

利用声子辅助跃迁调控半导体量子点电磁感应透明的光存储

黎方名¹, 王登龙¹, 余彦超², 丁建文¹, 肖思国¹

¹湘潭大学物理与光电工程学院, 湖南 湘潭 411105;

²铜仁学院物理与电子工程学院, 贵州 铜仁 554300

摘要 基于当前的实验条件,在半导体量子点中考虑声子辅助跃迁效应去构建环形四能级半导体量子点电磁感应透明介质模型。利用多重尺度法解析地研究了其中的时间光孤子的动力学行为。结果发现,可以通过调整声子辅助跃迁强度来控制时间光孤子的幅度、宽度和群速度等动力学性质。时间光孤子的群速度远小于光速,且随着声子辅助跃迁强度的增加,孤子的群速度不断减小,以至于可能缓变接近于零从而出现停滞现象。光停滞有利于将光存储于量子器件内,这为半导体量子器件实现光存储提供一定的参考价值。

关键词 量子光学; 声子辅助跃迁; 电磁感应透明; 时间光孤子; 半导体量子点

中图分类号 O431.2 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP54.082701

Controlling Optical Storage in Semiconductor Quantum Dot Electromagnetically Induced Transparency by Phonon-Assisted Transition

Li Fangming¹, Wang Denglong¹, She Yanchao², Ding Jianwen¹, Xiao Siguo¹

¹School of Physics and Optoelectronics, Xiangtan University, Xiangtan, Hunan 411105, China;

²College of Physics and Electronic Engineering, Tongren University, Tongren, Guizhou 554300, China

Abstract Based on the current experimental conditions, a model of annular four-level semiconductor quantum dot electromagnetically induced transparency medium is constructed by considering the phonon-assisted transition effect in semiconductor quantum dot. Dynamical behaviors of the temporal optical soliton in this system is analytically studied by using multiple-scale method. The results show that dynamical properties such as amplitude, width and group velocity of the temporal optical soliton can be controlled by adjusting the strength of the phonon-assisted transition. The group velocity of the temporal optical soliton is much smaller than the velocity of light. And when the strength of the phonon-assisted transition increases, the group velocity of the soliton decreases continuously. So, the group velocity may slowly close to zero that it appears stagnation. The optical stagnation is helpful for light storing in quantum devices. It provides some reference values to realize optical storage in the semiconductor quantum devices.

Key words quantum optics; phonon-assisted transition; electromagnetically induced transparency; temporal optical soliton; semiconductor quantum dot

OCIS codes 270.5530; 190.5530; 230.5590

收稿日期: 2017-03-20; 收到修改稿日期: 2017-03-31

基金项目: 国家自然科学基金(51372214, 11374252, 11474245)、贵州省教育厅自然科学研究项目[KY(2015)384, KY(2015)446]

作者简介: 黎方名(1991—),女,硕士研究生,主要从事半导体量子点电磁感应透明介质中的非线性光学性质方面的研究。

E-mail: fmlil23@xtu.edu.cn

导师简介: 王登龙(1966—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事量子局限材料电磁感应透明介质的非线性光学性质等方面的研究。E-mail: dlwang@xtu.edu.cn (通信联系人)

1 引言

光子作为信息载体具有传播速度快、信息量大等优势,因而被用于量子信息技术的光存储,为具体实际应用提供了广阔的前景。基于量子相干和量子干涉效应的电磁感应透明(EIT)效应为人们操控光子提供了很好的途径。光在 EIT 介质中的传播有着许多有趣的特征,如介质对光的吸收被抑制、克尔非线性效应显著增强、光的群速度变慢等,从而成为研究非线性量子信息的最合适材料之一^[1-3]。随着暗态极化声子理论^[4]的出现,基于 EIT 的光存储得到大量的理论研究和实验报道^[5-10]。如 Liu C 等^[5]在钠冷原子 EIT 介质中实现光存储近 1 ms;随后,Phillips D F 等^[6]在热原子实验中实现光脉冲存储达 200 μ s。但因原子体系 EIT 介质的低温、稀薄,难以精确控制,在实际应用中存在一定的局限性。

