

有偏压的光伏光折变晶体中的空间孤子

卢克清 唐天同

(西安交通大学电子与信息工程学院, 西安 710049)

(1999 年 4 月 1 日收到)

证明了有偏压的光伏光折变晶体中存在着明、暗稳态的空间孤子. 它源于对外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应. 与已报道的稳态光折变空间孤子相比, 它具有不同的特性. 当外电场为某一特定值时, 用改变外电场的极性和旋转光的偏振方向可以实现明孤子与暗孤子的相互转换. 当外电场足够强可以忽略光伏效应时, 它类似于屏蔽孤子; 当不存在外电场时, 它类似于开路条件下的光伏孤子.

PACC: 4265J; 7820: 7240

1 引 言

近年来, 光折变空间孤子一直是人们感兴趣的研究领域^[1-12]. 迄今为止, 已预言并验证在介电晶体内存在着准稳态孤子^[2-4]、屏蔽孤子^[5-9]和光伏孤子^[10-12]. 在屏蔽孤子的研究中, 人们仅考虑有偏压的非光伏光折变晶体; 在光伏孤子的研究中, 人们仅考虑非偏压的光伏光折变晶体. 这样, 屏蔽孤子起源于对外电场的非均匀空间屏蔽, 而光伏孤子起源于光伏效应. 本文研究了有偏压的光伏光折变晶体, 从理论上证明了其中存在着明、暗稳态的空间孤子. 它源于对外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应两个物理过程, 故称为屏蔽光伏孤子. 其特性为当外电压在某一区间内时, 用改变外电压的极性可以实现明孤子与暗孤子的相互转换; 当外电压在另一区间内时, 用旋转光的偏振方向可以实现明孤子与暗孤子的相互转换; 当外电压为某一特定值时, 用改变外电压的极性和旋转光的偏振方向可以实现明孤子与暗孤子的相互转换. 无论是屏蔽孤子还是开路条件下的光伏孤子都可看作是它的特例.

2 空间电荷场与非线性波动方程

本文从光伏光折变晶体满足的速率方程、连续方程、Poisson 方程和 Gauss 定律出发, 在稳定态和二维情况下, 这些方程为^[8,9,12]

$$(s|A|^2 + \beta_T)(N_d - N_d^i) - \gamma n N_d^i = 0, \quad (1)$$

$$\Delta \cdot \hat{J} = \Delta \cdot [q\mu n \hat{E} + k_B T \mu \Delta \hat{n} + s\kappa(N_d - N_d^i)|A|^2 \hat{i}] = 0, \quad (2)$$

$$\Delta \cdot \hat{E} + (q/\epsilon_s)(\hat{n} + N_A - N_d^i) = 0, \quad (3)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] A(x, z) = \frac{ik}{n_b} \Delta n(\hat{E}) A(x, z), \quad (4)$$

$$V = - \int_{-l/2}^{l/2} dx \cdot \hat{E}, \quad (5)$$

其中 $k = 2\pi n_b / \lambda$ (λ 为真空中的波长), $\Delta n(\hat{E}) = -\frac{1}{2} n_b^3 r_{\text{eff}} \hat{E}$ 为折射率的扰动, n_b 为未受扰动的折射率, r_{eff} 为有效电光系数, N_d^i 和 N_d 分别为电离和未电离施主密度, N_A 为受主密度, \hat{J} 为电流密度, s 为光电离截面, γ 为载流子复合速率, μ 为电子迁移率, β_T 为光子暗产生率, q 为基本电荷, \hat{n} 为电子密度, κ 为光伏常数, ϵ_s 为低频介电常数, \hat{E} 为晶体内的空间电荷场, A 为光场慢变化振幅, k_B 为 Boltzmann 常数, T 为绝对温度, V 为外电压, l 为应用于晶体之间两电极的距离, i 为 x 轴方向的单位矢量.

定义光强和暗辐射光强分别为 $I = |A|^2$ 和 $I_{\text{暗}} = \beta/s$. 光场慢变化振幅 A 通常表示为^[8, 12]

