

量子点中两耦合时间矢量光孤子的碰撞特性

罗婷婷¹ 王登龙¹ 余彦超² 丁建文¹ 肖思国¹

¹湘潭大学物理系, 湖南 湘潭 411105

²铜仁学院物理与电子科学系, 贵州 铜仁 554300

摘要 构建一个由一束弱线性偏振探测光场在与其平行的磁场作用下形成的两正交偏振分量, 联合两束强耦合控制光场与半导体单量子点相互作用所形成的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, 解析地研究了该半导体量子点电磁感应透明介质中的两耦合时间矢量光孤子的稳定性及其碰撞特性。结果发现, 该体系中两耦合时间矢量光孤子的碰撞特性与其初始相位差有关; 当两孤子分量为同相或反相时, 孤子间会呈现出近弹性碰撞且无能量转移; 而当孤子分量间初始相位差为 $\pi/2$ 时, 两孤子则会在融合之后再彼此分离且出现能量转移。

关键词 量子光学; 半导体量子点; 电磁感应透明; 时间矢量光孤子

中图分类号 O431; O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0227001

Collision Characteristics of Two Coupled Temporal Vector Optical Solitons in Quantum Dot

Luo Tingting¹ Wang Denglong¹ She Yanchao² Ding Jianwen¹ Xiao Siguo¹

¹Department of Physics, Xiangtan University, Xiangtan, Hunan 411105, China

²Department of Physics and Electronic Science, Tongren University, Tongren, Guizhou 554300, China

Abstract A theory model of the four-level type semiconductor quantum dot system under the mechanism of electromagnetically induced transparency (EIT) is proposed. The model is composed of a semiconductor quantum dot (SQD) system interacting with a weak, linear-polarized probe field with two orthogonally polarized components under the applied longitudinal magnetic field and two strong coupling control fields. By using the multiple-scale method, the stability and collision dynamical characteristics of two coupled temporal vector optical solitons in the semiconductor quantum dot media are analytically investigated. It is shown that the collision properties of two coupled temporal vector optical solitons are correlated with their initial phase shift. Especially, when two solitons components are in phase or out of phase, the collisions between them are almost elastic without energy transfer. While the initial phase shift is $\pi/2$, they will be separated from each other after their collision and there is energy transfer between two solitons.

Key words quantum optics; semiconductor quantum dot; electromagnetically induced transparency; temporal vector optical solitons

OCIS codes 270.5530; 230.5590; 190.5530

1 引言

基于电磁感应透明(EIT)效应的半导体量子点(SQD)具有类似超冷原子的分立能级结构, 较大的电偶极矩, 较长的退相干时间, 同时其相干演化可控, 易于集成等优势, 在光量子信息通讯中具有广泛的应用潜力,

收稿日期: 2015-07-17; 收到修改稿日期: 2015-09-29

项目基金: 国家自然科学基金(51372214, 11374252, 11474245)

作者简介: 罗婷婷(1989—), 女, 硕士研究生, 主要从事半导体量子点中的非线性光学性质方面的研究。

E-mail: ttluo@xtu.edu.cn

导师简介: 王登龙(1966—), 男, 博士, 教授, 主要从事电磁感应透明介质的非线性光学性质方面的研究。

E-mail: dlwang@xtu.edu.cn (通信联系人)

因而引起了研究者的极大关注^[1-5]。由于量子相干和干涉效应, SQD 能在弱光激发下产生显著的克尔非线性, 非线性混频效应, 光学双稳态和多稳态等非线性光学效应^[6-10]。若 SQD 中的非线性效应与光在传播过程所引起的色散效应(或衍射效应)相平衡时, 则会形成时间(或空间)光孤子^[11-13]。如通过合适地调节 GaAs-Al-GaAs 量子点带间或子带间的跃迁参数, Li 等^[14]发现在单 SQD 中能够形成稳定的空间光孤子。然而, 由于 SQD 中的时间光孤子能够长距离稳定传输, 损耗小, 有望实现孤子通信的无中继传输, 从而成为近年来非线性光学和量子光学等领域的研究热点之一。时间光孤子又可分为时间标量光孤子和时间矢量光孤子。如单个弱脉冲光场在超冷原子 EIT 介质中传播时, 若能维持它的偏振态, 就可形成时间标量光孤子^[15]。类似地, 在对称半导体双量子点中也可通过点间隧穿耦合实现由一弱脉冲光场驱动形成超快时间标量光孤子^[16-17]。如果考虑具有两个成分的光场在非线性质介质中的传播, 这两个成分可以是频率不同的两束光波, 也可以是频率相同但偏振方向不同的两个光场分量, 在非线性质效应的耦合作用下, 就可形成时间矢量光孤子^[18]。2015 年, Li 等^[19]基于两个强耦合控制光场所诱导超冷原子体系形成双 EIT 现象, 然后利用两束不同频率的弱探测光场实现了在传统被动介质中很难实现的 Manakov 时间矢量光孤子。迄今为止, 有关半导体量子点 EIT 介质中的时间矢量光孤子的研究涉及极少。

Vaseghi 等^[20]通过对 GaAs 量子点外加电场和磁场后发现磁场强度可极大地改变量子点的 EIT 效应; Niculescu 等^[21]也将与光场相互作用的 SQD 体系置于电场中, 发现外加的电场能强烈导致入射光的偏振。因此, 本文首先构建一束弱线性偏振探测光场在与其平行的磁场作用下形成两正交偏振分量, 然后再将其联合两束强耦合控制光场与半导体单量子点相互作用形成四能级半导体量子点 EIT 模型; 随后, 利用多重尺度法解析研究其中的两耦合时间矢量光孤子的稳定性及其碰撞动力学行为。结果表明, 该系统能形成稳定传播的两耦合超慢时间矢量光孤子, 且两耦合时间矢量光孤子之间所呈现的是弹性还是非弹性碰撞是由其初始相位差所决定。