随着半导体工艺的成熟,具有类似原子结构的半导体量子点 EIT 介质中的非线性光学和非线性量子信息的研究引起了人们极大的关注^[11-23]。除了光脉冲存储外,能远距离稳定传播的光孤子也得以被广泛应用。Hao X Y 等^[15]在环形四能级的半导体量子点中,通过相位调制抑制线性吸收及双光子吸收的同时实现大的交叉相位调制非线性效应;Yang W X 等^[19]研究四能级双激子-激子级联型半导体量子点中基于色散效应与非线性效应相平衡从而形成超慢光孤子对;罗婷婷等^[21]也研究了环形四能级半导体量子点中的矢量时间光孤子对其两矢量时间光孤子碰撞性质。对于半导体量子点等半导体固体材料而言,声子与量子点等介质之间的相互作用是不可避免的。Kuehn W 等^[24]在实验中成功地在半导体量子阱中观测到了声子辅助跃迁效应。此外,Luo X Q 等^[25]通过考虑声子辅助跃迁效应研究了 N 型四能级非对称半导体量子阱中的光孤子性质,发现光孤子的幅度随声子辅助跃迁强度的增加先增大后减小,光孤子群速度随声子辅助跃迁强度的增加而逐渐减小。类似地,半导体量子点 EIT 介质中也存在声子与量子点的相互作用^[26-27],She Y C 等^[28]发现声子辅助跃迁效应能调节环型四能级半导体量子点中的线性吸收和自相位及交叉相位等非线性效应,且对探测光的群速度有明显的调节作用。为此,本文建立了环形四能级半导体量子点 EIT 介质模型,分析声子辅助跃迁效应对半导体量子点 EIT 介质中的时间光孤子动力学行为的影响。结果发现,随着声子辅助跃迁效应的增加,孤子的幅度增大,孤子的宽度和群速度呈现单调递减的变化趋势;以至于随着声子辅助跃迁强度的进一步增大,孤子的群速度逐渐减小到零从而产生停滞现象,因而可利用半导体量子点制成量子器件实现光存储。

2 半导体量子点 EIT 介质模型

基于实验制备的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 半导体量子点可以通过利用分子束外延法生长出 15 个周期 17.5 nm 厚的 GaAs 层和 25 nm 厚的 Al_{0.3}Ga_{0.7}势垒^[29-30],其样品如图 1(a)所示^[12-13,15,19]。它对应的环形四能级半导体量子点结构如图 1(b)所示。图 1(b)中 $|0\rangle$ 为基态; $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 是由单激子态的精细结构所导致的两个正交偏振态; $|3\rangle$ 为双激子态。一般情况下,半导体量子点其精细结构可达数十倍的微电子伏,考虑电磁感应透明效应之后, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 能级间的精细结构能达到十几个毫电子伏^[12-13,15,19],而纵光学声子的能量在几个到几十个毫电子伏,因此可在能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间考虑声子辅助跃迁。探测光(半拉比频率为 Ω_p)、信号光(半拉比频率为 Ω_s)和两束控制光(半拉比频率为 Ω_a 和 Ω_b)分别耦合能级跃迁为 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 、 $|2\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 、 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 。系统的电场矢量 $\mathbf{E} = \sum_{l=p,s,a,b} \mathbf{e}_l \epsilon_l \exp[i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega_l t)] + \text{c.c.}$,其中 \mathbf{e}_l 是包络 ϵ_l 的极化单位矢量, \mathbf{k}_l ($l=p,s,a,b$) 是探测光 p、信号光 s 或控制光 a、b 的波矢,c.c.表示复共轭函数。基于旋转波近似和电偶极矩近似^[11-12,17,21,25,28,31-32],可得到体系相互作用绘景下的哈密顿量为(取 $\hbar = 1$)

$$H = \Delta_p |1\rangle\langle 1| + (\Delta_p + \Delta_a) |3\rangle\langle 3| + \Delta_s |2\rangle\langle 2| - (\Omega_p |1\rangle\langle 0| + \Omega_a |3\rangle\langle 1| + \Omega_b |3\rangle\langle 2| + \Omega_s |2\rangle\langle 0| + i\kappa |2\rangle\langle 1| + \text{h.c.}), \quad (1)$$

式中 $\Delta_p = \omega_{10} - \omega_p$ 、 $\Delta_s = \omega_{20} - \omega_s$ 和 $\Delta_a = \omega_{30} - \omega_{10} - \omega_a$ 分别表示探测光 p、信号光 s 和控制光 a 的失谐量,其中 $\omega_{p(s)}$ 表示探测光(信号光)中心角频率, $\omega_{a(b)}$ 表示控制光的中心角频率, ω_{j_0} ($j=1 \sim 3$) 为 $|j\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 能级之间的本征频率。系统各光角频率满足 $\omega_p + \omega_a = \omega_b + \omega_s$,则有 $\Delta_p + \Delta_a = \Delta_s + \Delta_b$, $\Delta_b = \omega_{30} - \omega_{20} - \omega_b$ 为控制光 b 单光子失谐,h.c.表示哈密顿量的复共轭。如前所述,由于考虑激子态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的声子辅助跃迁效应,对应上述哈密顿量表达式中含 κ 的项, κ 即表示声子与半导体量子点之间的相互作用强度。

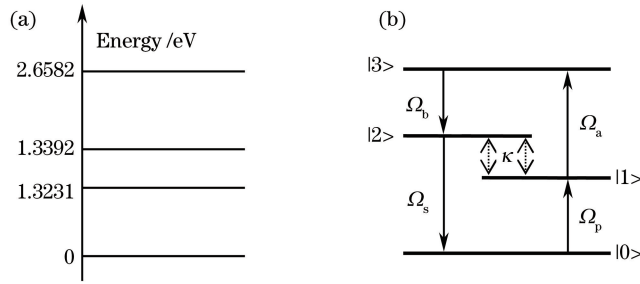


图 1 (a) GaAs/Al_xGa_{1-x}As 半导体单量子点样品能级示意图; (b) 半导体单量子点与光场相互作用时形成的环形四能级模型

Fig. 1 (a) Energy-level diagram of GaAs/Al_xGa_{1-x}As semiconductor single quantum dot sample;

