

光折变有机聚合物中的空间孤子^{*}

侯春风¹⁾ 阿不都热苏力²⁾ 杜春光¹⁾ 孙秀冬³⁾ 李师群¹⁾

¹⁾ 清华大学物理系, 北京 100084)

²⁾ 新疆大学物理系, 乌鲁木齐 830046)

³⁾ 哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150001)

(2001 年 4 月 18 日收到, 2001 年 6 月 12 日收到修改稿)

给出了稳态情况下光折变聚合物中光波演化方程的亮、暗及灰孤子解, 并讨论了不同孤子态的偏振特性及孤子宽度与外加电场的关系.

关键词: 光折变, 聚合物, 空间孤子

PACC: 4265J, 4265S, 4270J

1 引 言

光折变空间孤子是目前光折变非线性光学领域中的一个热门课题. 至今, 人们已经在光折变晶体中观测到了瞬态孤子^[1-3]、屏蔽孤子^[4-6]和光伏孤子^[7-11]等不同类型的光折变空间孤子. 不久前, 刘劲松等人^[12-19]又从理论上证明, 有外加电场的光伏光折变晶体可以支持屏蔽-光伏孤子. 此外, Chauvet 等人^[20]还在半导体光折变材料中观测到了空间孤子. 上述孤子均产生并存在于无机光折变材料中.

20 世纪 90 年代初, 人们发现了聚合物光折变材料^[21-24]. 与无机光折变材料相比, 光折变聚合物具有制备容易、可根据需要进行人为设计等优点, 是一类很有希望的光折变材料. 在所有的的光折变聚合物中, 以光电导聚合物为基体掺杂有高浓度非线性生色团的主客体式聚合物^[25]是一种良好的光折变聚合物. 它们由于具有取向增强效应^[26-28], 因此可以产生高效光折变效应, 这种取向增强效应起源于非线性生色团的转动灵活性. 最近, Shih 和 Sheu 预言主客体式光折变聚合物也可支持亮、暗空间光孤子^[29].

在光的照射下, 光折变聚合物中的光敏化剂可提供可迁移的电荷, 这些可迁移的电荷在扩散作用和外加电场的作用下迁移至别处, 电荷在迁移过程中还可被各种陷阱俘获而固定下来, 进而在材料中

形成空间电荷场, 空间电荷场可使聚合物中的非线性生色团重新取向, 通过取向增强效应和电光效应使材料的折射率发生变化. 材料折射率的变化反过来会对入射光束产生一定的空间限制作用, 当这种限制作用与光束的衍射发散作用相平衡时, 在光折变聚合物中就会有空间光孤子形成. 本文将从描述光折变聚合物光折变效应的基本动力学方程出发, 在 Shih 和 Sheu 工作的基础上对光折变聚合物中的空间孤子问题进行理论研究, 给出光折变聚合物中光波演化方程的积分形式的亮、暗及灰孤子解, 预言光折变聚合物中新的空间孤子现象, 并讨论不同孤子态的偏振特性与材料参数的关系及孤子宽度与外加电场的关系.

2 光波演化方程

光折变聚合物如图 1 所示, 其上施加沿 x 方向的外电场 E_{ext} 及强度为 I_b 的均匀背景光, 入射激光沿 z 方向在聚合物中向前传播, 沿 x 方向发生衍射. 入射光场的电场分量表示为慢变振幅形式, 即 $E_{\text{opt}}(x, z) = \varphi(x, z) \exp(ik_0 n_b z) \sqrt{I_b}$, 其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为自由空间波长, n_b 为材料未受扰动时的折射率. 在稳态情况及慢变振幅条件下, 该物理体系满足如下速率方程、电流连续方程、Gauss 定理及 Helmholtz 方程^[29-31]:

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = S\varphi(N - N^-)(I + I_b) - \frac{e\mu}{\epsilon_0 \epsilon_r} \rho N^- = 0, \quad (1)$$

* 国家博士后科学基金资助的课题.

$$\frac{\partial T^+}{\partial t} = \frac{e\mu}{\epsilon_0 \epsilon_r} \rho (T - T^+) - rT^+ = 0, \quad (2)$$

$$J = e\mu\rho E - eD \frac{\partial \rho}{\partial x} = \text{const.} \quad \text{或} \quad \frac{\partial J}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} (\rho - N^- + T^+), \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_{\text{opt}} + (k_0 n)^2 E_{\text{opt}} = 0, \quad (5)$$

其中 ρ 为空穴浓度, N 为敏化剂浓度, N^- 为离子化了的敏化剂浓度, T 为陷阱浓度, T^+ 为俘获空穴的陷阱浓度, D 为扩散系数, r 为解俘获系数, S 为光电离截面, μ 为空穴迁移率, ϕ 为量子效率, ϵ_0 和 ϵ_r 为真空中和相对介电常数, e 为基本电荷, J 为电流强度, E 为总电场强度, $E = E_{\text{ext}} + E_{\text{sc}}$, E_{sc} 为空间电荷场, I 为入射光光强, n 为材料的折射率.