2 半导体量子点 EIT 介质模型

由于外加电磁场能有效增强半导体量子点中的 EIT 效应并强烈导致入射光的偏振^[20-21]。基于此, 可构建如图 1(a)所示的四能级半导体量子点 EIT 介质模型。先由一束弱线性偏振探测光场(半拉比频率为 Ω_p , 中心角频率为 ω_p)在与其平行的磁场作用下形成两正交偏振分量 (σ^+ 和 σ^-), 再联合两束强耦合控制光场(半拉比频率为 $\Omega_{a(b)}$, 中心角频率为 $\omega_{a(b)}$)与半导体单量子点相互作用所组成。弱线性偏振探测光场的两正交偏振分量分别与 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 的能级跃迁进行耦合, 而两束强控制光场分别用于 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间的能级跃迁耦合。由于整个系统处于与入射探测光场平行的外加磁场 B 中, 能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的简并被消除^[22], 由此引起的塞曼分裂的能级间隔为 $\Delta = \mu_B M_F g_F B / \hbar$, 其中 μ_B 表示玻尔磁子, g_F 表示朗德因子, $M_F = \pm 1$ 则表示相应能级的磁量子数。图 1(b)则为四能级半导体量子点 EIT 介质模型所对应的实验装置。

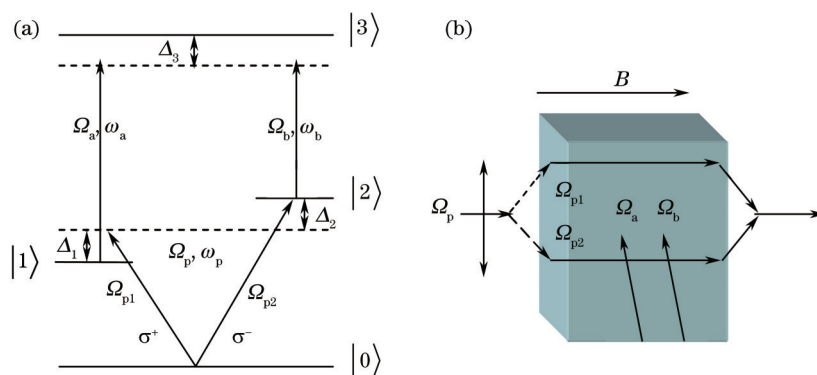


图 1 模型及实验装置。(a) 四能级半导体量子点 EIT 介质模型; (b) 该模型相应的实验装置

Fig.1 Model and experimental setup. (a) Model of the four-level type semiconductor quantum dot media via electromagnetically induced transparency; (b) corresponding experimental setup of the model

相应地, 系统的探测光和控制光的电场可分别表示为

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_{p1} + \mathbf{E}_{p2} = (\mathbf{e}_+ E_{p1} + \mathbf{e}_- E_{p2}) \exp(-i\omega_p t + i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}) + c.c. , \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_{a(b)} = \mathbf{e}_{a(b)} E_{a(b)} \exp(-i\omega_{a(b)} t + i\mathbf{k}_{a(b)} \cdot \mathbf{r}) + c.c. , \quad (2)$$

式中 $\mathbf{e}_+, (\mathbf{e}_-)$ 表示慢变包络振幅为 $E_{p1}, (E_{p2})$ 的探测光场的两个正交偏振态 $\sigma^+, (\sigma^-)$ 的单位矢量; 慢变包络振幅为 $E_{a(b)}$ 的控制光场的单位矢量为 $\mathbf{e}_{a(b)}$; $\mathbf{k}_j (j=p, a, b)$ 是探测光场或控制光场的波矢; $c.c.$ 表示复共轭函数。基于电偶极近似和旋转波近似^[23,24], 在相互作用绘景中, 可得到系统中描述光与物质相互作用的概率幅方程为

$$i \frac{\partial A_0}{\partial t} + \Omega_{p1}^* A_1 + \Omega_{p2}^* A_2 = 0 , \quad (3)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_1 \right) A_1 + \Omega_{p1} A_0 + \Omega_a^* A_3 = 0 , \quad (4)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_2 \right) A_2 + \Omega_{p2} A_0 + \Omega_b^* A_3 = 0 , \quad (5)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_3 \right) A_3 + \Omega_a A_1 + \Omega_b A_2 = 0 . \quad (6)$$

在(3)~(6)式中, A_j 表示 $\langle j |$ 能级的概率幅度, 其满足概率幅度守恒关系 $|A_0|^2 + |A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 = 1$ 。结合 $|j\rangle$ 态的失谐量 Δ_j 和衰减率 γ_j , 定义 $d_j = \Delta_j + i\gamma_j$ 。其中 $\Delta_1 = \omega_{p1} - (\omega_1 - \omega_0)$ 和 $\Delta_2 = \Delta + \omega_{p2} - (\omega_2 - \omega_0)$ 表示单光子失谐, 而 $\Delta_3 = \omega_a + \omega_{p1} - (\omega_3 - \omega_0) = \omega_b + \omega_{p2} - (\omega_3 - \omega_0)$ 则为双光子失谐。

为了得到系统中探测光场的两个正交偏振分量 $\Omega_{p1}(z, t)$ 和 $\Omega_{p2}(z, t)$ 的传播方程, 可利用麦克斯韦方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} , \quad (7)$$