(b) annular four-level model of semiconductor single quantum dot interacted with light field

随后,通过线性薛定谔方程 $i\partial|\psi\rangle/\partial t = H|\psi\rangle$ 可推导出概率幅度方程为

$$\frac{\partial A_0}{\partial t} = i\Omega_p^* A_1 + i\Omega_s^* A_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = -(i\Delta_p + \gamma_1) A_1 + i\Omega_p A_0 + i\Omega_a^* A_3 - \kappa A_2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = -(i\Delta_s + \gamma_2) A_2 + i\Omega_s A_0 + i\Omega_b^* A_3 - \kappa A_1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial t} = -(i\Delta_p + i\Delta_a + \gamma_3) A_3 + i\Omega_a A_1 + i\Omega_b A_2, \quad (5)$$

式中 A_j ($j = 0 \sim 3$) 表示能级 $|j\rangle$ 的粒子布居概率幅度, 应满足守恒关系 $\sum_{j=0}^3 |A_j|^2 = 1$; $\Omega_{p(s)} = E_{p(s)} \mu_{01(02)} / (2\hbar)$, $\Omega_{a(b)} = E_{a(b)} \mu_{31(32)} / (2\hbar)$ 。 E_p, E_s, E_a 和 E_b 分别表示探测光 p, 信号光 s, 耦合控制光 a 和 b 的振幅; μ_{ij} 表示能级 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 之间的跃迁偶极矩。 γ_j 表示能级 $|j\rangle$ 的衰减率, 其表达式为 $\gamma_j = \gamma_{j1} + \gamma_{jd}$, γ_{j1} 主要是由于低温下纵波光学声子发射产生, 而 γ_{jd} 主要由于电子与电子, 电子与声子散射以及表面粗糙所引起。 $\kappa = \sqrt{\gamma_{11}\gamma_{21}}$ 描述的是能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间纵光学声子驰豫的强度。

为研究光与半导体量子点的相互作用, 对探测光和信号光的描述可利用麦克斯韦方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (6)$$

式中 $\mathbf{P} = N_a [\mu_{01} A_1 A_0^* + \mu_{02} A_2 A_0^* + \mu_{13} A_3 A_1^* + \mu_{23} A_3 A_2^* + \text{c.c.}]$ 表示系统的电极化强度, N_a 和 ϵ_0 分别表示粒子数密度和真空介电常数, c 表示真空中的光速, \mathbf{E} 为光的电场矢量。基于慢变包络近似, (6) 式可简化为

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_p + \kappa_{01} A_0^* A_1 = 0, \quad (7)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_s + \kappa_{02} A_0^* A_2 = 0, \quad (8)$$

式中 $\kappa_{01} = N_a |\mu_{01}|^2 \omega_p / (2\hbar \epsilon_0 c)$, $\kappa_{02} = N_a |\mu_{02}|^2 \omega_s / (2\hbar \epsilon_0 c)$ 为传播系数。 (2)~(5) 式和 (7)~(8) 式组成了描述计及声子辅助跃迁效应下的探测光与四能级半导体量子点 EIT 介质的麦克斯韦-薛定谔方程组。

为了获得光在半导体量子点 EIT 介质中的传播行为, 就必须对 (2)~(5) 式和 (7)~(8) 式进行求解。但一般情况下很难得到其精确的孤子解, 为此, 引入多重尺度法^[11-12, 17, 21, 25, 28, 31-32] 来解析地研究体系探测光的非线性演化。

设 $A_0 = 1 + \sum_{l=2}^{\infty} \epsilon^l A_0^{(l)}$, $A_j = \sum_{l=1}^{\infty} \epsilon^l A_j^{(l)}$ ($j = 1 \sim 3$), $\Omega_{p,s} = \sum_{l=0}^{\infty} \epsilon^l \Omega_{p,s}^{(l)}$, ϵ 是与基态粒子布居数相关的特征小量。同时令 $A_j^{(l)}$, $\Omega_{p,s}^{(l)}$ 是多重尺度变量 $t_l = \epsilon^l t$ ($l = 0, 1$) 和 $z_l = \epsilon^l z$ ($l = 0 \sim 2$) 的函数, 将这些量代入 (2)~(5) 式和 (7)~(8) 式, 可得

$$i \frac{\partial A_1}{\partial t_0} + d_1 A_1^{(l)} + \Omega_p^{(l)} + \Omega_a^* A_3^{(l)} + i\kappa A_2^{(l)} = M^{(l)}, \quad (9)$$

$$i \frac{\partial A_2^{(l)}}{\partial t_0} + d_2 A_2^{(l)} + \Omega_s^{(l)} + \Omega_b^* A_3^{(l)} + i\kappa A_1^{(l)} = N^{(l)}, \quad (10)$$

$$i \frac{\partial A_3^{(l)}}{\partial t} + d_3 A_3^{(l)} + \Omega_a A_1^{(l)} + \Omega_b A_2^{(l)} = P^{(l)}, \quad (11)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_p^{(l)} + \kappa_{01} A_1^{(l)} = R^{(l)}, \quad (12)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_s^{(l)} + \kappa_{02} A_2^{(l)} = S^{(l)}, \quad (13)$$

