

有外加电源的串联光折变晶体回路中的独立空间 全息 - 哈密顿屏蔽孤子对*

汪盛烈¹⁾ 蔡欣¹⁾²⁾ 刘劲松^{1)†}

1) (武汉光电国家实验室, 华中科技大学光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

2) (武汉理工大学理学院, 武汉 430070)

(2011年5月31日收到; 2011年6月17日收到修改稿)

在由两块垂直于光轴两端面镀上电极的光折变晶体和一个外加电源组成的串联光折变晶体回路中, 在适当的条件下可以形成独立空间全息 - 哈密顿屏蔽孤子对. 这种孤子对共有四种类型: 明 - 明、暗 - 暗、明 - 暗以及暗 - 明. 当入射光束的空间展宽尺寸远小于晶体宽度时, 孤子对中的哈密顿暗孤子可以通过光感应电流影响另一个孤子, 而哈密顿明孤子和全息孤子则不能影响另一孤子.

关键词: 光折变非线性光学, 哈密顿屏蔽孤子, 全息屏蔽孤子, 孤子对

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Hw, 42.65.Tg

1 引言

光折变空间光孤子在光开关、光波导等领域有着广阔的应用前景, 因此是近年来非线性光学的研究热点^[1-24]. 迄今为止的研究表明, 在光折变介质中形成空间孤子的物理机理可分为两类: 自相位调制自聚焦和横相位调制自聚焦. 基于自相位调制自聚焦的稳态孤子可划分为基于屏蔽效应的屏蔽孤子^[1-4]、基于光伏效应的光伏孤子^[5-8]以及同时基于屏蔽效应和光伏效应的屏蔽光伏孤子^[9,10]. 在对这些孤子的讨论中都忽略了系统的损耗, 因此可以将它们称之为哈密顿孤子. 横相位调制自聚焦又称全息自聚焦, Cohen等^[11]提出两束光波在光折变晶体中通过干涉而产生折射率光栅, 并通过布拉格反射而相互耦合, 在适当条件下形成稳态全息孤子. 随后, 刘劲松等^[12]证明了在耗散系统中也能形成全息孤子, 称之为耗散全息孤子. 将屏蔽效应和光伏效应引入到全息孤子的产生系统中, 可分别形成全息屏蔽孤子、全息光伏孤子和全息屏蔽光伏孤子^[13-16]. 这些关于光折变孤子、孤子对和孤子之间相互作用的研究都局限在一块晶体中^[17-24], 刘劲松等^[25,26]几年前提出了一种哈

密顿系统中空间上分离的光折变孤子对, 这种孤子对形成于两块串联着的光折变晶体回路中, 称之为独立空间孤子对. 那么哈密顿孤子和全息孤子能形成这种孤子对吗? 也就是说在如图1所示的由两块光折变晶体P和 \hat{P} 以及一个外加电源连接而成的回路中, 每一块晶体中能否分别形成哈密顿屏蔽孤子和全息屏蔽孤子? 如果可以, 分别形成于两块晶体中的两个孤子如何相互影响?

本文中, 我们讨论在串联光折变晶体回路中形成的哈密顿屏蔽孤子和全息屏蔽孤子, 其中哈密顿屏蔽孤子源于光折变晶体内部空间电荷场对外电场的非均匀屏蔽, 该孤子在晶体中能够稳定传播, 且能够抵抗较小的微扰, 如果考虑扩散效应的影响, 哈密顿屏蔽孤子中心在晶体中将保持强度不变的沿抛物线形式的偏转. 利用描述光折变效应的带输运模型可以得到哈密顿屏蔽孤子理论^[2]和全息屏蔽孤子理论^[16], 我们预言当光束的横向尺寸远小于晶体的宽度时, 回路中的一块晶体里能形成哈密顿屏蔽孤子, 另一块晶体里能形成全息屏蔽孤子, 称之为独立空间全息 - 哈密顿屏蔽孤子对. 每一块晶体里都可形成明、暗孤子, 因此这种孤子对共有四种类型: 明 - 明、暗 - 暗、明 - 暗(全息屏蔽明孤

* 国家自然科学基金(批准号: 10174025, 10574051)资助的课题.

† E-mail: jsliu4508@vip.sina.com

子-哈密顿屏蔽暗孤子) 以及暗-明(全息屏蔽暗孤子-哈密顿屏蔽明孤子).

在该回路中两块晶体彼此相连, 当其中一块晶体被激光束照明时, 光感应电流会从这块晶体中流入另一晶体中, 因此每块晶体上的外加电源会随着入射激光光强的变化而改变. 那么, 在串联光折变晶体回路中, 改变一个晶体中入射光的光强, 不仅其自身形成的孤子形状会发生变化, 另一晶体中形成的孤子特性也会受到影响, 也就是说, 独立空间全息-哈密顿屏蔽孤子对中的两个孤子之间通过光感应电流而相互影响. 我们将详细分析四种孤子对之间的相互作用.

2 理论模型

为了研究图 1 中所示的串联光折变晶体回路中的独立空间全息-哈密顿屏蔽孤子对, 我们假设光束 I 和 \hat{I} 在两晶体中分别沿 z 和 \hat{z} 方向传播, 且只在 x 和 \hat{x} 方向衍射, 同时具有二维均匀空间分布的光束 I_p 作为抽运光也在晶体 P 中沿 z 方向传播且与信号光 I 之间的夹角为 θ . 两块晶体的光轴 C 和 \hat{C} 分别位于 x 轴和 \hat{x} 轴上. 我们进一步假设入射光束 I 和 \hat{I} 是分别沿 x 方向和 \hat{x} 方向偏振的线偏振光, 抽运光 I_p 也是线偏振光, 其偏振方向与 x

轴夹角为 φ . 在入射光束横向尺寸 Δx 和 $\Delta \hat{x}$ 远远小于晶体宽度条件下, 可以预测每块晶体中都能形成屏蔽明(暗)孤子.