式中的 $\mathbf{P} = N_a \{ p_{10} A_1 A_0^* \exp[i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)] + p_{20} A_2 A_0^* \exp[i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)] + p_{31} A_3 A_1^* \exp[i(\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r} - \omega_a t)] +$

$p_{32} A_3 A_2^* \exp[i(\mathbf{k}_b \cdot \mathbf{r} - \omega_b t)] + c.c. \}$ 表示系统的电极化强度, 其中 p_{ij} 表示从 $|i\rangle$ 跃迁至 $|j\rangle$ 的电偶极矩阵元, 而 N_a 则表示原子数密度。基于慢变包络近似^[25], (7)式可简化为

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_{p1} + \kappa_{01} A_0^* A_1 = 0 , \quad (8)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_{p2} + \kappa_{02} A_0^* A_2 = 0 , \quad (9)$$

式中 $\kappa_{01} = N_a |p_{01} \cdot \mathbf{e}_+|^2 \omega_p / (2\hbar \epsilon_0 c)$, $\kappa_{02} = N_a |p_{02} \cdot \mathbf{e}_-|^2 \omega_p / (2\hbar \epsilon_0 c)$ 为传播系数。 ϵ_0 和 c 分别表示真空中的介电常数和光速。(3)~(6)式以及(8)、(9)式就组成了用于描述探测光场与四能级半导体量子点 EIT 介质相互作用的麦克斯韦-薛定谔方程。由于耦合控制光场足够强可近似认为不衰减, 在推导麦克斯韦-薛定谔方程的过程中将 $\Omega_{a(b)}$ 视为常数。

3 时间矢量光孤子性质

由于所得到的麦克斯韦-薛定谔方程不可积, 在此可利用多重尺度法^[26]来解析地求解。

首先, 引入渐近展开 $A_0 = 1 + \sum_{j=2}^{\infty} \epsilon^j A_0^{(j)}$, $A_l = \sum_{j=1}^{\infty} \epsilon^j A_l^{(j)}$ ($l=1, 2, 3$), $\Omega_{p1(p2)} = \sum_{j=1}^{\infty} \epsilon^j \Omega_{p1(p2)}^{(j)}$, 其中 $A_l^{(j)}$ 和 $\Omega_{p1(p2)}^{(j)}$ 是多重尺度变量 $t_j = \epsilon^j t$ ($j=0, 1$) 和 $z_j = \epsilon^j z$ ($j=0, 1, 2$) 的函数, ϵ 是与基态布居衰减相关的特征小参量。将上述展开式代入麦克斯韦-薛定谔方程组中, 可得到一组关于 $A_l^{(j)}$ 和 $\Omega_{p1(p2)}^{(j)}$ 的方程如下

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_1 \right) A_1^{(j)} + \Omega_{p1}^{(j)} + \Omega_a^* A_3^{(j)} = M^{(j)} , \quad (10)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_2 \right) A_2^{(j)} + \Omega_{p2}^{(j)} + \Omega_b^* A_3^{(j)} = N^{(j)} , \quad (11)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_3 \right) A_3^{(j)} + \Omega_a A_1^{(j)} + \Omega_b A_2^{(j)} = P^{(j)} , \quad (12)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0}\right)\Omega_{p1}^{(j)} + \kappa_{01}A_1^{(j)} = Q^{(j)}, \quad (13)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0}\right)\Omega_{p2}^{(j)} + \kappa_{02}A_2^{(j)} = R^{(j)}, \quad (14)$$

式中 $M^{(j)}$, $N^{(j)}$, $P^{(j)}$, $Q^{(j)}$ 和 $R^{(j)}$ 的表达式分别为 $M^{(1)} = N^{(1)} = P^{(1)} = Q^{(1)} = R^{(1)} = 0$, $M^{(2)} = -i\frac{\partial A_1^{(1)}}{\partial t_1}$, $N^{(2)} = -i\frac{\partial A_2^{(1)}}{\partial t_1}$, $P^{(2)} = -i\frac{\partial A_3^{(1)}}{\partial t_1}$, $Q^{(2)} = -i\left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1}\right)\Omega_{p1}^{(1)}$, $R^{(2)} = -i\left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1}\right)\Omega_{p2}^{(1)}$, $M^{(3)} = -i\frac{\partial A_1^{(2)}}{\partial t_1} - \Omega_{p1}^{(1)}A_0^{(2)}$, $N^{(3)} = -i\frac{\partial A_2^{(2)}}{\partial t_1} - \Omega_{p2}^{(1)}A_0^{(2)}$, $P^{(3)} = -i\frac{\partial A_3^{(2)}}{\partial t_1}$, $Q^{(3)} = -i\left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1}\right)\Omega_{p1}^{(2)} - i\frac{\partial \Omega_{p1}^{(1)}}{\partial z_2} - \kappa_{01}A_0^{(2)*}A_1^{(1)}$, $R^{(3)} = -i\left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1}\right)\Omega_{p2}^{(2)} - i\frac{\partial \Omega_{p2}^{(1)}}{\partial z_2} - \kappa_{02}A_0^{(2)*}A_2^{(1)}$ 。

随后,假设 $\Omega_{p1(p2)}^{(j)}$ 正比于 $\exp[i(K_{1(2)}z - \omega t_0)]$, 对(10)~(14)式进行逐级近似求解。当 $j=1$ 时,即在线性激发下,系统的探测光场 Ω_p 的两个正交偏振分量 Ω_{p1} 和 Ω_{p2} 所对应的色散关系为

$$K_1 = K_2 = K^\pm(\omega) = \frac{\omega}{c} + \frac{-(\kappa_{01}D_b + \kappa_{02}D_a) \pm G}{2D}, \quad (15)$$