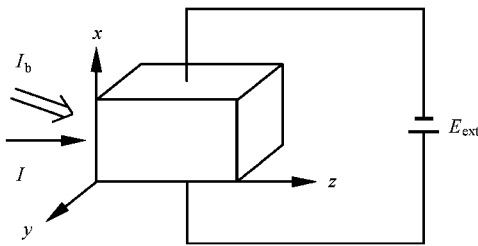


图 1 光路配置图

根据 Onsager 理论^[32], 当电场强度在 10—100V/ μm 范围内时, (1) 式中量子效率 ϕ 与电场 E 有如下关系:

$$\phi \propto E^m, \quad (6)$$

其中 m 为材料参数, 可由实验确定, 它可以比 1 还小, 也可以比 3 还大. 对于典型的光折变聚合物^[30, 33], T^+ , N^- , $N \gg \rho$, $N \gg N^-$. 根据 (1) 式, 可得

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S \phi N (1 - N^- / N) (I + I_b)}{e\mu N^-} \\ &\cong \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S \phi N (I + I_b)}{e\mu N^-}. \end{aligned} \quad (7)$$

由 (4) 式, 有

$$N^- = T^+ \left(1 - \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{eT^+} \frac{\partial E}{\partial x} \right). \quad (8)$$

把 (8) 式代入 (7) 式, 得

$$\rho = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S \phi N (I + I_b)}{e\mu T^+} \left(1 - \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{eT^+} \frac{\partial E}{\partial x} \right)^{-1}. \quad (9)$$

忽略 (9) 式中的 $\partial E / \partial x$ 项和 (3) 式中的扩散项^[29], 可得

$$\rho \cong \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S \phi N (I + I_b)}{e\mu T^+}, \quad (10)$$

$$J \cong e\mu\rho E. \quad (11)$$

根据文献 [6, 29] 可知, 远离孤子光束中心处的光强及电场趋于常量 I_0 和 $E_0 \cong E_{\text{ext}}$. (3) 式表明聚合物中电流处处相等, 因此由 (6) (10) 和 (11) 式, 有

$$E^{m+1} = E_0^{m+1} \frac{I_0 + I_b}{I + I_b}. \quad (12)$$

把 $E_{\text{opt}}(x, z) = \varphi(x, z) \exp(i k_0 n_b z) \sqrt{I_b}$ 代入方程 (5), 可得如下傍轴方程^[29]:

$$i\varphi_z + \frac{1}{2k} \varphi_{xx} + \frac{k_0^2}{2k} \Delta(n^2) \varphi = 0, \quad (13)$$

其中 $k = k_0 n_b$, $\Delta(n^2) = n^2 - n_b^2$, n_b 为未受扰动时材料的折射率. 对于掺杂有 DMNPAA (2, 5-dimethyl-4-(p-nitrophenylazo)anisole) 或 DHP (N-2-butyl-2, 6-dimethyl-4H-pyridone-4-ylidenecyanomethyl-acetate) 等非线性生色团的主客体式光折变聚合物, 材料的光折变效应主要起因于非线性生色团的取向增强效应^[27, 28]. 此时, x 偏振或 y 偏振入射光引起的材料的折射率扰动可分别表示为^[26, 29, 34]

$$\Delta(n^2)_x = 0.54 N_{\text{ch}} \Delta\alpha (\mu_D / k_B T_a)^2 E^2, \quad (14a)$$

$$\Delta(n^2)_y = -0.27 N_{\text{ch}} \Delta\alpha (\mu_D / k_B T_a)^2 E^2, \quad (14b)$$

其中 N_{ch} 为非线性生色团浓度, μ_D 为非线性生色团的固有偶极矩, k_B 是 Boltzmann 常数, T_a 为环境温度, $\Delta\alpha$ 为平行与垂直于偶极矩方向非线性生色团一阶极化率的差值, 即 $\Delta\alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}$. 根据 (14a) 和 (14b) 式, 可把方程 (13) 化为

$$i\varphi_z + \frac{1}{2k} \varphi_{xx} + \frac{k_0^2}{2k} C_{x,y} E^2 \varphi = 0. \quad (15)$$

在方程 (15) 中, 当入射孤子光束为 x 偏振光时

$$C_{x,y} = C_x = 0.54 N_{\text{ch}} \Delta\alpha (\mu_D / k_B T_a)^2, \quad (16a)$$