首先考虑晶体 P, 设 φ 表示电场分量的慢变化包络, 利用慢变化近似, 可得到 φ 满足以下傍轴方程^[16]:

$$\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + i \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{k_0}{2} n_e^3 r_{33} E_{sc} \varphi + \left(\Gamma_0 - \frac{i}{2} \Gamma \right) \frac{I_p}{I_p + I} \varphi + i \frac{\vartheta_0}{2} \varphi = 0, \quad (1)$$

其中, $k = n_e k_0$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 表示光波在自由空间的波长, n_e 表示光折变晶体非常光折射率, ϑ_0 表示晶体的吸收系数, r_{33} 是电光系数, Γ 和 Γ_0 分别为二波耦合的能量和相位耦合系数, 信号光光强 $I(x, z) = (n_e/2\eta_0) |\varphi(x, z)|^2$, 抽运光光强 $I_p = (n_e/2\eta_0) |\varphi_p|^2$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, 空间电荷场 E_{sc} 可以从描述光折变晶体光折变效应的速率方程、连续性方程、泊松方程和高斯定律中得到^[5,25]. 这里我们用参数 N_D^+ 和 N_D 分别表示电离和未电离施主密度, N_A 表示受主密度, n 表示电子密度, s_i 表示光电离截面, γ_{R} 表示载流子复合速率, μ 和 e 分别表示电子的迁移率和基本电荷, k_B 表示玻尔兹曼常量, T 表示绝对温度, ϵ_0 和 ϵ_r 分别表示

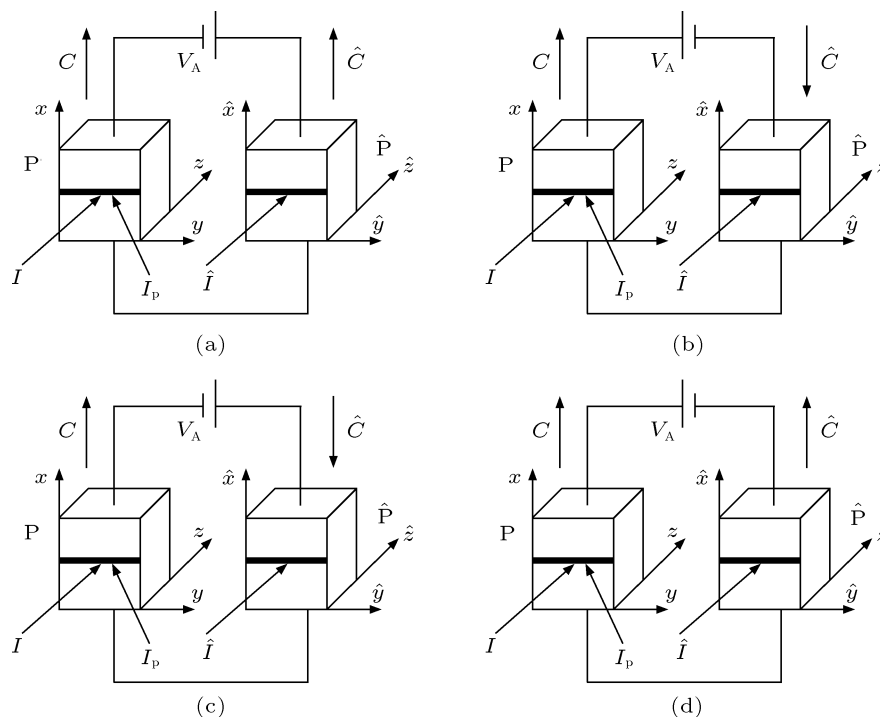


图 1 串联光折变晶体回路结构示意图 P 和 \hat{P} 分别表示两块晶体; C 和 \hat{C} 表示晶体的 c 轴, I 和 \hat{I} 表示一维明或暗类孤子激光束; I_p 表示抽运光; V_A 表示外加电源

自由空间和相对介电常数, J 表示电流密度, I_b 表示背景光光强. 我们所考虑的系统, $I_b = I_p + I_d$, 其中 I_d 表示暗辐射光强. 假设 $I_d \ll I_p$, 因此 $I_b \approx I_p$. 对于典型的光折变晶体, 一般来说, 近似条件 $N_D^+ \gg n$, $N_D \gg n$, $N_A \gg n$ 以及 $|(\varepsilon_0 \varepsilon_r / e N_A) (\partial E_{sc} / \partial x)| \ll 1$ 可以得到很好满足, 速率方程和泊松方程可简化为

$$N_D^+ \approx N_A, \quad (2)$$

$$n = s_i(N_D - N_A)(I + I_p) / (\gamma_R N_A). \quad (3)$$

当 $x \rightarrow \pm\infty$ 时, $I = I(x, z)$ 为常数, 即 $I(x \rightarrow \pm\infty, z) = I_\infty$. 在常数照明区域, 空间电荷场 E_{sc} 与 x 无关, 即 $E_{sc}(x \rightarrow \pm\infty, z) = E_0$, 其中 E_0 是外加电场. 因此, 用 n_∞ 来表示在 $x \rightarrow \pm\infty$ 区域的电子密度, 可以得到

$$n_\infty = s_i(N_D - N_A)(I_\infty + I_p) / (\gamma_R N_A). \quad (4)$$

另一方面, 光折变晶体中的光感应电流 $J = e\mu n E_{sc} + k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial x}$, $x \rightarrow \pm\infty$ 区域的电流密度为 J_∞ , 由连续性方程 $J_\infty = J(x \rightarrow \pm\infty, z)$ 可表示为

$$J_\infty = e\mu n_\infty E_0. \quad (5)$$

对于晶体 \hat{P} , 在慢变化近似下, 电场分量的慢变化包络 $\hat{\varphi}$ 满足以下傍轴方程^[2]:

$$\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \hat{\varphi}}{\partial x^2} + i \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial z} - \frac{\hat{k}_0}{2} (\hat{n}_e^3 \hat{r}_{33} \hat{E}_{sc}) \hat{\varphi} = 0. \quad (6)$$