式中 $D_a = |\Omega_a|^2 - (\omega + d_1)(\omega + d_3)$, $D_b = |\Omega_b|^2 - (\omega + d_2)(\omega + d_3)$, $D = |\Omega_a|^2(\omega + d_2) + |\Omega_b|^2(\omega + d_1) - (\omega + d_1)(\omega + d_2)(\omega + d_3)$, $G = \sqrt{(\kappa_{01}D_b - \kappa_{02}D_a)^2 + 4\kappa_{01}\kappa_{02}|\Omega_a|^2|\Omega_b|^2}$ 。将 $K^\pm(\omega)$ 在探测光场的中心角频率 ($\omega=0$) 附近进行泰勒展开

$K^\pm = K_0^\pm + K_1^\pm\omega + K_2^\pm\omega^2 + O(\omega^3)$, 这里 $K_j^\pm = \left. \frac{1}{j!} \frac{\partial^j K^\pm}{\partial \omega^j} \right|_{\omega=0}$ 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。正如文献[27]所讨论,半导体量子点 EIT 介质中的各参数可选为:

$\kappa_{01} = \kappa_{02} = 3.4 \times 10^6 \text{ meVcm}^{-1}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.054 \text{ meV}$, $\gamma_3 = 3.5 \times 10^{-3} \gamma_1$, $\Delta_1 = 3.1\gamma_1$, $\Delta_2 = 12.0\gamma_1$, $\Delta_3 = -0.05\gamma_1$ 。随后,图 2 示出了线性吸收系数 α^+ 和 α^- 两个分量随控制光场 $|\Omega_b|$ 的变化情况。由于 α^- 大约是 α^+ 的 5 个数量级,显然, $\alpha^- \gg \alpha^+$; 且随着控制光场 $|\Omega_b|$ 的增加,吸收系数 α^- 逐渐增加而 α^+ 则逐渐减少,这说明 α^- 衰减得比 α^+ 更快,则在很短的传播距离范围内 K^- 可以忽略不计。从而探测光场 Ω_p 的两个偏振分量 Ω_{p1} 和 Ω_{p2} 可简化为

$$\Omega_{p1}(z,t) = \Omega_{p1}^+(z,t) + \Omega_{p1}^-(z,t) \approx \Omega_{p1}^+(z,t) = F_1 \exp[i(K^+z_0 - \omega t_0)], \quad (16)$$

$$\Omega_{p2}(z,t) = \Omega_{p2}^+(z,t) + \Omega_{p2}^-(z,t) \approx \Omega_{p2}^+(z,t) = F_2 \exp[i(K^+z_0 - \omega t_0)], \quad (17)$$

式中 $F_{1(2)}$ 是关于慢变量 t_1, z_1, z_2 的包络函数。

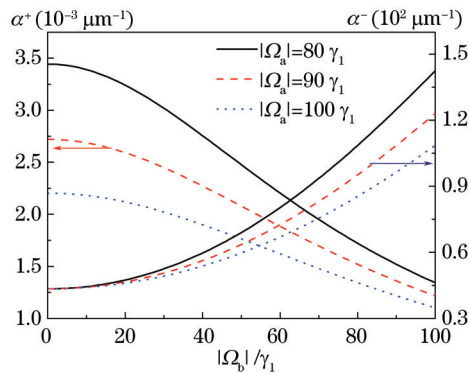


图 2 不同控制光场 $|\Omega_a|$ 下,吸收系数 α^\pm 随另一控制光场 $|\Omega_b|$ 的变化情况

Fig.2 For several different values of control field $|\Omega_a|$, the absorption coefficient α^\pm versus another control field $|\Omega_b|$

对于 $j=2$, 消除(10)~(14)式的久期项,可得

$$i\left(\frac{\partial F_1}{\partial z_1} + \frac{1}{v_g^*} \frac{\partial F_1}{\partial t_1}\right) = 0, \quad (18)$$

$$i\left(\frac{\partial F_2}{\partial z_1} + \frac{1}{v_g^*} \frac{\partial F_2}{\partial t_1}\right) = 0, \quad (19)$$

式中 $v_g^* = (\partial K^+ / \partial \omega)^{-1}$ 是包络函数 $F_{1(2)}$ 传播的群速度。

当 $j=3$ 时, (10)~(14)式可进一步简化为

$$i\frac{\partial F_1}{\partial z_2} - \frac{K^{*+}}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial t_1^2} - [N_{11}|F_1|^2 \exp(-2 \text{Im} K^+ z) + N_{12}|F_2|^2 \exp(-2 \text{Im} K^+ z)]F_1 = 0, \quad (20)$$

$$i\frac{\partial F_2}{\partial z_2} - \frac{K^{*+}}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial t_1^2} - [N_{21}|F_1|^2 \exp(-2 \text{Im} K^+ z) + N_{22}|F_2|^2 \exp(-2 \text{Im} K^+ z)]F_2 = 0, \quad (21)$$

代回原变换关系 $t_l = \varepsilon^l t (l=0, 1)$, $z_l = \varepsilon^l z (l=0, 1, 2)$, $\tau = t - z/v_g^*$ 和 $U_{1(2)} = \varepsilon F_{1(2)} \exp(-\text{Im} K^+ z)$, 结合(18)~(21)式, 可得到

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \text{Im} K^+\right)U_1 - \frac{K_2^+}{2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial \tau^2} - (N_{11}|U_1|^2 + N_{12}|U_2|^2)U_1 = 0, \quad (22)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \text{Im} K^+\right)U_2 - \frac{K_2^+}{2} \frac{\partial^2 U_2}{\partial \tau^2} - (N_{21}|U_1|^2 + N_{22}|U_2|^2)U_2 = 0, \quad (23)$$