而当入射孤子光束为 y 偏振光时

$$C_{x,y} = C_y = -C_x / 2 = -0.27 N_{\text{ch}} \Delta\alpha (\mu_D / k_B T_a)^2. \quad (16b)$$

把方程 (12) 代入方程 (15), 并采用无量纲变量: $s = x/x_0$, $\zeta = z/2kx_0^2$ (其中 x_0 为一个任意空间宽度), 可得^[29]

$$i\varphi_{\zeta} + \varphi_{ss} + \beta \left(\frac{\gamma + 1}{1 + |\varphi|^2} \right)^{2(m+1)} \varphi = 0, \quad (17)$$

其中 $\beta = k_0^2 x_0^2 C_{x,y} E_0^2$, $\gamma = I_0 / I_b$. 当入射孤子光束为 x 偏振光时

$$\beta = k_0^2 x_0^2 C_x E_0^2 = 0.54 N_{\text{ch}} \Delta\alpha (\mu_D / k_B T_a)^2 k_0^2 x_0^2 E_0^2, \quad (18a)$$

而当入射孤子光束为 y 偏振光时

$$\beta = k_0^2 x_0^2 C_y E_0^2 = -0.27 N_{\text{ch}} \Delta\alpha (\mu_D / k_B T_a) \gamma k_0^2 x_0^2 E_0^2, \quad (18b)$$

方程(17)具有亮、暗及灰空间孤子解. 当 $m = 1$ 时, 方程(17)与文献[6]中无机光折变晶体中的孤子演化方程完全类似, 其孤子解已被讨论过. 这里将讨论 $m \neq 1$ 时, 方程(17)解的情况.

3 暗空间孤子解

首先考察方程(17)的暗孤子解. 令 $\varphi = \gamma^{1/2} y(s) \exp(iu\zeta)$, 其中 u 为传播常数的非线性移动, $y(s)$ 为归一化奇函数, 满足边界条件 $y(0) = 0, y(s \rightarrow \pm \infty) = \pm 1$, 以及当 $s \rightarrow \pm \infty$ 时, $y(s)$ 的各级导数为零. 把 $\varphi = \gamma^{1/2} y(s) \exp(iu\zeta)$ 代入方程(17), 可得

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - uy + \beta \left(\frac{1 + \gamma}{1 + \gamma y^2} \right)^{2(m+1)} y = 0. \quad (19)$$

利用 $y(s)$ 的边界条件, 可得

$$u = \beta. \quad (20)$$

方程(19)等号两端同时乘以 y 并对 s 在区间 $[s, \infty]$ 内积分, 可得

$$\left(\frac{dy}{ds} \right)^2 = \beta \left\{ (y^2 - 1) - \frac{m + 1}{m - 1} \frac{(1 + \gamma)^{2(m+1)}}{\gamma} \cdot \left[(1 + \gamma y^2)^{(m-1)(m+1)} - (1 + \gamma)^{m-1(m+1)} \right] \right\}. \quad (21)$$

可以证明, 对于 $0 < y^2 < 1$, (21)式大括号内的式子的值为正数, 所以由(21)式可知

$$\beta > 0. \quad (22)$$

根据(22)及(18a)和(18b)式可知, 若非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率大于垂直方向的一阶极化率, 即当 $\Delta\alpha$ 大于零时, 只有当入射光为 x 偏振光时, 光折变聚合物中才能形成暗空间孤子; 反之, 若非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率小于垂直方向的一阶极化率, 即当 $\Delta\alpha$ 小于零时, 只有当入射光为 y 偏振光时, 光折变聚合物中才能形成暗空间孤子. 由(21)式可得

$$s = \pm \beta^{-1/2} \int_0^y \left\{ (\tilde{y}^2 - 1) - \frac{m + 1}{m - 1} \frac{(1 + \gamma)^{2(m+1)}}{\gamma} \cdot \left[(1 + \gamma \tilde{y}^2)^{(m-1)(m+1)} - (1 + \gamma)^{m-1(m+1)} \right] \right\}^{-1/2} \cdot d\tilde{y}. \quad (23)$$

根据(23)式, 利用数值积分, 即可得出光折变聚合物中暗空间孤子的振幅或光强分布. 这里以 $\Delta\alpha$ 大于零(这时暗空间孤子要求入射光为 x 偏振光)的光折变聚合物为例, 对上述结果进行说明. 材料参数取为^[29]: $m = 2.0, n_b \cong 1.6, \Delta n_x \cong 1.3 \times 10^{-2}, E_{\text{ext}} = 100 \text{V}/\mu\text{m}, \lambda = 700 \text{nm}$; 其他参数取: $x_0 = 10 \mu\text{m}, \gamma = 4$. 利用这些参数可以计算出 $\beta = \beta_x = 334.8, \beta_y = -\beta_x/2 = -167.4$ (根据文献[29], 可知 $\beta_x = 2k_0^2 x_0^2 n_b \Delta n_x$). 图2示出当 $x_0 = 10 \mu\text{m}, m = 2.0, \beta = 334.8$ 及 $\gamma = 4$ 时光折变聚合物中暗空间孤子的光强分布. 数值计算结果表明在上述条件下光折变聚合物中暗空间孤子的宽度为 $1.4 \mu\text{m}$.