$$A(x, z) = u(x) \exp(i\Gamma z) \sqrt{I_{\text{暗}}}, \quad (6)$$

其中 Γ 为孤子传播常数. 采用下列无量纲变量简化(1)–(5)式: $n = \hat{n}/(aN_d)$, $r = N_d/N_A$, $N = N_d^i/N_d$, $E = |\hat{E}| qL_D/(k_B T)$, $J = |\hat{J}| L_D/(a\mu N_d k_B T)$ 和 $\xi = x/L_s$, $L_D = [k_B T \epsilon_s / (q^2 N_A)]^{1/2}$ 为 Debye 长度, $L_s = 1/(\pm 2kb)^{1/2}$ 为孤子长度刻度 ($b = (k/n_b) \frac{1}{2} n_b^3 r_{\text{eff}} \times k_B T / (qL_D)$). 因为 r_{eff} 的正负决定折射率的扰动 Δn 的正负, 所以在 L_s 的定义中引入双重符号(\pm), 其中+号表示 $\Delta n > 0$, -号表示 $\Delta n < 0$. 由这些无量纲变量和(6)式得到(1)–(5)式的无量纲简化方程如下:

$$n - (1 + u^2)(1 - N)/(rN) = 0, \quad (7)$$

$$J = nE + \alpha(1 - N)u^2 + \epsilon n' = \text{constant}, \quad (8)$$

$$\left[N - \frac{1}{r} - an \right] - \epsilon E' = 0, \quad (9)$$

$$u'' = \pm \left[\frac{\Gamma}{b} + E \right] u, \quad (10)$$

$$C + \int_{-l/2L_s}^{l/2L_s} d\xi \cdot E = 0, \quad (11)$$

其中 $n' = dn/d\xi$, $E' = dE/d\xi$, $u'' = d^2u/d\xi^2$, $\alpha = sI_{\text{暗}}/(qN_A)$, $\epsilon = L_D/L_s$, $C = qVL_D/(k_B TL_s)$, $\alpha = \kappa I_{\text{暗}} L_D / (\mu k_B T a) = E_p L_D q / (k_B T)$ 和 $E_p = \kappa N_A / (q\mu)$. 从(7)–(11)式中严格地推出 E 是困难的. 我们采用与文献[8, 12]类似的近似方法解出 E . 在(7)式中使用 $N \ll 1/r \ll 1$ ^[12], 得到 $n \approx (1 + u^2)/rN$. 在(9)式中忽略 an ^[12] 和 $\epsilon E'$ ^[8], 得到 $N \approx 1/r$. 由这些近似和(8)式得到 $J \approx (1 + u^2)E + \alpha u^2$, 将 J 的这个近似代入(11)式, 得

$$E = - \frac{\delta}{1 + u^2} - \frac{\alpha(1 - \beta) + \alpha u^2}{1 + u^2}, \quad (12)$$

其中 $\delta = C\eta$, $\beta = l\eta/L_s$, $\eta = 1/\int_{-l/2L_s}^{l/2L_s} d\xi/(1+u^2)$. 将(12)式代入(10)式, 得到下面的非线性波动方程:

$$u'' = \pm \left[\frac{\Gamma}{b} - \frac{\delta}{1+u^2} - \frac{\alpha(1-\beta) + \alpha u^2}{1+u^2} \right] u. \quad (13)$$

积分(13)式, 得

$$p^2 - p_0^2 = \pm \left[\left[\frac{\Gamma}{b} - \alpha \right] (u^2 - u_0^2) + (\alpha\beta - \delta) \ln \left[\frac{1+u^2}{1+u_0^2} \right] \right], \quad (14)$$

其中 $p = u'$, $p_0 = p(\xi=0)$ 和 $u_0 = u(0)$.

3 孤子解

3.1 暗孤子解

暗孤子的边界条件为 $u(0) = 0$, $u(+\infty) = u_\infty = u(-\infty) \neq 0$ 和 $u'(\infty) = u''(\infty) = 0$. 将 $\xi \rightarrow \infty$ 与边界条件 $u_\infty \neq 0$ 和 $u''(\infty) = 0$ 代入(13)式, 得

$$\frac{\Gamma}{b} = \frac{\delta}{1+u_\infty^2} + \frac{\alpha(1-\beta) + \alpha u_\infty^2}{1+u_\infty^2}. \quad (15)$$

这表明传播常数 Γ 只依赖于 u_∞ . 由边界条件 $p(\infty) = u'(\infty) = 0$, $u(\infty) = u_\infty$ 和 $u(0) = 0$, 以及(14)和(15)式, 得

$$p^2 = \pm (\delta - \alpha\beta) \left[\frac{u^2 - u_\infty^2}{1+u_\infty^2} - \ln \left[\frac{1+u^2}{1+u_\infty^2} \right] \right]. \quad (16)$$

不难证明, (16)式方括号内的值总是正的. (16)式表明: 当 $\delta > 0$ 和 $\delta > |\alpha\beta|$ 或 $\alpha\beta < 0$ 和 $|\alpha\beta| > |\delta|$ 时, 上方符号给出的暗孤子与屏蔽暗孤子类似^[8], 必须 $\Delta n(\xi) > 0$ (所有 ξ), 其中 $\Delta n(\xi)$ 为折射率的扰动; 当 $\delta < 0$ 和 $|\delta| > |\alpha\beta|$ 或 $\alpha\beta > 0$ 和 $|\delta| < \alpha\beta$ 时, 下方符号给出的暗孤子与光伏暗孤子类似^[12], 必须 $\Delta n(\xi) < 0$ (所有 ξ). 图 1 给出由(16)式数值积分得出的校正振幅 u/u_∞ 随 ξ 变化的理论曲线.