式中 $K_2^+ = \frac{K^{*+}}{2} = \frac{1}{2}(\partial^2 K^+ / \partial \omega^2) \Big|_{\omega=0}$ 表示系统的群速度色散效应。 $N_{11(2)}$ 和 $N_{12(2)}$ 分别为自相位调制和交叉相位调制效应。

随后, 引入无量纲参数: $\sigma = \tau / \tau_0$, $s = z / L_0$, $u_{1(2)} = U_{1(2)} / U_0$, $g_D = K_2^+ / |K_2^+|$, $g_{nm} = N_{nm} / |N_{22}| (n, m=1, 2)$, $g_A = L_0 / L_A$, $L_A = 1 / \text{Im} K^+$, 其中 $L_0 = \tau_0^2 / |K_2^+|$ 为探测光场的特征色散长度。因此, (22)式和(23)式变为无量纲形式, 则有

$$i\left(\frac{\partial}{\partial s} + g_A\right)u_1 - g_D \frac{\partial^2 u_1}{\partial \sigma^2} - (g_{11}|u_1|^2 + g_{12}|u_2|^2)u_1 = 0, \quad (24)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial s} + g_A\right)u_2 - g_D \frac{\partial^2 u_2}{\partial \sigma^2} - (g_{21}|u_1|^2 + g_{22}|u_2|^2)u_2 = 0. \quad (25)$$

显然, (24)和(25)式是描述探测光场两正交偏振分量的传播性质的复系数耦合方程。由于存在复系数, 一般情况是难以获得其解析孤子解。在此, 根据实验所观察的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 半导体量子点体系中的衰减率是 $\gamma_1 = \gamma_2 = 1.3 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 和 $\gamma_3 = 3.5 \times 10^3 \gamma_1$ ^[28]; 其失谐量为 $\Delta_1 = -10.1\gamma_1$, $\Delta_2 = -40.0\gamma_1$ 和 $\Delta_3 = 50.0\gamma_1$; 耦合控制光场的半拉比频率为 $\Omega_a = \Omega_b = 90\gamma_1$, 探测光场的传播系数是 $\kappa_{01} \approx \kappa_{02} = 0.82 \times 10^{14} \mu\text{m}^{-1} \times \text{s}^{-1}$, 且 $\tau_0 = 3.0 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$, $U_0 = 0.30 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ 。由此, 得出系统的群速度是 $V_g \approx 4.63 \times 10^{-3} c$ (c 为真空中的光速)。此外, 也可计算(24)式和(25)式中的其他系数 $g_A \approx 2.6 \times 10^{-3}$, $g_D \approx -1$, $g_{11} \approx -1.0 - 9.2 \times 10^{-2}i$, $g_{22} \approx -1.0 - 8.3 \times 10^{-2}i$, $g_{12} \approx -1.0 - 8.2 \times 10^{-2}i$ 和 $g_{21} \approx -1.0 - 8.3 \times 10^{-2}i$ 。由于系数 g_A 很小则可忽略(24)式和(25)式中的相应项, 且由于(24)式和(25)式中所有的复系数的虚部远远小于实部, 从而仅保留其实部, 也就是 $g_{11} \approx g_{22} \approx g_{12} \approx g_{21} \approx -1$ 。相应地, (24)式和(25)式就可转化为实系数的非线性薛定谔方程。随后, 通过计算特征色散长度 L_0 和非线性长度 $L_{NL} = 1 / (U_0^2 |N_{22}|)$, 发现 $L_0 = L_{NL} = 1.91 \mu\text{m}$, 这意味着系统的非线性效应与色散效应相平衡, 因而可形成时间光孤子。从而, 可获得(24)~(25)式的亮-亮矢量光孤子解为

$$u_1 = p_0 \text{sech}(A_1 \sigma + B_1 s) \exp[i(p_1 \sigma + q_1 s)], \quad (26)$$

$$u_2 = q_0 \text{sech}(A_2 \sigma + B_2 s) \exp[i(p_2 \sigma + q_2 s)], \quad (27)$$

式中 $p_1 = B_1 / (2g_D A_1)$, $p_2 = B_2 / (2g_D A_2)$, $q_1 = -g_D (A_1^2 - p_1^2)$, $q_2 = -g_D (A_2^2 - p_2^2)$, $q_0 = [(2g_D A_1^2 - g_{11} p_0^2) / g_{12}]^{1/2}$, 且 A_1 、 A_2 、 B_1 、 B_2 、和 p_0 均为积分常数。

为了探究该体系中两耦合时间矢量光孤子是否能稳定传播, 在得到亮-亮时间矢量光孤子的解析解之后, 用微扰理论对所得到的孤子解(26)式和(27)式进行稳定性分析。根据文献[29-31], 先对孤子的振幅增加5%的微扰然后看其传播的曲线是否光滑来确定孤子是否稳定地在介质中传播。据此, 对探测光场所激发的两偏振分量孤子解(26)式和(27)式的振幅 $|\Omega_{p1} / U_0|^2$ 和 $|\Omega_{p2} / U_0|^2$ 分别增加5%的微扰, 绘出探测光场的两偏振