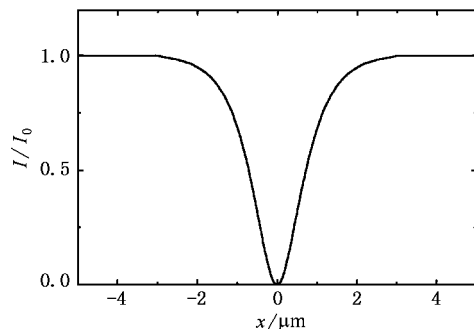


图2 当 $x_0 = 10 \mu\text{m}, m = 2.0, \beta = 334.8$ 及 $\gamma = 4$ 时光折变聚合物中暗空间孤子归一化光强分布

4 亮空间孤子解

对于亮空间孤子, 光束中心光强最强, 而在 $s \rightarrow \pm \infty$ 处光强趋于零, 因此有 $I_0 = \gamma = 0$, 方程(17)变为

$$i\varphi_\zeta + \varphi_{ss} + \beta \left(\frac{1}{|\varphi|^2 + 1} \right)^{2(m+1)} \varphi = 0. \quad (24)$$

为了得到方程(24)的亮孤子解, 可令 $\varphi = \eta^{1/2} y(s) \exp(iu\zeta)$, 其中正量 η 代表亮孤子光束峰值光强与背景光强的比值, 即 $\eta = I_{\text{max}}/I_b = I(0)/I_b, y(s)$ 是一个归一化偶函数, $0 \leq y(s) \leq 1, y(s)$ 满足边界条件: $y(0) = 1, y'(0) = 0, y(s \rightarrow \pm \infty) = 0$, 以及 $s \rightarrow \pm \infty$ 处 $y(s)$ 的各阶导数为零. 把 φ 代入方程(24), 可得

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - vy + \frac{\beta y}{(1 + \eta y^2)^{2(m+1)}} = 0. \quad (25)$$

方程(25)等号两端同时乘以 dy/ds , 并在区间 $[0, s]$ 内对 s 积分. 利用 $y(s)$ 所满足的边界条件, 可得

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = \alpha(y^2 - 1) - \frac{\beta}{\eta} \frac{m+1}{m-1} \left[(1 + \eta y^2)^{m-1} x^{m+1} - (1 + \eta)^{m-1} x^{m+1} \right]. \quad (26)$$

把 $s \rightarrow \pm \infty$ 处的边界条件代入方程 (26), 有

$$v = \frac{\beta}{\eta} \frac{m+1}{m-1} \left[(1 + \eta)^{m-1} x^{m+1} - 1 \right]. \quad (27)$$

再把方程 (27) 代入方程 (26), 可得

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = -\beta \left\{ \frac{1}{\eta} \frac{m+1}{m-1} \left[(1 - (1 + \eta)^{m-1} x^{m+1}) y^2 + (1 + \eta y^2)^{m-1} x^{m+1} - 1 \right] \right\}. \quad (28)$$

可以证明, 对于 $0 < y^2 < 1$, (28) 式等号右端最外层圆括弧内的式子的值为正数, 所以由 (28) 式可知, 亮孤子要求满足如下条件:

$$\beta < 0. \quad (29)$$

由 (29) 及 (18a) 和 (18b) 式可以看出, 若非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率大于垂直方向的一阶极化率, 即当 $\Delta\alpha$ 大于零时, 只有当入射光为 y 偏振光时, 光折变聚合物中才能形成亮空间孤子; 反之, 若非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率小于垂直方向的一阶极化率, 即当 $\Delta\alpha$ 小于零时, 则只有当入射光为 x 偏振光时, 光折变聚合物中才能形成亮空间孤子. 方程 (28) 再积分一次, 得

$$s = \pm \int_y^1 (-\beta)^{-1/2} \cdot \left\{ \frac{1}{\eta} \frac{m+1}{m-1} \left[(1 - (1 + \eta)^{m-1} x^{m+1}) \tilde{y}^2 + (1 + \eta \tilde{y}^2)^{m-1} x^{m+1} - 1 \right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y}. \quad (30)$$

光折变聚合物中的亮空间孤子的振幅或光强分布可根据 (30) 式利用数值积分得到. 图 3 以 $\Delta\alpha$ 大于零 (这时亮空间孤子要求入射光为 y 偏振光) 的光折变聚合物为例, 并采用上述材料参数, 给出当 $m = 2.0$, $\beta = \beta_y = -\beta_x/2 = -167.4$, $\eta = 4$, $x_0 = 10\mu\text{m}$ 时光折变聚合物中的亮空间孤子的光强分布. 在上述条件下光折变聚合物中亮空间孤子的宽度为 $2.9\mu\text{m}$.

