大. 而 E_0 越小, 晶体中的空间电荷场对自由电子抽晶体晶轴方向的迁移作用超强, 越不利于因扩散效应而导致的暗孤子向晶轴方向的自偏转行为, 暗孤子的自偏转度就越小.

3.2 各因素对光孤子形变的影响

通过观察以上 3 个图, 可以发现伴随自偏转的发生, 光孤子振幅分布曲线在偏转方向的斜率绝对值随时间逐渐变大, 反方向的斜率绝对值随时间逐渐变小, 左右不再对称, 当时间达到一定值后, 空间电荷场趋于稳定. 通过图 1 (a), (b) 两幅图的比较可以看出, 图 1(a) 中 N_A 较小, 空间电荷场的形变却较大, 这说明一定范围内, 晶体中的受主浓度 N_A 越小, 明孤子的形变越明显. 从图 1(c) 和 (d) 中可以看出 $N_A = 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时暗孤子的形变要小于 $N_A = 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时的形变, 并且暗孤子的右侧曲线斜率绝对值大于左侧曲线斜率绝对值, 并不象文献 [16] 中所述暗孤子只在一侧发生偏转, 而是两侧都有一定的偏移. 这说明对于暗孤子而言, 当 N_A 越小时, 其形变越小. 从图 3(a) 中可以看出, E_0 越大, 明孤子的形变会越小, 图 3(b) 中显示, E_0 越大, 暗孤子的形变反而越大.

本文认为这种形变的原因有两种解释: 其一是, 光孤子在传播的过程中, 光强越强的地方, 折射率的改变量 Δn (明孤子的 Δn 为正) 越大, 光束在这部分的传播速度就越小, 使光束波面发生畸变, 最终使得光强越大的地方, 光束的形状越尖锐, 即斜率越大. 这种现象即为自聚焦效应. 图 1(a), (b) 中

由于明孤子因自偏转效应使中心向晶轴负方向偏移, 导致晶轴负方向的光强比正方向大, 由自聚焦效应使负方向的光束斜率绝对值较大, 正方向的斜率绝对值较小, 于是出现了图 1(a), (b) 中的曲线形状. 对于暗孤子的形变分析也是一样. 其二是, 由微扰法的理论计算可以得知, 当光孤子在发生自偏转的同时, 其空间频率会随传播距离发生线性移动, 这样也会导致光孤子发生形变.

至于暗辐射强度 I_d 对光孤子形变的影响在上小节已经分析, 此处不再赘述.

4 结论

本文计算和分析出明、暗屏蔽光伏孤子在加有外加电场的 LiNbO_3 晶体中发生了自偏转效应, 明孤子朝晶体晶轴反方向偏转, 暗孤子朝晶轴方向偏转. 在发生偏转的同时, 明暗孤子在晶体中诱导的空间电荷场的形状也发生了变化, 明孤子诱导的电荷场曲线朝孤子偏转方向 (晶轴反方向) 的部分斜率绝对值变大, 即该部分光束变得尖锐, 反方向部分的斜率绝对值小, 即该部分光束趋于平坦, 而暗孤子形状曲线的变化规律与明孤子相同.

影响明暗屏蔽光伏孤子发生自偏转效应和形变的三个主要因素为: 晶体受主浓度 N_A , 暗辐射强度 I_d 和外加电场 E_0 . 在其他条件不变的情况下, N_A 越大, 明孤子的自偏转度和形变越小, 暗孤子的自偏转度和形变越大; I_d 越小, 光束在晶体中诱导出的空间电荷场越容易达到饱和, 导致光孤子发生顶部 (明孤子) 或底部 (暗孤子) 受到限制的形变; E_0 越大, 明屏蔽光伏孤子的自偏转度和形变将会越小, 暗孤子的自偏转度和形变将越大.

- [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
- [4] Maufooy J, Fressengeas N, Wolferserger D, Kugel G 1999 *Phys. Rev. E* **59** 6116
- [5] Castillo M D I, Aguilar P A M, Sanchez-Mondragon J J, Stepanov S, Bysloukh V 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 408
- [6] Shih M, Leach P, Segev M, Garrett M H, Salamo G, Valley G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 324
- [7] Segev M, Valley G C, Crosignani B, Porto P D, Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [8] Segev M, Shih M, Valley G C 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 706
- [9] Kos K, Meng H, Salamo B, Shih M, Segev M, Valley G C 1996 *Phys. Rev. E* **53** R4330
- [10] Ryf R, Wiki M, Montemezzani G, Guter P, Zozulya A A 1999 *Opt. Commun.* **159** 339
- [11] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, Taya M, Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [12] Valley G C, Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fejer M M, Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [13] Taya M, Bashaw M C, Fejer M M, Segev M, Valley G C 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3095
- [14] Chen Z, Segev M, Wilson D W, Muller R E, Maker P D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2948

- [15] Chauvet M, Coda V, Maillatte H, Fazio E, Salamo G 2005 *Opt. Lett.* **30** 1977
- [16] Zhang Y Q, Lu K Q, Zhang L, Zhang M Z, Li K H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6354 (in Chinese)[张贻齐, 卢克清, 张磊, 张美志, 李可昊 2008 物理学报 **57** 6354]
- [17] Kukhtarev N V, Markov V B, Oduloc S G, SoskinMS, Vinetskii V L 1979 *Ferroelectrics* **22** 949
- [18] Ren L, Liu L, Liu D, Zu J, Luan Z 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 2162

Temporal evolution and controllable factors for self-deflection of screening photovoltaic solitons in LiNbO₃ crystal*

Li Wen-Hui^{1)†} Hu Man-Li¹⁾ Ma Zhi-Bo¹⁾ Zhong Lan-Xiang²⁾ Wan Yun¹⁾

1) (Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China)

2) (Institute of Information Science and Technology, Northwest University, Xi'an 710069, China)

(Received 1 November 2010; revised manuscript received 22 March 2011)

Abstract

According to the band transport model theory, we establish the temporal evolution for dynamic equations concerning screening photovoltaic solitons in LiNbO₃ crystal in this paper. By using the finite difference method, we find that there exist large self-deflection bright and dark screening photovoltaic solitons in LiNbO₃ crystal, where the shape of the solitons becomes asymmetric with the increase of time. In addition, the absolute value of slope of the curve in deflection direction turns larger, while it tends to be smaller in the opposite direction as time increases. On the other hand, analysis shows that the factors related to the degree of self-deflection and deformation include acceptor concentration N_A , dark radiation I_d and applied electric field E_0 . When N_A rises, the self-deflection degree and the deformation of bright soliton become smaller and the counterpart of dark soliton has opposite tendency while I_d and E_0 keep invariant. Moreover, for the bright and dark solitons, the space charge field induced in crystals is easier to reach saturation as I_d diminishes and there is no saturation phenomenon in both cases when the ratio between center light intensity and dark radiation intensity is 10^{-1} . With the E_0 increases, the bright soliton self-deflection degree and deformation decrease, while the dark soliton self-deflection degree and deformation increase.

Keywords: bright and dark screening photovoltaic solitons, self-deflection, deformation

PACS: 02.30.-f, 02.60.Cb

* project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61077006).

† E-mail: eryaoyaowu@gmail.com