我们同样可以得到

$$\hat{n}_\infty = \hat{s}_i(\hat{N}_D - \hat{N}_A)(\hat{I}_\infty + \hat{I}_d) / (\hat{\gamma}_R \hat{N}_A), \quad (7)$$

$$\hat{J}_\infty = e\hat{\mu}\hat{n}_\infty\hat{E}_0. \quad (8)$$

假设 V_A 表示外加电压, V 和 \hat{V} 分别表示晶体 P 和 \hat{P} 的极间电势差, W 和 \hat{W} 分别表示晶体 P 和 \hat{P} 的极间距, S 和 \hat{S} 分别表示晶体电极的面积, 则在电路中有 $V_A = V + \hat{V}$ 以及 $SJ = \hat{S}\hat{J}$. 当光束的横向尺寸 Δx 远远小于晶体宽度 W 时, E_0 可近似表示为 $E_0 = V/W$ ^[2]. 对于晶体 \hat{P} , 同理可得 $\hat{E}_0 = \hat{V}/\hat{W}$. 由此可得

$$V_A = WE_0 + \hat{W}\hat{E}_0. \quad (9)$$

J 在晶体内是一个常数, 也就是说 $J(x, z) = J_\infty$. 对于晶体 \hat{P} , 同样有 $\hat{J}(x, z) = \hat{J}_\infty$, 因此可得

$$S\mu n_\infty E_0 = \hat{S}\hat{\mu}\hat{n}_\infty\hat{E}_0. \quad (10)$$

由 (9) 和 (10) 式可得

$$E_0 = \hat{\Omega}E_A, \quad (11)$$

$$\hat{E}_0 = \Omega\hat{E}_A, \quad (12)$$

$$\hat{\Omega} = \frac{\hat{\delta}(\hat{I}_\infty + \hat{I}_d)}{[\delta(I_\infty + I_p) + \hat{\delta}(\hat{I}_\infty + \hat{I}_d)]}, \quad (13)$$

$$\Omega = \frac{\delta(I_\infty + I_p)}{[\delta(I_\infty + I_p) + \hat{\delta}(\hat{I}_\infty + \hat{I}_d)]}. \quad (14)$$

其中, $\delta = S\mu s_i(N_D - N_A)/(r_R N_A W)$, $E_A = V_A/W$, $\hat{\delta} = \hat{S}\hat{\mu}\hat{s}_i(\hat{N}_D - \hat{N}_A)/(\hat{r}_R \hat{N}_A \hat{W})$, 以及 $\hat{E}_A = V_A/\hat{W}$. Ω 和 $\hat{\Omega}$ 分别为外加电压在晶体上的耦合系数且有 $\Omega + \hat{\Omega} = 1$. 晶体 P 和 \hat{P} 上的外加电场通过参数 Ω 和 $\hat{\Omega}$ 相互耦合, 改变任一晶体中的入射光光强都会影响耦合参数, 从而改变其自身及另一晶体上的外加电场.

在 $I(x, z)$ 随 x 变化的区域, 有 $J = e\mu n \left(E_{sc} + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial \ln n}{\partial x} \right)$, 又由 $J(x, z) = J_\infty$ 以及 (5) 式有

$$n \left(E_{sc} + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial \ln n}{\partial x} \right) = n_\infty E_0. \quad (15)$$

由 (15) 式可得, 空间电荷场在忽略扩散效应的情形下可表示为

$$E_{sc} = E_0 \frac{I_\infty + I_p}{I + I_p}. \quad (16)$$

对于晶体 \hat{P} 可以得到相同的结果

$$\hat{E}_{sc} = \hat{E}_0 \frac{\hat{I}_\infty + \hat{I}_d}{\hat{I} + \hat{I}_d}. \quad (17)$$

将 (16) 和 (17) 式分别代入 (1) 和 (6) 式中就可以建立两块晶体中的光波演化方程. 利用坐标和变量代换 $\xi = z/(kx_0^2)$, $\hat{\xi} = \hat{z}/(\hat{k}\hat{x}_0^2)$, $s = x/x_0$, $\hat{s} = \hat{x}/\hat{x}_0$, 其中 x_0 表示任一空间宽度以及 $\varphi = (2\eta_0 I_p / n_e)^{1/2} U$, $\hat{\varphi} = (2\eta_0 \hat{I}_d / \hat{n}_e)^{1/2} \hat{U}$ 简化后可以得到两个归一化的演化方程

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - [\beta(1 + \rho) - g_0 + ig] \frac{U}{1 + |U|^2} + i\vartheta U = 0, \quad (18)$$

$$i\hat{U}_\xi + \frac{1}{2}\hat{U}_{\hat{s}\hat{s}} - [\hat{\beta}(\hat{\rho} + 1)] \frac{\hat{U}}{1 + |\hat{U}|^2} = 0. \quad (19)$$

其中, $\rho = I_\infty/I_p$, $g_0 = kx_0^2 \Gamma_0$, $g = kx_0^2 \Gamma/2$, $\beta = \chi r_{33} E_0$, $\chi = (k_0 x_0)^2 (n_e^4/2)$, $\vartheta = kx_0^2 \vartheta_0/2$ 以

及 $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_d$, $\hat{\beta} = \hat{\chi}\hat{E}_0$, $\hat{\chi} = (\hat{k}_0\hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4\hat{r}_{33}/2)$. 由光折变理论^[27], 可以得到 g 和 g_0 的表达式分别为 $g = [\chi r_{\text{eff}} E_s (E_0^2 + E_d E_{\text{ds}})]/(E_{\text{ds}}^2 + E_0^2)$ 和 $g_0 = (\chi r_{\text{eff}} E_0 E_s^2)/(E_{\text{ds}}^2 + E_0^2)$, 其中 $E_s = \frac{eN_A\lambda_0}{(4\pi\epsilon_0\epsilon_r \sin\theta)}$ 为饱和场, $E_d = 4\pi k_B T \sin\theta/(\lambda_0 e)$ 为扩散场且 $E_{\text{ds}} = E_d + E_s$.