分量在不同时刻随传播方向的变化情况,如图3所示。从图3(a)可以看出,在初始时刻,探测光场的偏振分量 $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ 在 $z/L_D=0$ 位置形成一亮光孤子,随着时间的推移和传播距离的增加,该孤子的曲线依旧光滑,且其幅度和宽度均未发生显著变化。类似地,为了探究探测光场 Ω_p 的另一正交偏振分量 Ω_{p2} 传播的稳定性,在图3(b)中示出其其不同时刻随传播距离的变化情况。初始时刻,一亮孤子出现在与图3(a)相同的位置,随后该亮孤子保持幅度和宽度不变并稳定地在介质中传播。由此可见,在足够大的传输距离,两耦合时间矢量光孤子都能稳定的传播。由此,可以推断出由探测光场的两个正交偏振分量所演化成的两耦合时间矢量光孤子能够产生并稳定地在四能级半导体量子点 EIT 介质中传播。

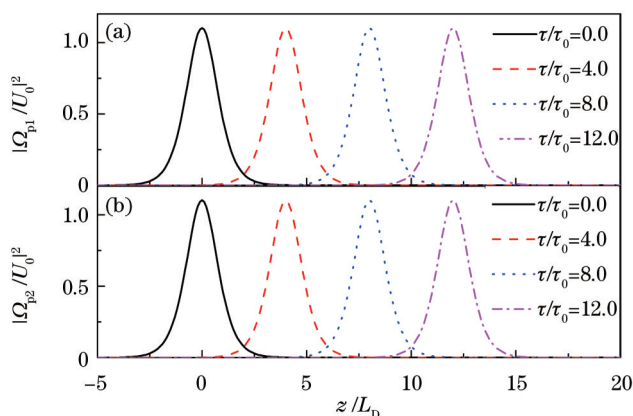


图3 在不同时间,探测光场的两偏振分量 $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ 和 $|\Omega_{p2}/U_0|^2$ 在介质中的传播。所用物理参数为 $A_j = 1.0$, $B_j = -1.0(j=1,2)$, $p_0 = 1.0$, $g_0 = -1.0$, 和 $g_{11} = g_{12} = -1.0$ 。

Fig.3 Propagation of the circular polarization component $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ and $|\Omega_{p2}/U_0|^2$ of the probe field at different time.

The parameters used are $A_j = 1.0$, $B_j = -1.0(j=1,2)$, $p_0 = 1.0$, $g_0 = -1.0$, and $g_{11} = g_{12} = -1.0$

由于该体系中所得到的时间矢量光孤子可在介质中稳定传播,因此可进一步探究其稳定的传播方向。图4绘出探测光场 Ω_p 的一正交偏振分量 Ω_{p1} 的时空演化。可以看出,当积分常数 $B_1 = 1.0$ 时,初始时刻,一亮孤子出现;随后整个孤波向左传播并保持幅度和宽度不变。类似地,为了探究探测光场 Ω_p 的另一正交偏振分量 Ω_{p2} 的稳定传播方向,在图5中示出其时空演化情况。与图4所使用参数唯一不同的是 $B_2 = -1.0$ 。可发现,在初始时刻,一亮孤子出现在与图4相同的位置,随后该亮孤子保持幅度和宽度不变并稳定地向右传播。由此可推断出由探测光场的正交偏振分量所演化成的两耦合时间矢量光孤子能够在四能级半导体量子点 EIT 介质中稳定

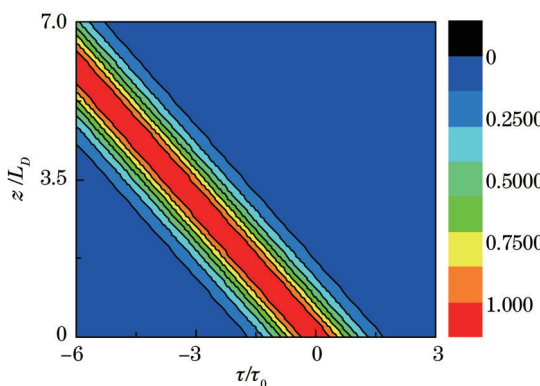


图4 探测光场的偏振分量 $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ 在介质中的时空演化。所用物理参数为 $A_1 = 1.0$, $p_0 = 1.0$, $B_1 = 1.0$, $g_0 = -1.0$, 和 $g_{11} = g_{12} = -1.0$

Fig.4 Space-time evolution of the circular polarization component $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ of the probe field. The parameters used are $A_1 = 1.0$, $p_0 = 1.0$, $B_1 = 1.0$, $g_0 = -1.0$, and $g_{11} = g_{12} = -1.0$

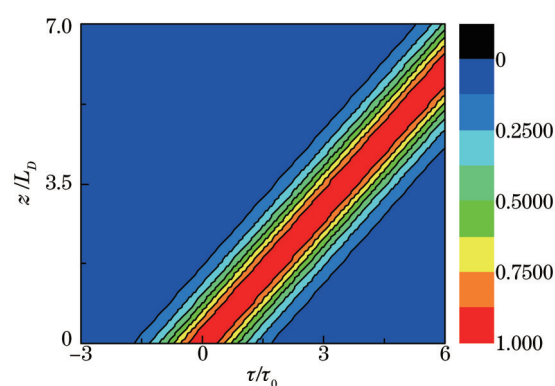


图5 探测光场的偏振分量 $|\Omega_{p2}/U_0|^2$ 在介质中的时空演化。所用物理参数为 $A_2 = 1.0$, $p_0 = 1.0$, $B_2 = -1.0$, $g_0 = -1.0$, 和 $g_{11} = g_{12} = -1.0$

Fig.5 Space-time evolution of the circular polarization component $|\Omega_{p2}/U_0|^2$ of the probe field. The parameters used are $A_2 = 1.0$, $p_0 = 1.0$, $B_2 = -1.0$, $g_0 = -1.0$, and $g_{11} = g_{12} = -1.0$