5 灰空间孤子解

光折变聚合物中还可以支持灰空间孤子. 灰空间孤子光束中心处光强最小, 但不为零, 远离中心

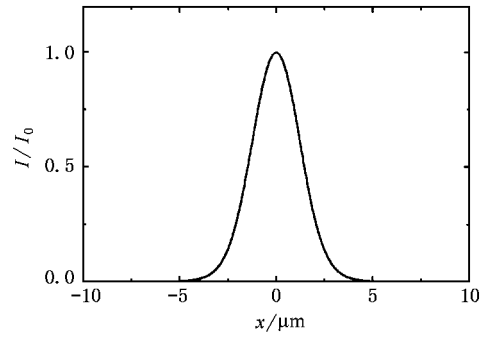


图 3 当 $m = 2.0$, $\beta = -167.4$, $\eta = 4$, $x_0 = 10\mu\text{m}$ 时光折变聚合物中的亮空间孤子归一化光强分布

处光强趋于一稳定值 I_0 . 为了得到方程 (17) 的灰孤子解, 此处把 φ 表示为^[6, 18]

$$\varphi(s, \zeta) = \gamma^{1/2} y(s) \exp \left[i \left(v\zeta + \int \frac{J ds}{y^2(s)} \right) \right], \quad (31)$$

其中 J 为一个待定实常数, $y(s)$ 满足边界条件 $y^2(s=0) = \delta$ (其中 $0 < \delta < 1$), $y'(0) = 0$, $y(s \rightarrow \pm \infty) = 1$, 及当 $s \rightarrow \infty$ 时 $y(s)$ 的各阶导数为零. 把 (31) 式代入偏微分方程 (17), 可得如下二阶常微分方程:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - vy - \frac{J^2}{y^3} + \beta \left(\frac{1 + \gamma}{1 + \gamma y^2} \right)^{2(m+1)} y = 0. \quad (32)$$

把无穷远处 $y(s)$ 的边界条件代入方程 (32), 有

$$J^2 = \beta - v. \quad (33)$$

方程 (32) 等号两端同时乘以 dy/ds , 并在区间 $[s, \infty)$ 内对 s 积分, 可得

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = \alpha(y^2 - 1) + (v - \beta) \left(\frac{1}{y^2} - 1 \right) - \frac{\beta(1 + \gamma)}{\gamma} \frac{m+1}{m-1} \cdot \left[\left(\frac{1 + \gamma y^2}{1 + \gamma} \right)^{(m-1)(m+1)} - 1 \right]. \quad (34)$$

把 $s=0$ 处 $y(s)$ 的边界条件代入方程 (34), 可得

$$v = \beta \left\{ \frac{1}{1 - \delta} + \frac{1 + \gamma}{\gamma} \frac{\delta}{(1 - \delta)^2} \frac{m+1}{m-1} \cdot \left[\left(\frac{1 + \gamma\delta}{1 + \gamma} \right)^{(m-1)(m+1)} - 1 \right] \right\}. \quad (35)$$

根据 (33) 和 (35) 式, 可知

$$\beta \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma} \frac{\delta}{(1 - \delta)^2} \frac{m+1}{m-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{1 + \gamma\delta}{1 + \gamma} \right)^{(m-1)(m+1)} \right] - \frac{\delta}{1 - \delta} \right\} > 0. \quad (36)$$

利用 $\left(\frac{1 + \gamma\delta}{1 + \gamma} \right)^{(m-1)(m+1)} = \left[1 - \frac{(1 - \delta)\gamma}{1 + \gamma} \right]^{(m-1)(m+1)}$

的级数展开式,可以证明不等式(36)的值为正数,由此可见

$$\beta > 0. \tag{37}$$

(37)及(18a)和(18b)式表明,如果非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率大于垂直方向的一阶极化率,即当 $\Delta\alpha$ 大于零时,只有当入射光为 x 偏振光时,光折变聚合物中才能形成灰空间孤子;反之,若非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率小于垂直方向的一阶极化率,即当 $\Delta\alpha$ 小于零时,只有当入射光为 y 偏振光时,光折变聚合物中才能形成灰空间孤子.方程(34)再积分一次,可得

$$s = \pm \int_{\sqrt{\delta}}^y \left\{ v \left(\tilde{y}^2 + \frac{1}{\tilde{y}^2} - 2 \right) - \beta \left(\frac{1}{\tilde{y}^2} - 1 \right) - \frac{\beta(1+\gamma)}{\gamma} \frac{m+1}{m-1} \left[\left(\frac{1+\gamma\tilde{y}^2}{1+\gamma} \right)^{(m-1)\chi_{m+1}} - 1 \right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y}. \tag{38}$$