考虑晶体P中的信号光在小信号近似下的情况, 即 $|U|^2 = I/I_p \ll 1$, 则 $(1 + |U|^2)^{-1} \approx 1 - |U|^2$, (18) 式可改写为

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{\text{ss}} - [P_d + iG]U + [P_d + ig]U|U|^2 = 0, \quad (20)$$

其中, $G = g - \vartheta$, $P_d = (1 + \rho)\beta - g_0$. 虽然这两个演化方程 (19) 式、(20) 式和单块晶体中形成的孤子演化方程具有完全相同的形式^[2,16], 但它们通过参数 Ω 和 $\hat{\Omega}$ 相互耦合, 由 (13) 式和 (14) 式可以看出耦合参数 Ω 和 $\hat{\Omega}$ 取决于晶体 P 和 \hat{P} 中的光强 I_∞ , \hat{I}_∞ , I_p 和 \hat{I}_d , 也就是说改变任一晶体中的入射光光强都会改变耦合参数, 从而改变两个晶体上的外加电场, 因此改变任一晶体中入射光光强不仅会影响其自身形成的孤子特性, 还会影响另一晶体中形成的孤子特性.

3 孤子对类型

我们利用和单块晶体中求解孤子相同的办法, 可以从两个演化方程中分别解得全息屏蔽明、暗孤子解以及哈密顿屏蔽明、暗孤子解. 如果两块晶体中形成的都是暗孤子, 则在回路中就形成全息 - 哈密顿暗-暗孤子对, 两块晶体中的暗孤子解分别为^[16]

$$U = D \tanh(Hs) \exp\{id \ln[\cosh(Hs)]\} \times \exp(-i\sigma\xi), \quad (21)$$

$$[-2\hat{\beta}]^{1/2} \hat{s} = \pm \int_{\hat{y}(\hat{s})}^0 dy' \left[(y'^2 - 1) - \frac{1 + \hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln\left(\frac{1 + \hat{\rho}y'^2}{1 + \hat{\rho}}\right) \right]^{-1/2}. \quad (22)$$

(21) 式中 $D = (G/g)^{1/2}$, $H = [2G/(3d)]^{1/2}$, $d = [3P_d + (9P_d^2 + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$, $\sigma = 2G/(3d) + P_d$. (21) 式中 $\hat{y}(\hat{s})$ 是一个归一化实函数, $0 \leq \hat{y}(\hat{s}) \leq 1$, $\hat{U} = \hat{\rho}^{1/2}\hat{y}(\hat{s}) \exp(i\hat{\nu}\hat{\xi})$, $\hat{\nu} = -\hat{\beta}$ 表示光波传播常数的空间移动. 可以看出若要在两块晶体中均能形成暗

孤子, 必须满足 $\beta < 0$ 即 $\hat{E}_A < 0$, 这可以通过调整晶体 \hat{P} 的光轴 \hat{C} 的方向和外加电场的极性来实现.

对于明 - 暗孤子对, 这里我们假设晶体 P 中形成全息屏蔽明孤子, 晶体 \hat{P} 中形成哈密顿屏蔽暗孤子, 可得 $I_\infty = 0$, $\rho = I_\infty/I_p = 0$. 明 - 暗孤子对的解为

$$U = F \operatorname{sech}(Bs) \exp\{ib \ln[\operatorname{sech}(Bs)]\} \times \exp(-iv\xi). \quad (23)$$

$$[-2\hat{\beta}]^{1/2} \hat{s} = \pm \int_{\hat{y}(\hat{s})}^0 dy' \left[(y'^2 - 1) - \frac{1 + \hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln\left(\frac{1 + \hat{\rho}y'^2}{1 + \hat{\rho}}\right) \right]^{-1/2}. \quad (24)$$

(23) 式中 $F = [3G/(2g)]^{1/2}$, $B = (G/b)^{1/2}$, $b = [-3P_b + (9P_b^2 + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$, $\nu = (b^2 - 1)G/(2b) + P_b$, $P_b = \beta - g_0$. 可以看出回路中形成明 - 暗孤子对的条件和暗 - 暗孤子对相同, 即要求 $\hat{E}_A < 0$.

对于暗 - 明孤子对, 这里我们假设晶体 P 中形成全息屏蔽暗孤子, 晶体 \hat{P} 中形成哈密顿屏蔽明孤子, 可得 $\hat{\rho} = 0$, 其解为

$$U = D \tanh(Hs) \exp\{id \ln[\cosh(Hs)]\} \times \exp(-i\sigma\xi), \quad (25)$$

$$[2\hat{\beta}]^{1/2} \hat{s} = \pm \int_{\hat{y}(\hat{s})}^1 \hat{r}^{1/2} dy' \left[\ln(\hat{r}y'^2 + 1) - y'^2 \ln(1 + \hat{r}) \right]^{-1/2}. \quad (26)$$

(26) 式中 $\hat{y}(\hat{s})$ 是一个归一化实函数, $0 \leq \hat{y}(\hat{s}) \leq 1$, $\hat{U} = \hat{r}^{1/2}\hat{y}(\hat{s}) \exp(i\hat{\nu}\hat{\xi})$, $\hat{r} = \hat{I}_0/\hat{I}_d = \hat{I}(0,0)/\hat{I}_d$, $\hat{\nu} = -(\hat{\beta}/\hat{r}) \ln(1 + \hat{r})$. 可以看出若要在回路中形成暗 - 明孤子对, 必须满足 $\beta < 0$ 即 $\hat{E}_A > 0$, 这同样可以通过调整晶体 \hat{P} 的光轴 \hat{C} 的方向和外加电场的极性来实现.