传播,且传播方向是由初始积分参数 $B_j(j=1,2)$ 确定。当积分常数 B_j 为正时,孤子分量会稳定地向左传播,而当 B_j 为负时,相应的孤子分量则会稳定地向右传播。

由于两耦合时间矢量光孤子能够稳定地在体系中传播,因此可进一步研究其碰撞特性。随后,数值模拟了该体系的两耦合时间矢量光孤子间的碰撞行为,如图 6 所示。初始条件可选为: $u_1(s=0) = \text{sech}(\sigma - 3.0)\exp(-i\sigma) + \text{sech}(\sigma + 3.0)\exp[i(\sigma + \phi_1)]$ 和 $u_2(s=0) = \text{sech}(\sigma - 3.0)\exp(-i\sigma) + \text{sech}(\sigma + 3.0)\exp[i(\sigma + \phi_2)]$ 。其中 ϕ_1 和 ϕ_2 分别表示两个孤子分量的初始相位。图 6(a)给出了初始相位差为零,也就是孤子分量初始同相的碰撞行为,发现两个孤子周期性地相互靠近、融合,然后彼此分离。这是由于在同相情况下,干涉相长导致碰撞中心区域的折射率增加,因此吸引来更多的光,光孤子间呈现出相互吸引作用,从而使得中心区域的光强急剧增加。融合之后的孤子能量增加,变得不稳定,继而分裂。分离以后的两孤子分量的能量和传播速度几乎不变,因而可认为是近弹性碰撞。从图 6(b)中所给出初始相位差为 $\pi/2$ 的两孤子分量的碰撞结果可以看出,两孤子分量先融合之后再彼此分离,且相位领先的孤子分量的幅度降低而相位落后的孤子分量则幅度升高。这可能是由于在碰撞时能量由相位领先的孤子分量向相位落后的孤子分量发生了转移^[32]。图 6(c)为初始相位差为 π 也就是反相孤子间的碰撞现象,由于发生相互碰撞的两个孤子分量反相,并具有相同的振幅,它们会彼此靠近但不接触,然后再彼此分开且在碰撞过程中波形保持不变,并在中心区域出现一个较强的深谷。这可归结为孤子间的相互排斥作用。在孤子叠加时,由于它们之间的干涉相消作用而使得中心区域的折射率降低,从而只有极少数的光进入中心区域。由图 6(a)与(c)可知,同相与反相的两孤子分量碰撞之后,其幅度和宽度基本保持不变,这意味着它们之间的碰撞是近弹性碰撞。这种无能量转移的两孤子碰撞行为有利于光孤子通讯的信号传播。

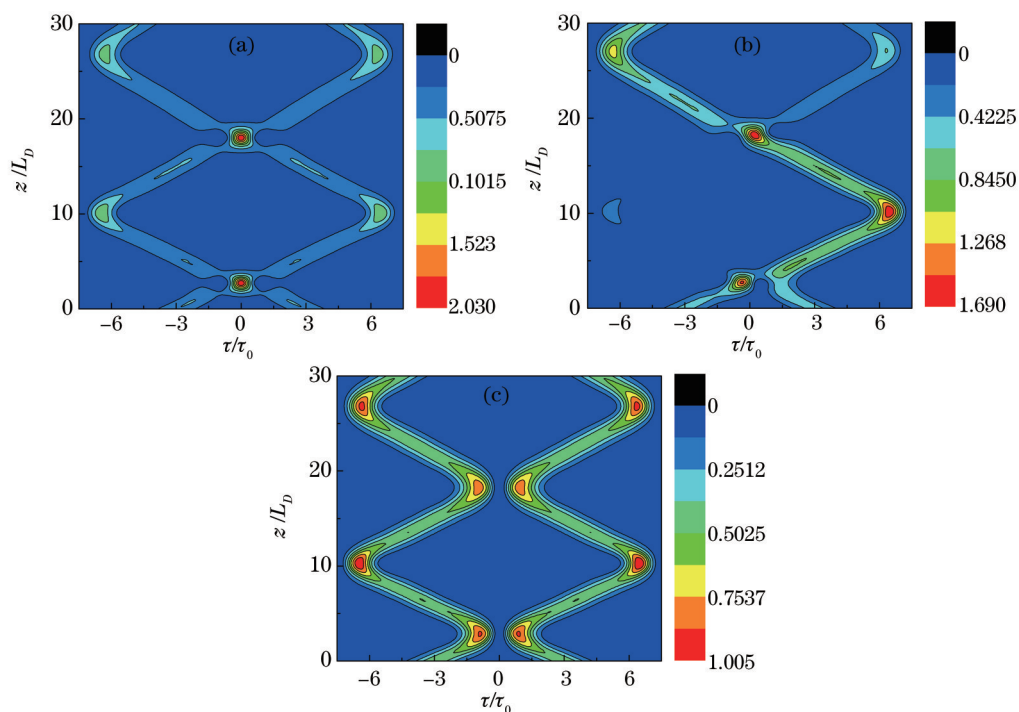


图 6 光孤子在不同初始相位差下的碰撞行为 ($\phi_2=0$)。 (a) $\phi_1 - \phi_2 = 0$; (b) $\phi_1 - \phi_2 = \pi/2$; (c) $\phi_1 - \phi_2 = \pi$

Fig.6 The collision behaviors between the optical solitons with the different initial phase shift ($\phi_2 = 0$).