式中 $M^{(l)}, N^{(l)}, P^{(l)}, R^{(l)}$ 和 $S^{(l)}$ 的表达式分别为 $M^{(1)} = N^{(1)} = P^{(1)} = R^{(1)} = S^{(1)} = 0, M^{(2)} = -i \frac{\partial A_1^{(1)}}{\partial t_1},$

$$N^{(2)} = -i \frac{\partial A_2^{(1)}}{\partial t_1}, P^{(2)} = -i \frac{\partial A_3^{(1)}}{\partial t_1}, R^{(2)} = -i \left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1} \right) \Omega_p^{(1)}, S^{(2)} = -i \left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1} \right) \Omega_s^{(1)},$$

$$M^{(3)} = -i \frac{\partial A_1^{(2)}}{\partial t_1} - \Omega_p^{(1)} A_0^{(2)}, N^{(3)} = -i \frac{\partial A_2^{(2)}}{\partial t_1} - \Omega_s^{(1)} A_0^{(2)}, P^{(3)} = -i \frac{\partial A_3^{(2)}}{\partial t_1},$$

$$R^{(3)} = - \left(i \frac{\partial \Omega_p^{(1)}}{\partial z_2} + i \frac{\partial \Omega_p^{(2)}}{\partial z_1} + \frac{1}{c} i \frac{\partial \Omega_p^{(2)}}{\partial t_1} + \kappa_{01} A_0^{(2)*} A_1^{(1)} \right),$$

$$S^{(3)} = - \left(i \frac{\partial \Omega_s^{(1)}}{\partial z_2} + i \frac{\partial \Omega_s^{(2)}}{\partial z_1} + \frac{1}{c} i \frac{\partial \Omega_s^{(2)}}{\partial t_1} + \kappa_{02} A_0^{(2)*} A_2^{(1)} \right), d_1 = i\gamma_1 - \Delta_p, d_2 = i\gamma_2 - \Delta_s \text{ 和 } d_3 = i\gamma_3 - \Delta_c, \text{ 其中}$$

$$\Delta_c = \Delta_p + \Delta_a.$$

随后,对方程进行逐级求解,当 $l=1$,并假设探测光 $\Omega_p^{(1)}$ 正比于 $\exp\{i[K(\omega)z_0 - \omega t_0]\}$,得到该系统的线性色散关系是

$$K^\pm = \frac{\omega}{c} + \frac{-(\kappa_{01} D_s + \kappa_{02} D_p) \pm \sqrt{(\kappa_{01} D_s + \kappa_{02} D_p)^2 + 4\kappa_{01}\kappa_{02}(\omega + d_3)D}}{2D}, \quad (14)$$

式中 $D = |\Omega_b|^2(\omega + d_1) + |\Omega_a|^2(\omega + d_2) - (\omega + d_1)(\omega + d_3)(\omega + d_2) - \kappa^2(\omega + d_3) - 2i\kappa\Omega_a\Omega_b, D_p = |\Omega_a|^2 - (\omega + d_1)(\omega + d_3), D_s = |\Omega_b|^2 - (\omega + d_2)(\omega + d_3)$ 。将 $K^\pm(\omega)$ 在探测光的中心角频率($\omega=0$)附近进行泰勒展开 $K^\pm(\omega) = K_0^\pm + K_1^\pm\omega + K_2^\pm\omega^2 + O(\omega^3)$,这里 $K_j^\pm = (1/j!) (\partial^j K^\pm / \partial \omega^j) |_{\omega=0}$ 给出了色散关系的不同阶数,其中 $\phi^\pm = \text{Re}(K_0^\pm)$ 表示单位长度相移量, $\alpha^\pm = \text{Im}(K_0^\pm)$ 表示线性吸收系数。根据文献[19,29-30,33-35],半导体量子点 EIT 介质中的各参数可选为: $\kappa_{01} = \kappa_{02} = 3.4 \times 10^2 \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^{-1}, \gamma_1 = \gamma_2 = 0.054 \text{ meV}, \gamma_3 = 3.5 \times 10^{-3} \gamma_1, \Delta_p = -3.1\gamma_1, \Delta_s = -12.0\gamma_1$ 和 $\Delta_c = -0.05\gamma_1$ 。图 2 所示为线性吸收系数 α^+ 和 α^- 两个分量随控制光 Ω_b 的变化情况。可以看出,吸收系数 α^+ 随着控制光 Ω_b 的增加而减小,且 α^+ 在 $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ 量级;而吸收系数 α^- 随着控制光 Ω_b 的增加而逐渐增加,且 α^- 在 $10^2 \mu\text{m}^{-1}$ 量级。显然, $\alpha^- \gg \alpha^+$,这说明 α^- 衰减得比 α^+ 更快,即在很短的传播距离范围内 K^- 可以忽略不计。从而探测光 Ω_p 可简化为

$$\Omega_p(z, t) = \Omega_p^+(z, t) + \Omega_p^-(z, t) \approx \Omega_p^+(z, t) = F \exp[i(K^+ z_0 - \omega t_0)]. \quad (15)$$