对于明 - 明孤子对, 即在两块晶体中都能够形成明孤子, 其表达式为

$$U = F \operatorname{sech}(Bs) \exp\{ib \ln[\operatorname{sech}(Bs)]\} \times \exp(-iv\xi), \quad (27)$$

$$[2\hat{\beta}]^{1/2} \hat{s} = \pm \int_{\hat{y}(\hat{s})}^1 \hat{r}^{1/2} dy' \left[\ln(\hat{r}y'^2 + 1) - y'^2 \ln(1 + \hat{r}) \right]^{-1/2}. \quad (28)$$

可以看出回路中形成明 - 明孤子对的条件和暗 - 明孤子对相同, 即要求 $\hat{E}_A > 0$.

4 独立空间全息 - 哈密顿孤子对之间的相互影响

在串联的光折变晶体回路中, 两块晶体通过导线相连, 当光束照射到晶体上时, 光感应电流会从一个晶体流入另一个晶体, 且电流会随着入射光强度的变化而变化, 因此改变任一晶体上的入射光强度不仅会影响其自身形成的孤子特性, 还会影响到另一晶体中形成的孤子. 这种相互作用是非接触式的. 本节中我们讨论在不同类型的独立空间孤子对中, 改变任一晶体中入射光的入射强度对另一晶体中孤子光束特性的影响.

设两块晶体均为 SBN (strontium barium niobate) 晶体, 为简单起见令晶体参数 $\gamma_{33} = \hat{\gamma}_{33} = 220 \text{ pm/V}$, $n_e = \hat{n}_e = 2.33$, $n_o = 2.36$, $\epsilon_r = 880$, $\vartheta_0 = 0.27 \text{ cm}^{-1}$, $N_A = 1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\theta = 2^\circ$, $\phi = 87^\circ$, $W = \hat{W} = 1 \text{ cm}$, $S = \hat{S}$, $\delta = \hat{\delta}$, $I_p = m\hat{I}_d$ 以及 $r_{\text{eff}} = (n_e/n_o)^3 r_{33} \cos\theta \cos(\theta/2) \cos\phi$. 入射光束在自由空间的波长取为 $\lambda_0 = \hat{\lambda}_0 = 0.5 \mu\text{m}$, 空间坐标归一化时所取的空间宽度为 $x_0 = \hat{x}_0 = 25 \mu\text{m}$, 外加的偏置电压为 $V_A = 100 \text{ V}$.

首先讨论暗 - 暗孤子对情况. 在图 1(a) 所示的回路结构中, $E_A = -10^4 \text{ V/m}$, $\hat{E}_A = -10^4 \text{ V/m}$. 令 $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_d = 1$, $\rho = I_\infty/I_p = 0.03$, $m = 10$, 则有 $\Omega = 1.03/1.23$, $\hat{\Omega} = 2/12.3$, $\hat{\beta} = -2.6795$, $D = 0.5639$, $d = 0.4297$, $H = 0.4228$. 将这些参数代入到暗 - 暗孤子对的解中, 即 (21) 式和 (22) 式中可以得到全息屏蔽暗孤子和哈密顿屏蔽暗孤子的归一化强度包络, 如图 2 中曲线 (1) 所示. 改变晶体 \hat{P} 中入射的类暗孤子光束的入射强度, 使光束振幅由 $\hat{\rho} = 1$ 增加至 $\hat{\rho} = 50$, 同时保持其他参数不变, 可得 $\Omega = 1.03/6.13$, $\hat{\Omega} = 51/61.3$, $\hat{\beta} = -0.5376$, $D = 0.5645$, $d = 0.0922$, $H = 0.9140$, 相应的两暗孤子归一化强度包络如图 2 中曲线 (2) 所示. 可见改变晶体 \hat{P} 中入射光束的强度后, 不仅自身形成的哈密顿屏蔽暗孤子发生了变化, 另一晶体中所能够形成的全息屏蔽暗孤子也受到了影响. 反过来, 改变入射在晶体 P 上的抽运光的光束强度使抽运光与暗辐射光强的比值 m 由 10 增加至 50, 同时保持其他参数不变, 可得 $\Omega = 1.03/1.07$, $\hat{\Omega} = 2/53.5$, $\hat{\beta} = -3.0801$, $D = 0.5639$, $d = 1.0096$, $H = 0.2758$, 两暗孤子的归一化强度包络如图 2 曲线 (3) 所示, 可见改变抽运光光强时与哈密顿屏蔽暗孤子特性相关的参数 $\hat{\beta}$ 由 -2.6795 改变为 -3.0801 , 但是变化太小, 不影响哈密顿暗孤子的归一化包络, 也就

是说改变抽运光光强只能够影响到自身形成的全息屏蔽暗孤子特性, 而不能影响到另一晶体中形成的哈密顿屏蔽暗孤子.