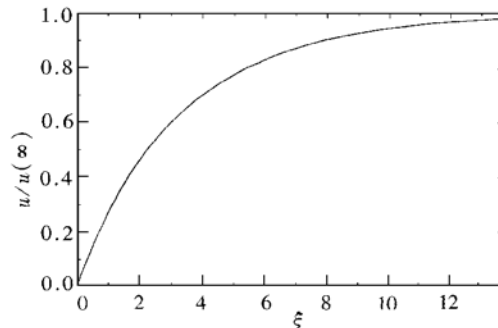


图 1 校正振幅 u/u_∞ 随 ξ 变化的理论曲线 $u_\infty = 5$, u/u_∞ 以 $\sqrt{\delta - \alpha\beta}$ 为单位

3.2 明孤子解

明孤子的边界条件为 $u(+\infty) = u(-\infty) = 0$, $p(\infty) = u''(\infty) = 0$ 和 $p(0) = 0$. 将 $\xi \rightarrow \infty$ 与边界条件 $u(\infty) = p(\infty) = 0$ 和 $p(0) = 0$ 代入(14)式, 得

$$\frac{\Gamma}{b} = \alpha - \frac{(\alpha\beta - \delta)}{u_0^2} \ln(1 + u_0^2). \quad (17)$$

这表明传播常数 Γ 只依赖于 u_0 . 将(17)式和边界条件 $p(0) = 0$ 代入(14)式, 得

$$p^2 = \pm \left[(\alpha\beta - \delta) \left[\ln(1 + u^2) - \frac{u^2}{u_0^2} \ln(1 + u_0^2) \right] \right]. \quad (18)$$

可以证明(18)式方括号内的值总是正的. (18)式表明: 当 $\alpha\beta > 0$ 和 $\alpha\beta > |\delta|$ 或 $\delta < 0$ 和 $|\delta| > |\alpha\beta|$ 时, 上方符号给出的明孤子与光伏明孤子类似^[12], 必须 $\Delta n(\xi) > 0$ (所有 ξ); 当 $\alpha\beta < 0$ 和 $|\alpha\beta| > |\delta|$ 或 $\delta > 0$ 和 $\delta > |\alpha\beta|$ 时, 下方符号给出的明孤子与屏蔽明孤子类似^[8], 必须 $\Delta n(\xi) < 0$ (所有 ξ). 图 2 给出由(18)式数值积分得出的校正振幅 u/u_0 随 ξ 变化的理论曲线.

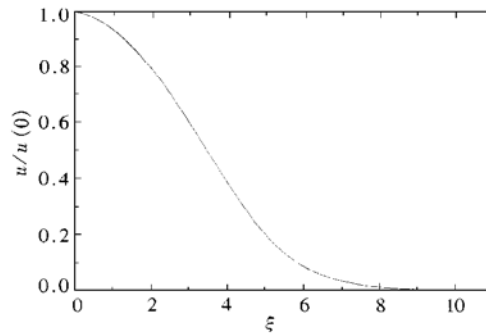


图 2 校正振幅 u/u_0 随 ξ 变化的理论曲线 $u_0 = 5$, u/u_0 以 $\sqrt{\alpha\beta - \delta}$ 为单位

4 讨 论

光伏孤子和屏蔽孤子都可以从有偏压的光伏光折变晶体中的空间孤子中推得. 当光折变晶体具有很小以至可以忽略的光伏系数(即 $\alpha = 0$)时, 将(15)和(17)式分别代入(16)和(18)式, 并注意 $\delta = C\eta$, 得

$$p^2 = \pm \left[\frac{\Gamma}{b} (u^2 - u_\infty^2) - C\eta \ln \left[\frac{1 + u^2}{1 + u_\infty^2} \right] \right], \quad (19)$$

$$p^2 = \pm \left[\frac{\Gamma}{b} u^2 - C\eta \ln(1 + u^2) \right]. \quad (20)$$