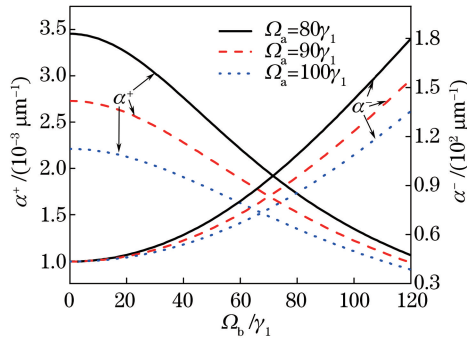


图 2 不同控制光场 Ω_a 下,吸收系数 α^+ 随控制光场 Ω_b 的变化情况

Fig. 2 Absorption coefficient α^+ as a function of control light field Ω_b with different control light fields Ω_a

相应地,方程的一阶解为

$$\Omega_s^{(1)} = \frac{GF \exp(i\theta_+)}{\kappa_{01} \Omega_b [\Omega_a \Omega_b - i\kappa(\omega + d_3)]}, \quad (16)$$

$$A_1^{(1)} = \frac{1}{\kappa_{01}} \left(K^+ - \frac{\omega}{c} \right) F \exp(i\theta_+), \quad (17)$$

$$A_2^{(1)} = \frac{(K^+ - \omega/c) GF \exp(i\theta_+)}{\kappa_{01} \kappa_{02} [\Omega_a \Omega_b - i\kappa(\omega + d_3)]}, \quad (18)$$

$$A_3^{(1)} = -\frac{HF \exp(i\theta_+)}{\kappa_{01} [\Omega_a \Omega_b - i\kappa(\omega + d_3)]}, \quad (19)$$

式中 $G = D(K^+ - \omega/c) + \kappa_{01} D_s$, $H = D(K^+ - \omega/c) + \kappa_{02} D_p$, F 是待定的包络函数, 它的自变量是慢变量 z_l ($l=0, 1, 2$) 和 t_l ($l=0, 1$) 的函数。

对于二阶($j=2$)情况, 由解的不发散条件, 可得

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t_1} \right) F = 0, \quad (20)$$

式中 $v_g = \text{Re}[1/K_1^+(\omega)]$ 是包络函数 F 传播的群速度。

三阶($j=3$)时, 类似地可以得到关于包络 F 的方程是

$$i \frac{\partial F}{\partial z_2} - \frac{K_2^+}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial t_1^2} - W \exp(-\alpha z_2) |F|^2 F = 0. \quad (21)$$

结合(20)式, 同时考虑 $t_l = \varepsilon^l t$ ($l=0, 1$) 和 $z_l = \varepsilon^l z$ ($l=0, 1, 2$), 返回到初始变量得

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} \right) U - \frac{K_2^+}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - W |U|^2 U = 0. \quad (22)$$

式中 $U = \varepsilon F \exp(-\alpha z/2)$, $\tau = t - z/v_g$, $K_2^+ = \partial^2 K^+ / \partial \omega^2$ 表示群速度色散效应, W 表示自相位调制效应。上述方程是复系数的非线性薛定谔(NLS)方程。实际上, 这样的 NLS 方程是不可积的。根据文献[19, 29-30, 33-35], 声子辅助跃迁强度可选为 $\kappa = 2.0\gamma_1$, 耦合控制光的半拉比频率为 $\Omega_a = \Omega_b = 90\gamma_1$, 其他参数和图 2 一致。由此, 得出系统各系数分别为 $K_2^+ = K_{2r}^+ + iK_{2i}^+ = -0.12 + 0.05i$, $W = W_r + iW_i = -1.7 \times 10^{-3} - 1.2 \times 10^{-4}i$, $\alpha = 1.4 \times 10^{-3}$ 。由于 K_2^+ 和 W 的虚部远小于实部, 因此, 忽略方程这些物理量的虚部, 可得实系数的 NLS 方程为

$$i \frac{\partial}{\partial s} u + i g_A u - g_D \frac{\partial u}{\partial \sigma^2} - g_{NL} |u|^2 u = 0, \quad (23)$$

式中 $\sigma = \tau/\tau_0$, $s = z/(2L_D)$, $u = U/U_0$, $g_A = 2L_D/L_A$, $g_D = \text{sgn}(K_2^+)$ 和 $g_{NL} = \text{sgn}(W)$ 。其中 $U_0 = \sqrt{K_{2r}^+/W_r}/\tau_0$ 表示探测光的特征半拉比频率, $L_D = \tau_0^2/K_{2r}^+$ 是探测光的特征色散长度, $L_A = 2/\alpha$ 是探测光线性吸收长度, τ_0 是探测光特征脉冲长度。假设色散长度 L_D 与非线性长度 $L_{NL} = 1/(U_0^2 |W_r|)$ 相等, 即体系形成时间光孤子。当满足 $g_D g_{NL} > 0$, 可得到体系探测光的亮光孤子解为

$$\Omega_p(z, t) = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{|K_{2r}^+|}{|W_r^+|}} \text{sech} \left[\frac{1}{\tau_0} \left(t - \frac{z}{v_g} \right) \right] \exp \left(i \bar{K}_0^+ z - i \frac{z}{L_D} \right). \quad (24)$$