根据(38)式,利用数值积分,即可得出光折变聚合物中灰空间孤子的振幅或光强分布.图4(a)给出当 $m = 2.0, x_0 = 10\mu\text{m}, \beta = 334.8, \gamma = 5$ 以及 $\delta = 0.3$ 时光折变聚合物中的灰空间孤子归一化光强分布.数值结果表明此时灰孤子的宽度为 $2.1\mu\text{m}$.与亮、暗空间孤子不同,光折变聚合物中灰空间孤子光束横截面内的光场相位将不再是常数,而是以

$\Phi = \int [J/y^2(s)] ds$ 的形式随 s 变化.图4(b)给出 $m = 2.0, x_0 = 10\mu\text{m}, \beta = 334.8, \gamma = 5$ 以及 $\delta = 0.3$ 时光折变聚合物中的灰空间孤子的光场相位分布.

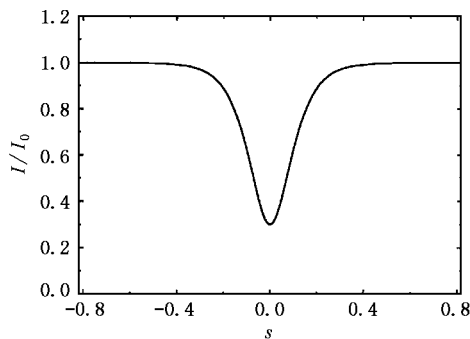
6 结论与讨论

由(23)和(30)式可知,光折变聚合物中的暗、亮空间孤子的宽度 W_d 和 W_b 分别为

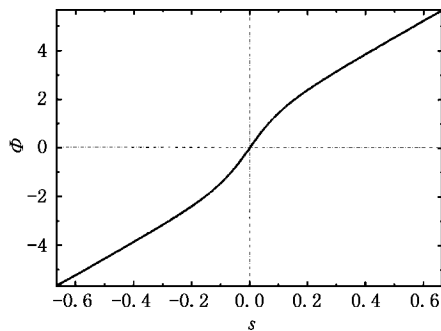
$$W_d = \frac{2}{k_0 |E_0| C_{x,y}^{1/2}} \int_0^{1/\sqrt{2}} \left\{ (\tilde{y}^2 - 1) - \frac{m+1}{m-1} \frac{(1+\gamma)^{\chi_{m+1}}}{\gamma} \left[(1+\gamma\tilde{y}^2)^{(m-1)\chi_{m+1}} - (1+\gamma)^{m-1\chi_{m+1}} \right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y} \tag{39}$$

和

$$W_b = \frac{2}{k_0 |E_0| (-C_{x,y})^{1/2}} \cdot \int_{1/\sqrt{2}}^1 \left\{ \frac{1}{2\eta} \frac{m+1}{m-1} \left[(1 - (1+\eta)^{m-1\chi_{m+1}}) \tilde{y}^2 \right. \right.$$



(a)归一化光强分布



(b)相位分布

图4 当 $m = 2.0, x_0 = 10\mu\text{m}, \beta = 334.8, \gamma = 5$ 及 $\delta = 0.3$ 时光折变聚合物中灰空间孤子的归一化光强分布和相位分布

$$+ (1 + \eta\tilde{y}^2)^{(m-1)\chi_{m+1}} - 1 \left. \right\}^{-1/2} d\tilde{y}. \tag{40}$$

根据(38)和(35)式可知,光折变聚合物中的灰空间孤子的宽度可表示为

$$W_g = \frac{2}{k_0 |E_0| C_{x,y}^{1/2}} \cdot \int_{\sqrt{\delta}}^{\sqrt{(1+\delta)^2}} \left\{ w \left(\tilde{y}^2 + \frac{1}{\tilde{y}^2} - 2 \right) - \left(\frac{1}{\tilde{y}^2} - 1 \right) - \frac{(1+\gamma)}{\gamma} \frac{m+1}{m-1} \left[\left(\frac{1+\gamma\tilde{y}^2}{1+\gamma} \right)^{(m-1)\chi_{m+1}} - 1 \right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y}, \tag{41}$$