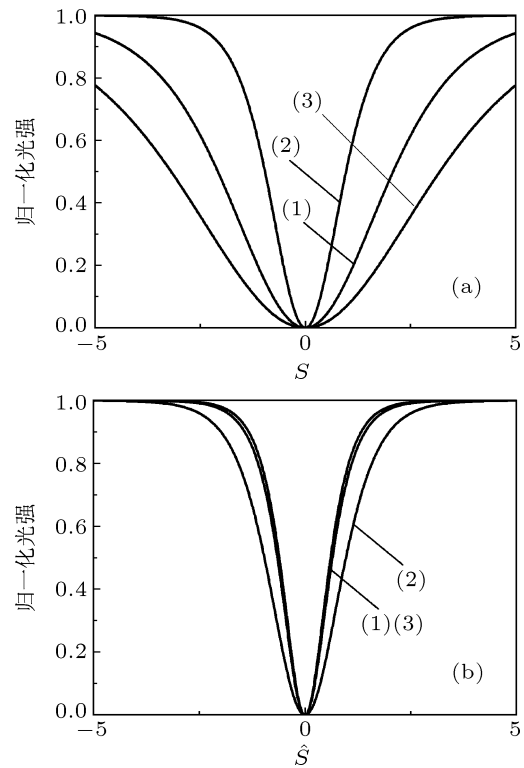


图 2 暗 - 暗孤子对归一化强度包络 (a) 晶体 P 中形成的全息屏蔽暗孤子; (b) 晶体 \hat{P} 中形成的哈密顿屏蔽暗孤子

对于明 - 暗孤子对, 我们根据图 1(b) 中所示的回路结构来进行讨论, 此时 $E_A = 10^4 \text{ V/m}$, $\hat{E}_A = -10^4 \text{ V/m}$. 晶体 P 中形成的是明孤子, 所以有 $\rho = I_\infty/I_p = 0$. 令 $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty/\hat{I}_d = 1$, $m = 10$, 可得 $\Omega = 10/12$, $\hat{\Omega} = 1/6$, $\hat{\beta} = -2.6665$, $F = 0.6907$, $b = 0.4320$, $B = 0.5164$, 代入到明 - 暗孤子解, 即 (23) 和 (24) 式中得到的全息屏蔽明孤子和哈密顿屏蔽暗孤子的归一化强度包络如图 3 中曲线 (1) 所示. 改变晶体 \hat{P} 中入射的类暗孤子光束的入射强度, 使光束振幅由 $\hat{\rho} = 1$ 增加至 $\hat{\rho} = 50$, 同时保持其他参数不变, 可得 $\Omega = 10/61$, $\hat{\Omega} = 51/61$, $\hat{\beta} = -0.5245$, $F = 0.6914$, $b = 0.0946$, $B = 1.1050$. 此参数下明 - 暗孤子对的归一化强度包络如图 3 中曲线 (2) 所示, 可见改变晶体 \hat{P} 入射类暗孤子光束强度不仅使在其中形成的哈密顿屏蔽暗孤子形状发生变化, 而且在晶体 P 中形成的全息屏蔽明孤子也发生了变化. 反过来, 改变入射在晶体 P 上的抽运光的光束强度使抽运光与暗辐射光强的比值 m 由 10 增加至 50, 同时保持其他参数不变, 可得 $\Omega = 25/26$, $\hat{\Omega} = 1/26$, $\hat{\beta} = -3.0767$,

$F = 0.6906, b = 1.0105, B = 0.3376$. 相应的明 - 暗孤子对的归一化强度包络如图 3 中曲线 (3) 所示. 可以看出, 改变抽运光光强时与哈密顿屏蔽暗孤子特性相关的参数 $\hat{\beta}$ 由 -2.6665 改变为 -3.0767 , 但是变化太小, 不影响哈密顿暗孤子的归一化包络, 也就是说改变抽运光光强只能够影响到自身形成的全息屏蔽明孤子特性, 而不能影响到另一晶体中形成的哈密顿屏蔽暗孤子.

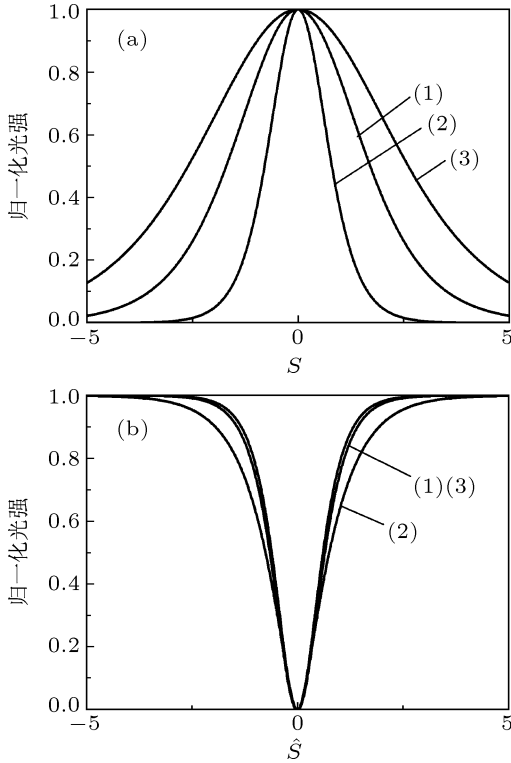


图 3 明 - 暗孤子对归一化强度包络 (a) 晶体 P 中形成的全息屏蔽明孤子; (b) 晶体 \hat{P} 中形成的哈密顿屏蔽暗孤子

对于暗 - 明孤子对, 考虑图 1(c) 中所示的回路结构, 此时 $E_A = -10^4 \text{ V/m}, \hat{E}_A = 10^4 \text{ V/m}$. 因为晶体 \hat{P} 中形成的是明孤子, 所以有 $\hat{\rho} = \hat{I}_\infty / \hat{I}_P = 0$. 令 $\hat{r} = \hat{I}_0 / \hat{I}_d = 1, \rho = I_\infty / I_P = 0.03, m = 10$, 则有 $\Omega = 10.3/11.3, \hat{\Omega} = 1/11.3, \hat{\beta} = 2.9166, D = 0.5639, d = 0.6729, H = 0.3378$, 代入到暗 - 明孤子解, 即 (25) 和 (26) 式中得到的全息屏蔽暗孤子和哈密顿屏蔽明孤子的归一化强度包络如图 4 中曲线 (1) 所示. 改变晶体 \hat{P} 中入射的类明孤子光束的入射强度, 使光束振幅由 $\hat{r} = 1$ 增加至 $\hat{r} = 50$, 同时保持其他参数不变, 计算发现耦合系数也保持不变, 相应的明 - 暗孤子对的归一化强度包络如图 4 中曲线 (2) 所示. 可见改变晶体 \hat{P} 中入射的类明孤子光束强度只能使在其中形成的哈密顿屏蔽明孤子形状发生变化, 在晶体 P 中形成的