3 时间光孤子的动力学性质

为了检验时间光孤子传播的稳定性, 基于现有的实验和理论^[19, 29-30, 33-35], 仍选声子辅助跃迁强度为 $\kappa = 2.0\gamma_1$, 耦合控制光的半拉比频率为 $\Omega_a = \Omega_b = 90\gamma_1$, 其他参数和图 2 一致。以(24)式为初始条件代入原始方程, 给出不同时刻探测光强度随距离的传播情况如图 3 所示。可以看出, 在初始时刻, 探测光 $|\Omega_p/U_0|^2$ 在 $z/(2L_D) = 0$ 位置形成一完美对称的包络波, 该包络波显然为一亮光孤子。随着时间的推移如 $t = 3.0\tau_0$ 和 $t = 5.0\tau_0$, 可以看到该亮孤子能保持波形的幅度和宽度不变, 且稳定地向右传播, 当时间进一步推移至 $t = 10.0\tau_0$ 时, 孤子的幅度和宽度仍能保持不变地向右传播。这说明环形四能级半导体量子点 EIT 介质中能产生时间光孤子, 并可稳定地传播。

既然时间光孤子能够稳定地在系统中传播,那么可探讨声子辅助跃迁对体系时间光孤子动力学的影响。为此,数值计算孤子的幅度随声子辅助跃迁强度的变化如图4所示,图中所用物理参数为 $\kappa_{01} = \kappa_{02} = 3.4 \times 10^2 \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.054 \text{ meV}$, $\gamma_3 = 3.5 \times 10^{-3} \gamma_1$, $\Omega_a = 80.0 \gamma_1$, $\Omega_b = 120.0 \gamma_1$, $\Delta_b = -3.1 \gamma_1$, $\Delta_c = -54.0 \gamma_1$, $\Delta_s = -54.0 \gamma_1$, $\tau_0 = 3.0 \times 10^{-12} \text{ s}$ 。可以看出,孤子的幅度随着声子辅助跃迁强度的增加而增加。当声子辅助跃迁较小时,孤子的幅度随着声子辅助跃迁强度的增加而增加得比较缓慢;当声子辅助跃迁强度较大时,孤子的幅度随着声子辅助跃迁强度的增大而增速较快。这可能是由于随着声子辅助跃迁强度的增加,改变了能级之间的粒子数布居,引起体系的非线性效应显著的变化,从而导致孤子的幅度显著增加。

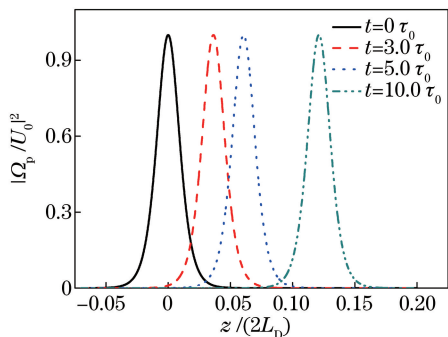


图3 时间光孤子的稳定性分析

Fig. 3 Stability analysis of temporal optical soliton

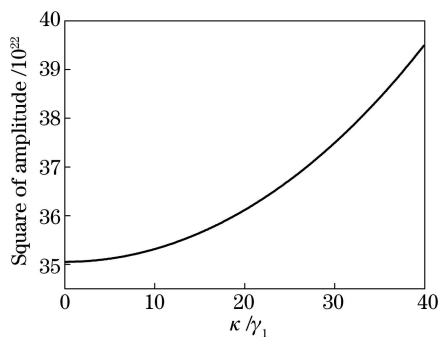


图4 孤子的幅度随声子辅助跃迁强度κ的变化情况

Fig. 4 Amplitude of soliton as a function of strength of phonon-assisted transition κ

随后,数值计算了声子辅助跃迁强度对孤子的宽度的影响,结果如图5所示,所用物理参数与图4一致。可以看出,孤子的宽度随声子辅助跃迁强度的增加呈现单调递减趋势。当声子辅助跃迁强度较小时,随声子辅助跃迁强度的增加,孤子的宽度减小得比较缓慢;当声子辅助跃迁强度逐渐增大时,孤子的宽度呈现显著的减小。这表明,声子辅助跃迁效应对孤子的宽度有着明显的调制作用。

最后,数值计算了时间光孤子的群速度随声子辅助跃迁强度的变化趋势,结果如图6所示,所用物理参数与图4一致。可以看出,孤子的群速度随声子辅助跃迁强度的增加而逐渐减小。同时,孤子的群速度远小于光速 c ,当声子辅助跃迁强度的值增加到 $27.9 \gamma_1$ 时,孤子的群速度为 $10^{-5} c$,比光速低了5个数量级,也就是说体系中能够产生超慢传播的时间光孤子。且随着声子辅助跃迁强度的增加,孤子的群速度也随之不断减小,当声子辅助跃迁强度进一步增加时,孤子的群速度减小得越来越快,以至于孤子的群速度可能会缓变接近于零。也就是说,随着声子辅助跃迁强度的不断增加,孤子可能会出现停滞现象,光停滞有利于将光存储于器件内。