(19)和(20)式分别与文献[8]中屏蔽暗孤子解(16)式和屏蔽明孤子解(18)式相同. 当不存在外偏压(即 $\delta = 0$)时, 注意 p 为实数量的限制, 将 $\zeta = \sqrt{\alpha}\xi = x/d$ 和 $d = (\pm 2kg)^{-1/2} (g = (k/n_b) \frac{1}{2} n_b^3 r_{\text{eff}} E_p)$ 代入(16)和(18)式, 得到与文献[12]相同无量纲变量的方程, 由闭

路中的电流密度公式^[12]得

$$p^2 = \left[\frac{u^2 - u_\infty^2}{1 + u_\infty^2} + \ln \left[\frac{1 + u_\infty^2}{1 + u^2} \right] \right], \quad (21)$$

$$p^2 = \left[\ln(1 + u^2) - \frac{u^2}{u_0^2} \ln(1 + u_0^2) \right]. \quad (22)$$

(21)和(22)式分别与文献[12]中开路光伏暗孤子解(26)式和光伏明孤子解(29)式相同.

显然,当 $\pm(\delta - \alpha\beta) > 0$ 时,(16)式总可以给出暗孤子;当 $\pm(\delta - \alpha\beta) < 0$ 时,(18)式总可以给出明孤子. δ 与 $\alpha\beta$ 的正负可以分别用改变外电压的极性与旋转光的偏振方向来转换^[9,10].因此,(18)和(16)式表明:当 $|\delta| > |\alpha\beta|$ 时,用改变外电压的极性可以实现明孤子与暗孤子的相互转换;当 $|\delta| < |\alpha\beta|$ 时,用旋转光的偏振方向可以实现明孤子与暗孤子的相互转换;当 $\delta = -\alpha\beta$ 时,用改变外电压的极性和旋转光的偏振方向可以实现明孤子与暗孤子的相互转换.其中前两者分别与屏蔽孤子和光伏孤子的明孤子与暗孤子转换所采用的方法相同.

5 结 论

本文从理论上证明了偏压的光伏光折变晶体中存在着稳态的空间孤子.当外电场足够强可以忽略光伏效应时,它转化为屏蔽孤子.当不存在外电场时,它转化为光伏孤子.当外电压为某一特定值(即 $\delta = -\alpha\beta$)时,可以用改变外电压的极性和旋转光的偏振方向使得明孤子与暗孤子相互转换.这一特性可以用于测量光伏光折变晶体中的某些物理量和制造具有两种控制参数的孤子器件.

- [1] 刘劲松,卢克清,物理学报, **47**(1998), 1509 [Liu Jin-song, Lu Ke-qing, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 1509 (in Chinese)].
- [2] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 923.
- [3] G. C. Duree, Jr., J. L. Shultz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 533.
- [4] M. Morin, G. Duree, G. Salamo *et al.*, *Opt. Lett.*, **20**(1995), 2066.
- [5] M. F. Shih, M. Segev, G. C. Valley *et al.*, *Electron. Lett.*, **31**(1995), 826.
- [6] Z. G. Chen, M. Mitchell, M. F. Shih *et al.*, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 629.
- [7] C. Montemezzani, P. Gunter, *Opt. Lett.*, **22**(1997), 451.
- [8] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 3211.
- [9] D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho, *J. Opt. Soc. Am.*, **B12**(1995), 1628.
- [10] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani *et al.*, *Phys. Rev.*, **A50**(1994), R4457.
- [11] M. Taya, M. Bashaw, M. M. Fejer *et al.*, *Phys. Rev.*, **A52**(1995), 3095.
- [12] M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B14**(1997), 1772.

SPATIAL SOLITONS IN PHOTOVOLTAIC PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS IN AN EXTERNAL BIAS FIELD

LU KE-QING TANG TIAN-TONG

(*School of Electronics and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049*)

(Received 1 April 1999)

ABSTRACT

Bright and dark spatial solitons are predicted for biased photovoltaic photorefractive crystals, which are due to both the spatially nonuniform screening of the external electric field and the photovoltaic effect. These solitons differ from previously observed photorefractive spatial solitons in their properties. When external electric field is of a certain value, these solitons may be switched from bright to dark both by changing the polarity of the external electric field and by rotating the polarization of the light. In case the effect of the external bias field is much stronger than the photovoltaic effect and the latter can be neglected, these solitons are similar to screening solitons. In case the external bias field is absent, these solitons are similar to photovoltaic solitons in the open-circuit case.

PACC: 4265J; 7820; 7240