其中

$$w = \frac{1}{1-\delta} + \frac{1+\gamma}{\gamma} \frac{\delta}{(1-\delta)^2} \frac{m+1}{m-1} \cdot \left[\left(\frac{1+\gamma\delta}{1+\gamma} \right)^{(m-1)\chi_{m+1}} - 1 \right]. \tag{42}$$

对于非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率大于垂直方向一阶极化率的光折变聚合物,即当 $\Delta\alpha$ 大于零时,(39)和(41)式中 $C_{x,y} = C_x$, (40)式中

$C_{x,y} = C_y = -C_x/2$; 而对于非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率小于垂直方向一阶极化率的光折变聚合物, 即当 $\Delta\alpha$ 小于零时, (39) 和 (41) 式中 $C_{x,y} = C_y = -C_x/2$, (40) 式中 $C_{x,y} = C_x$. (39) 至 (41) 式表明, 主客体式光折变聚合物中空间孤子的宽度与外加电场的绝对值成反比关系.

前面亮、暗及灰空间孤子的求解过程表明, 与无机光折变晶体不同, 光折变聚合物中的空间孤子的形态(亮、暗或灰)只与入射光的偏振态有关, 而与外加电场的方向无关. 对于非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率大于垂直方向一阶极化率的光折变聚合物, 暗或灰空间孤子要求入射光为 x 偏振光, 亮空间孤子要求入射光为 y 偏振光; 而对于非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率小于垂直方向一阶极化率的光折变聚合物, 暗或灰空间孤子则要求入射光为 y 偏振光, 亮空间孤子要求入射光为 x 偏振光. 上述规律是由光折变聚合物的自聚(散)焦特性决定的. 把(12)式代入(14a)和(14b)式, 可得

$$\Delta(n^2)_x = 0.54N_{\text{ch}}\Delta\alpha(\mu_{\text{D}}/k_{\text{B}}T_{\text{a}})^2 E_0^2 \left(\frac{I_0 + I_b}{I + I_b} \right)^{2(m+1)}, \quad (43a)$$

$$\Delta(n^2)_y = -0.27N_{\text{ch}}\Delta\alpha(\mu_{\text{D}}/k_{\text{B}}T_{\text{a}})^2 E_0^2 \left(\frac{I_0 + I_b}{I + I_b} \right)^{2(m+1)}. \quad (43b)$$

由(43a)和(43b)式可知, 在光的照射下, 光折变聚合物折射率的变化与外加电场的方向无关, 改变外加电场的方向不会改变材料的自聚(散)焦特性, 因此不会改变孤子的形态(亮、暗或灰). 另外, 由(43a)和(43b)式还可知, 当 $\Delta\alpha$ 大于零时, $\Delta(n^2)_x$ 随入射光强的增加而减小, $\Delta(n^2)_y$ 随入射光强的增加而增大; 而当 $\Delta\alpha$ 小于零时, $\Delta(n^2)_x$ 随入射光强的增加而增大, $\Delta(n^2)_y$ 随入射光强的增加而减小. 由此可见, 非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率大于垂直方向一阶极化率的光折变聚合物, 相对于 x 偏振光为自散焦介质, 相对于 y 偏振光为自聚焦介质, 因此可以支持 x 偏振光的暗或灰空间孤子及 y 偏振光的亮空间孤子. 而非线性生色团平行于偶极矩方向的一阶极化率小于垂直方向一阶极化率的光折变聚合物, 相对于 x 偏振光为自聚焦介质, 相对于 y 偏振光为自散焦介质, 因此可以支持 y 偏振光的暗或灰空间孤子及 x 偏振光的亮空间孤子.