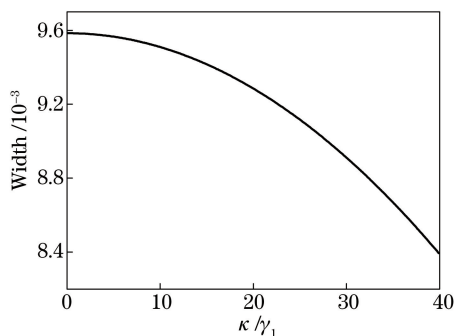


图5 孤子的宽度随声子辅助跃迁强度κ的变化情况

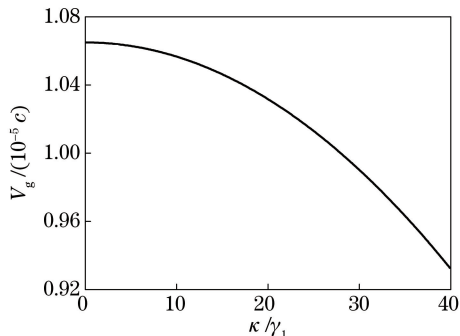
Fig. 5 Width of soliton as a function of strength of phonon-assisted transition κ 

图6 孤子的群速度随声子辅助跃迁强度κ的变化情况

Fig. 6 Group velocity of soliton as a function of strength of phonon-assisted transition κ

4 结 论

基于现有半导体量子点的实验条件,考虑声子辅助跃迁效应,构建了在两束强耦合控制光激发下,一束弱探测光和信号光与四能级半导体量子点相互作用形成的EIT介质模型。随后利用多重尺度法,解析地求

解探测光和半导体量子点 EIT 介质相互作用的麦克斯韦-薛定谔方程组, 得到探测光的时间光孤子的解。系统的非线性效应平衡色散效应而形成的时间光孤子能够在体系中稳定存在。随后, 数值研究了声子辅助跃迁效应对体系时间光孤子动力学行为的影响。研究发现, 孤子的幅度随着声子辅助跃迁强度的增加而呈现单调增加的趋势; 孤子的宽度随声子辅助跃迁强度的增加而逐渐减小; 孤子的群速度随声子辅助跃迁强度的增加也呈现出逐渐减小的趋势。这表明可以通过调节声子辅助跃迁强度来调节体系中时间光孤子的幅度、宽度和群速度。体系中时间光孤子的群速度远小于光速, 比光速低了五个数量级, 且随着声子辅助跃迁强度的增加, 孤子的群速度不断减小, 以至于可能缓变至接近于零。也就是说, 随着声子辅助跃迁强度的不断增加, 孤子可能会出现停滞现象, 有利于将光存储于器件内, 这为半导体量子器件实现光存储提供一定的参考价值。

参 考 文 献

- [1] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, *et al.* Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas[J]. *Nature*, 1999, 397(6720): 594-598.
- [2] Luo B, Hang C, Li H J, *et al.* Ultraslow optical solitons via electromagnetically induced transparency: a density-matrix approach[J]. *Chin Phys B*, 2010, 19(5): 054214.
- [3] Du Yingjie, Yang Zhanying, Xie Xiaotao, *et al.* Influence of higher nonlinearity to optical solitons in electromagnetically induced transparency medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(2): 0227002.
杜英杰, 杨战营, 谢小涛, 等. 电磁感应透明的高阶非线性效应对光孤子的影响[J]. *光学学报*, 2015, 35(2): 0227002.
- [4] Fleischhauer M, Lukin M D. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(22): 5094-5097.
- [5] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, *et al.* Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulse[J]. *Nature*, 2001, 409(6819): 490-493.
- [6] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, *et al.* Storage of light in atomic vapor[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(5): 783-786.
- [7] Li L M, Peng X, Liu C, *et al.* The deceleration and storage of a light pulse in caesium vapour[J]. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, 2005, 7(2): 39-42.
- [8] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J, *et al.* Stopped light with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(6): 063601.
- [9] Ginsberg N S, Garner S R, Hau L V. Coherent control of optical information with matter wave dynamics[J]. *Nature*, 2007, 445(7128): 623-626.
- [10] Chen Y, Bai Z Y, Huang G X. Ultraslow optical solitons and their storage and retrieval in an ultracold ladder-type atomic system[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(2): 023835.
- [11] She Y C, Zheng X J, Wang D L, *et al.* Controllable double tunneling transparency and solitons formation in a quantum dot molecule[J]. *Optics Express*, 2013, 21(14): 17392-17403.
- [12] Zeng Kuanhong, Wang Denglong, She Yanchao, *et al.* Spatial optical soliton pairs in a quantum dot with exciton-biexciton coherence[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(14): 147801.
曾宽宏, 王登龙, 余彦超, 等. 计及激子-双激子相干下半导体单量子点中的空间光孤子对[J]. *物理学报*, 2013, 62(14): 147801.
- [13] Ding C L, Hao X Y, Li J H, *et al.* Efficient generation of maximally entangled states via four-wave mixing in a semiconductor quantum-dot nanostructure[J]. *Physics Letters A*, 2010, 374(4): 680-686.
- [14] Wang Z P, Zhen S L, Wu X Q, *et al.* Controllable optical bistability via tunneling induced transparency in quantum dot molecules[J]. *Optics Communications*, 2013, 304(1): 7-10.
- [15] Hao X Y, Wu J, Wang Y. Steady-state absorption-dispersion properties and four-wave mixing process in a quantum dot nanostructure[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2012, 29(3): 420-428.
- [16] Shan G C, Yin Z Q, Shek C H, *et al.* Single photon sources with single semiconductor quantum dots[J]. *Frontiers of Physics*, 2014, 9(2): 170-193.