全息屏蔽暗孤子不受影响. 反过来, 改变入射在晶体 P 上的抽运光的光束强度使抽运光与暗辐射光强的比值 m 由 10 增加至 50, 同时保持其他参数不变, 可得 $\Omega = 10.3/10.5, \hat{\Omega} = 1/52.5, \hat{\beta} = 3.1388, D = 0.5639, d = 1.1882, H = 0.2542$, 此参数下暗 - 明孤子对的归一化强度包络如图 4 中曲线 (3) 所示. 可以看出改变抽运光光强时与哈密顿屏蔽明孤子特性相关的参数 $\hat{\beta}$ 由 2.9166 改变为 3.1388, 但是变化太小, 不影响哈密顿明孤子的归一化包络, 也就是说改变抽运光光强时只能够影响到自身形成的全息屏蔽暗孤子特性, 而不能影响到另一晶体中形成的哈密顿屏蔽明孤子.

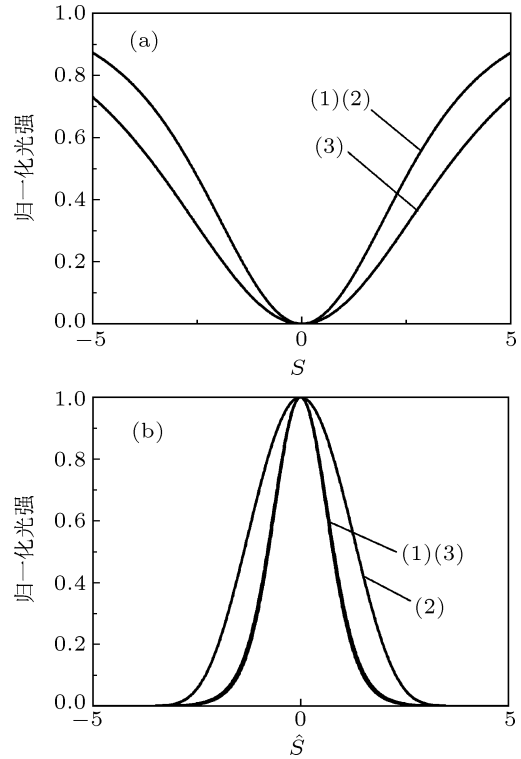


图 4 暗 - 明孤子对归一化强度包络 (a) 晶体 P 中形成的全息屏蔽暗孤子; (b) 晶体 \hat{P} 中形成的哈密顿屏蔽明孤子

对于明 - 明孤子对, 我们根据图 1(d) 中所示的回路结构来进行讨论, 此时 $E_A = 10^4 \text{ V/m}, \hat{E}_A = 10^4 \text{ V/m}$. 因为两个晶体中形成的都是明孤子, 所以有 $I_\infty = \hat{I}_\infty = 0$, 即 $\rho = \hat{\rho} = 0$. 令 $\hat{r} = \hat{I}_0 / \hat{I}_d = 1, m = 10$, 则有 $\Omega = 10/11, \hat{\Omega} = 1/11, \hat{\beta} = 2.9089, F = 0.6906, b = 0.6747, B = 0.4132$, 代入到明 - 明孤子解, 即 (27) 和 (28) 式中得到的全息屏蔽明孤子和哈密顿屏蔽明孤子的归一化强度包络如图 5 中曲线 (1) 所示. 改变晶体 \hat{P} 中入射的类明孤子光束的入射强度, 使光束振幅由 $\hat{r} = 1$ 增加至 $\hat{r} = 50$, 同时保持其他参数不变, 计算发现耦合系数也保持不变, 相应的明 - 暗孤子对

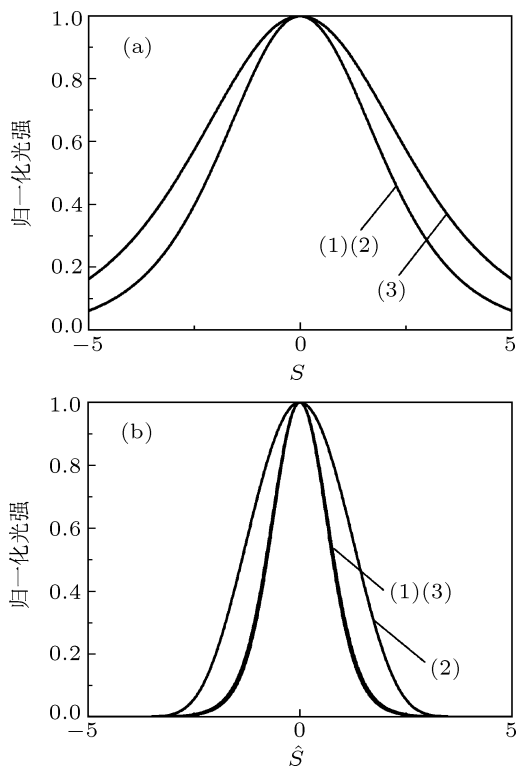


图5 明-明孤子对归一化强度包络 (a) 晶体P中形成的全息屏蔽明孤子; (b) 晶体 \hat{P} 中形成的哈密顿屏蔽明孤子

的归一化强度包络如图5中曲线(2)所示. 可见改变晶体 \hat{P} 中入射的类明孤子光束强度只能使在其中形成的哈密顿屏蔽明孤子形状发生变化, 在晶体P中形成的全息屏蔽明孤子不受影响. 反过来, 改变入射在晶体P上的抽运光的光束强度使抽运光与暗辐射光强的比值 m 由10增加至50, 同时保持其他参数不变, 可得 $\Omega = 50/51$, $\hat{\Omega} = 1/51$, $\hat{\beta} = 3.1370$, $F = 0.6906$, $b = 1.1887$, $B = 0.3113$, 此参数下暗-明孤子对的归一化强度包络如图5中曲线(3)所示. 可以看出改变抽运光光强时与哈密顿屏蔽明孤子特性相关的参数 $\hat{\beta}$ 由2.9089改变

为3.1370, 但是变化太小, 不影响哈密顿明孤子的归一化包络, 也就是说改变抽运光光强时只能影响到自身形成的全息屏蔽明孤子特性, 而不能影响到另一晶体中形成的哈密顿屏蔽明孤子.