- [1] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fischer, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 923.
- [2] G. C. Duree, J. L. Shultz, G. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. J. Sharp, R. R. Neurgaonkar, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 533.
- [3] W. L. She, W. K. Lee, *Acta Phys. Sin.*, **50**(2001), 886 (in Chinese) 余卫龙、李荣基, *物理学报*, **50**(2001), 886.
- [4] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. Di Porto, A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 3211.
- [5] M. Shih, M. Segev, G. C. Valley, G. Salamo, B. Crosignani, P. Di Porto, *Electron. Lett.*, **31**(1995), 826.
- [6] D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho, *J. Opt. Soc. Am.*, **B12**(1995), 1628.
- [7] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, M. C. Bashaw, *Phys. Rev.*, **A50**(1994), R4457.
- [8] M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, G. C. Valley, *Phys. Rev.*, **A52**(1995), 3095.
- [9] M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw, M. Taya, M. M. Fejer, *J. Opt. Soc. Am.*, **B14**(1997), 1772.
- [10] W. L. She, K. K. Lee, W. K. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999), 3182.
- [11] X. S. Wang, G. G. He, W. L. She, S. J. Jiang, *Acta Phys. Sin.*, **50**(2001), 496 (in Chinese) 王晓生、何国岗、余卫龙、江绍基, *物理学报*, **50**(2001), 496.
- [12] J. S. Liu, K. Q. Lu, *Acta Phys. Sin.*, **47**(1998), 1509 (in Chinese) 刘劲松、卢克清, *物理学报*, **47**(1998), 1509.
- [13] J. Liu, K. Lu, *J. Opt. Soc. Am.*, **B16**(1999), 550.
- [14] J. S. Liu, D. Y. Zhang, C. H. Liang, *Chin. Phys.*, **9**(2000), 667.
- [15] J. S. Liu, D. Y. Zhang, *Acta Phys. Sin.*, **50**(2001), 880 (in Chinese) 刘劲松、张都应, *物理学报*, **50**(2001), 880.
- [16] K. Q. Lu, T. T. Tang, *Acta Phys. Sin.*, **48**(1999), 2070 (in Chinese) 卢克清、唐天同, *物理学报*, **48**(1999), 2070.
- [17] K. Q. Lu, Y. P. Zhang, T. T. Tang, Z. X. Lu, L. Liu, *Chin. Phys. Lett.*, **18**(2001), 233.
- [18] C. Hou, Y. Li, X. Zhang, B. Yuan, X. Sun, *Opt. Commun.*, **181**(2000), 141.
- [19] C. F. Hou, B. H. Yuan, X. D. Sun, K. B. Xu, *Acta Phys. Sin.*, **49**(2000), 1969 (in Chinese) 侯春风、袁保红、孙秀冬、许克彬, *物理学报*, **49**(2000), 1969.
- [20] M. Chauvet, S. A. Hawkins, G. J. Salamo, M. Segev, D. F. Bliss, G. Bryant, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 1333.

- [21] S. Ducharme , J. C. Scott , R. J. Twieg , W. E. Moerner , *Phys. Rev. Lett.* , **66**(1991) , 1846.
- [22] M. C. J. M. Donckers , S. M. Silence , C. A. Walsh , *Opt. Lett.* , **18**(1993) , 1044.
- [23] K. Meerholz , B. L. Volodin *et al.* , *Nature* , **371**(1994) , 497.
- [24] M. Liphardt , A. Goonesekera , B. E. Jones , S. Ducharme , J. M. Takacs , L. Zhang , *Science* , **263**(1994) , 367.
- [25] W. E. Moerner , S. M. Silence , *Chem. Rev.* , **94**(1994) , 127.
- [26] W. E. Moerner , S. M. Silence , F. Hache , G. C. Bjorklund , *J. Opt. Soc. Am.* , **B11**(1994) , 320.
- [27] C. R. Moylan *et al.* , *J. Opt. Soc. Am.* , **B15**(1998) , 929.
- [28] S. Schloter , U. Hofmann , P. Strohsriegel , H. W. Schmidt , D. Haarer , *J. Opt. Soc. Am.* , **B15**(1998) , 2473.
- [29] M. F. Shih , F. W. Sheu , *Opt. Lett.* , **24**(1999) , 1853.
- [30] J. S. Schildkraut , A. V. Buettner , *J. Appl. Phys.* , **72**(1992) , 1888.
- [31] J. S. Schildkraut , Y. Cui , *J. Appl. Phys.* , **72**(1992) , 5055.
- [32] L. Onsager , *J. Chem. Phys.* , **2**(1934) , 599.
- [33] A. Grunnet-Jepsen , C. L. Thompson , R. J. Twieg , W. E. Moerner , *Appl. Phys. Lett.* , **70**(1997) , 1515.
- [34] J. W. Wu , *J. Opt. Soc. Am.* , **B8**(1991) , 142.

SPATIAL SOLITONS IN PHOTOREFRACTIVE ORGANIC POLYMERS^{*}

HOU CHUN-FENG¹⁾ ABDURUSUL²⁾ DU CHUN-GUANG¹⁾ SUN XIU-DONG³⁾ LI SHI-QUN¹⁾

¹⁾*Department of Physics , Tsinghua University , Beijing 100084 , China)*

²⁾*Department of Physics , Xinjiang University , Urumuqi 830046 , China)*

³⁾*Department of Applied Physics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)*

(Received 18 April 2001 ; revised manuscript received 12 June 2001)

ABSTRACT

The bright , dark and grey soliton solutions for optical wave evolution equations are presented in photorefractive polymer under a steady-state condition. The polarization property of these different soliton states and the dependence of the width of these polymeric solitons on external bias field are discussed in detail.

Keywords : photorefractive , polymer , spatial solitons

PACC : 4265J , 4265S , 4270J

^{*} Project supported by the Science Foundation for Post Doctorate of China.