- [17] Zeng K H, Wang D L, She Y C, *et al.* The formation and transformation of the spatial weak-light bright and dark solitons in a quantum dot molecule with the interdot tunneling coupling [J]. *European Physical Journal D-Atoms, Molecules, Optical & Plasma Physics*, 2013, 67(11): 221.
- [18] Li J, Liu J B, Yang X X. Superluminal optical soliton via resonant tunneling in coupled quantum dots [J]. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2008, 40(9): 2916-2920.
- [19] Yang W X, Chen A X, Lee R K, *et al.* Matched slow optical soliton pairs via biexciton coherence in quantum dots [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(1): 013835.
- [20] Li J H, Yu R, Huang P, *et al.* Spatial weak infrared-light bright and dark solitons in semiconductor quantum-dot nanostructures [J]. *Physics Letters A*, 2009, 373(5): 554-557.
- [21] Luo Tingting, Wang Denglong, She Yanchao, *et al.* Collision characteristics of two coupled temporal vector optical solitons in quantum dot [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(2): 0227001.
罗婷婷, 王登龙, 余彦超, 等. 量子点中两耦合时间矢量光孤子的碰撞特性 [J]. *光学学报*, 2016, 36(2): 0227001.
- [22] Hao X Y, Zheng A S, Wang Y, *et al.* Enhanced cross-phase modulation via phase control in a quantum dot nanostructure [J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2012, 57(5): 866-872.
- [23] Qi Y H, Zhou F X, Yang J, *et al.* Controllable twin laser pulse propagation and dual-optical switching in a four-level quantum dot nanostructure [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, 30(7): 1928-1936.
- [24] Kuehn W, Reimann K, Woerner M, *et al.* Strong correlation of electronic and lattice excitations in GaAs/AlGaAs semiconductor quantum wells revealed by two-dimensional terahertz spectroscopy [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(6): 067401.
- [25] Luo X Q, Wang D L, Zhang Z Q, *et al.* Nonlinear optical behavior of a four-level quantum well with coupled relaxation of optical and longitudinal phonons [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(3): 033803.
- [26] Heitz R, Mukhametzhanov I, Stier O, *et al.* Enhanced polar exciton-LO-phonon interaction in quantum dots [J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(22): 4654-4657.
- [27] Devreese J T, Fomin V M, Gladilin V N, *et al.* Enhanced probabilities of phonon-assisted optical transitions in semiconductor quantum dots [J]. *Nanotechnology*, 2001, 13(2): 163-168.
- [28] She Y C, Luo T T, Zhang W X, *et al.* Steady-state linear optical properties and Kerr nonlinear optical response of a four-level quantum dot with phonon-assisted transition [J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25(1): 014202.
- [29] Gammon D, Snow E S, Shanabrook V, *et al.* Homogeneous linewidths in the optical spectrum of a single gallium arsenide quantum dot [J]. *Science*, 1996, 273(5271): 87-90.
- [30] Brunner K, Abstreiter G, Böhm G, *et al.* Sharp-line photoluminescence and two-photon absorption of zero-dimensional biexcitons in a GaAs/AlGaAs structure [J]. *Physical Review Letters*, 1994, 73(8): 1138-1141.
- [31] Hang C, Huang G X. Ultraslow optical solitons in a four-level tripod atomic system [J]. *Physics Letters A*, 2008, 372(17): 3129-3135.
- [32] Huang G X, Deng L, Payne M G. Dynamics of ultraslow optical solitons in a cold three-state atomic system [J]. *Physical Review E Statistical Nonlinear & Soft Matter Physics*, 2005, 72(1): 016617.
- [33] Borri P, Langbein W, Schneider S, *et al.* Ultralong dephasing time in InGaAs quantum dots [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(15): 157401.
- [34] Borri P, Langbein W, Woggon U, *et al.* Exciton dephasing in quantum dot molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(26): 267401.
- [35] Larqué M, Robert-Philip I, Beveratos A. Bell inequalities and density matrix for polarization-entangled photons out of a two-photon cascade in a single quantum dot [J]. *Physical Review A*, 2008, 77(4): 042118.