5 结论

本文中, 我们用两块光折变晶体和一个外加电源组成闭合回路, 并在晶体垂直于光轴的两端面镀上电极, 在一维情况下经过理论分析和数值计算得到如下结论: 在适当的条件下, 该回路中的两块晶体中能够分别形成全息屏蔽孤子和哈密顿屏蔽孤子, 称之为独立空间全息-哈密顿屏蔽孤子对, 共有明-明、暗-暗、明-暗(全息屏蔽明孤子-哈密顿屏蔽暗孤子)以及暗-明(全息屏蔽暗孤子-哈密顿屏蔽明孤子)四种类型. 因为两块晶体通过导线相连, 光感应电流会从一块晶体中流入另一块晶体中, 形成这种孤子对的两个孤子之间可以通过光感应电流发生相互作用, 因此任一晶体中的孤子特性由两块晶体的参数共同决定. 当入射光束的空间展宽尺寸远小于晶体宽度时, 通过回路连接, 哈密顿屏蔽暗孤子能够产生很强的光感应电流, 从而改变另一晶体中全息屏蔽孤子的特性, 而哈密顿屏蔽明孤子产生的光感应电流很弱, 不能影响到全息屏蔽孤子; 另一方面, 入射到晶体上的抽运光光强对光感应电流的影响很小, 改变抽运光光强时反映哈密顿屏蔽孤子特性的参数 $\hat{\beta}$ 变化很小, 这种变化不能改变孤子的归一化包络, 所以全息屏蔽孤子不能影响哈密顿屏蔽孤子. 孤子对之间作用的单向不可逆性在光器件的设计中有广阔的应用前景, 如可以用在单向光耦合器的设计上.

[1] Castillo M D I, Aguilar P A M, Sanchez-Mondragon J J, Stepanov S 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 408
 [2] Christodoulides D N, Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
 [3] Segev M, Valley G C, Crosignani B, Porto P D, Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
 [4] Shih M F, Segev M, Valley G C, Salamo G, Crosignani B, Porto P D 1995 *Electron. Lett.* **31** 826
 [5] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, Taya M, Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am.* **14** 1772
 [6] She W L, Lee K, Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
 [7] Taya M, Bashaw M, Fejer M M, Segev M, Valley G C 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3095

[8] Valley G C, Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fejer M M, Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
 [9] Fazio E, Renzi F, Rinaldi R, Bertolotti M, Chauvet M, Ramadan W, Petris A, Vlad V I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2193
 [10] Liu J S, Hao Z H 2002 *Chin. Phys.* **11** 254
 [11] Cohen O, Carmon T, Segev M 2002 *Opt. Lett.* **27** 2031
 [12] Liu J S 2003 *Opt. Lett.* **28** 2237
 [13] Liu J S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3014 (in Chinese) [刘劲松 2004 物理学报 **53** 3014]
 [14] Liu J S, Zhang H L, Zhang G Y, Wang C 2006 *Chin. Phys.* **15** 394
 [15] Liu J S, Du Z M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2739 (in Chinese) [刘劲松, 杜泽明 2005 物理学报 **54** 2739]
 [16] Liu J S 2003 *Phys. Rev. E* **68** 026607

- [17] Chen Z, Segev M, Coskun T H, Christodoulides D N, Kivshar Y S 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3066
- [18] Chen Z G, Mitchell M, Shih M, Segev M, Garrett M H, Valler G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 629
- [19] Christodoulides D N, Singh S R, Carvalho M I 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1763
- [20] Kos K, Meng H X, Salamo G, Shih M, Segev M, Valley G C 1996 *Phys. Rev. E* **53** R4330
- [21] Chen Z, Acks M, Ostrovskaya E A, Kivshar Y S 2000 *Opt. Lett.* **25** 417
- [22] Krolikowski W, Holmstrom S A 1997 *Opt. Lett.* **22** 369
- [23] Mamaev A V, Saffman M, Zozulya A A 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 2079
- [24] Shih M, Segev M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1538
- [25] Liu J S 2002 *Phys. Lett. A* **300** 213
- [26] Liu J S, Hao Z H 2003 *Chin. Phys.* **12** 1124
- [27] Yeh P 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 484

Separate holographic-Hamiltonian screening soliton pairs in a biased series photorefractive crystal circuit*

Wang Sheng-Lie¹⁾ Cai Xin¹⁾²⁾ Liu Jin-Song^{1)†}

1) (Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, School of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

2) (School of Science, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China)

(Received 31 May 2011; revised manuscript received 17 June 2011)

Abstract

Separate holographic-Hamiltonian screening soliton pairs are predicted in a biased series photorefractive crystal circuit consisting of two photorefractive crystals connected electronically by electrode leads in a chain with a voltage source. The existence of four types of the separate soliton pairs: dark-dark, bright-dark, dark-bright and bright-bright, in such a circuit is proved. Under the limit that the spatial extent of the optical wave is much less than the width of the crystal, the Hamiltonian dark soliton can affect the other soliton by the light-induced current whereas the Hamiltonian bright soliton and holographic soliton cannot affect the other soliton in the soliton pair.

Keywords: photorefractive nonlinear optics, hamiltonian screening soliton, holographic screening soliton, soliton pairs

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Hw, 42.65.Tg

* Project supported by the National Natural Science Foundations of China (Grant Nos. 10174025, 10574051).

† E-mail: jsliu4508@vip.sina.com