(a) $\phi_1 - \phi_2 = 0$; (b) $\phi_1 - \phi_2 = \pi/2$; (c) $\phi_1 - \phi_2 = \pi$

4 结 论

在两束强耦合控制光场激发下,解析地研究了一束弱的线性偏振探测光场在与其平行的磁场作用下所形成的左旋,右旋两正交偏振分量与四能级半导体单量子点相互作用所形成的半导体量子点 EIT 介质模型中的时间矢量光孤子的稳定性及其碰撞动力学特征。利用多重尺度方法,得到了线性情况下的色散关系,

以及描述探测光场的两个不同偏振分量随时间演化的耦合非线性薛定谔方程。结果表明,由于系统的非线性效应平衡色散效应,探测光场的两个正交偏振分量所演化成的两耦合时间矢量光孤子能产生并以超慢群速度稳定地在半导体单量子点EIT系统中传播。随后,通过数值模拟两耦合时间矢量光孤子间的碰撞行为,发现该体系的时间矢量光孤子碰撞特性与其初始相位差有关。当两个孤子分量的初始相位为同相或反相时,它们之间的碰撞具有周期性且孤子的幅度和宽度保持不变并且没有能量转移。意味着这种情况下,孤子分量之间的碰撞几乎是近弹性碰撞。当孤子间的初始相位差为 $\pi/2$ 时,两孤子分量先融合再彼此分离,且相位领先的孤子分量幅度降低,而相位落后的孤子分量幅度升高。这说明此时两孤子碰撞后能量从相位领先的孤子分量向相位落后的孤子分量发生转移。与标量光孤子相比,时间矢量光孤子由于其多分量的结构,显然有着更为丰富而优越的传播和碰撞特性。文中所获取的同相及反相的两耦合时间矢量光孤子的碰撞几乎是近弹性碰撞,这为光孤子通讯、光计算以及设计全光开关、全光逻辑门等光学器件方面提供了理论参考价值。

参 考 文 献

- 1 Boller K J, Imamoglu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. Phys Rev Lett, 1991, 66(20): 2593–2596.
- 2 Yan Xiaobo, Gu Kaihui, Fu Changbao, *et al.*. Electromagnetically induced transparency in a three-mode optomechanical system[J]. Chin Phys B, 2014, 23(11): 114201.
- 3 Wang Fang, Yu Xudong, Meng Zengming, *et al.*. Experimental study of quantum noise characteristics of the probe field in electromagnetically induced transparency medium[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(5): 0527001.
王 芳, 于旭东, 孟增明, 等. 电磁诱导透明介质中探测场量子噪声特性的实验研究[J]. 光学学报, 2014, 34(5): 0527001.
- 4 Shan Guangcun, Yin Zhangqi, Shek Chanhung, *et al.*. Single photon sources with single semiconductor quantum dots[J]. Front Phys, 2014, 9(2): 170–193.
- 5 He Yuming, Wei Yujia, He Yu, *et al.*. Semiconductor quantum dot single photon sources: principles, methods and prospect[J]. SCIENTIA SINICA Informationis, 2014, 44(3): 394–409.
何玉明, 魏宇佳, 贺 煜, 等. 基于半导体量子点的单光子源: 原理、实现和前景[J]. 中国科学: 信息科学, 2014, 44(3): 394–409.
- 6 Liu Ying, Yu Chuanxi, Hu Zhihui, *et al.*. Modulation instability of cross-phase modulation induced by cubic–quintic nonlinearity in metamaterials[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0619001.
刘 颖, 余传禧, 胡之惠, 等. 超常介质中三、五阶非线性引起的交叉相位调制的非稳定性[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0619001.
- 7 Tian Sicong, Wan Rengang, Tong Cunzhu, *et al.*. Controlling optical bistability via interacting double dark resonances in linear quantum dot molecules[J]. J Opt Soc Am B, 2014, 31(11): 2681–2688.
- 8 Peng Yandong, Yang Aihong, Li Dehua, *et al.*. Ultranarrow linewidth and high gain of an optical cavity with enhanced self-Kerr nonlinearity in quantum dot molecules[J]. Laser Phys Lett, 2014, 11(6): 065201.
- 9 Hao Xiangying, Zheng Anshou, Wang Ying, *et al.*. Enhanced cross-phase modulation via phase control in a quantum dot nanostructure [J]. Commun Theor Phys, 2012, 57(5): 866–872.
- 10 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.
- 11 Haus H A, Wong W S. Solitons in optical communications[J]. Rev Mod Phys, 1996, 68(2): 423–444.
- 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 Du Yingjie, Yang Zhanying, Bai Jintao. High order nonlinear characteristics for electromagnetically induced transparency media[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(6): 0627001.
杜英杰, 杨战营, 白晋涛. 电磁感应透明介质的高阶非线性特性[J]. 光学学报, 2014, 34(6): 0627001.
- 14 Li Jiahua, Yu Rong, Huang Pei, *et al.*. Spatial weak infrared–light bright and dark solitons in semiconductor quantum-dot nanostructures [J]. Phys Lett A, 2009, 373(5): 554–557.
- 15 Sun Jianqiang, Li Haochen, Gu Xiaoyan. Evolution of slow dual steady-state optical solitons in a cold three-state medium[J]. Chin Phys

- Lett, 2012, 29(7): 074213.
- 16 Li Jin, Liu Jibing, Yang Xiaoxue. Superluminal optical soliton via resonant tunneling in coupled quantum dots[J]. Phys E, 2008, 40(9): 2916 – 2920.
- 17 Zheng Xuejun, Wang Denglong, She Yanchao, *et al.*. Controllable double tunneling induced transparency and solitons formation in a quantum dot molecule[J]. Opt Express, 2013, 21(14): 17392–17403.
- 18 Si Liugang, Yang Wenxing, Lü Xinyou, *et al.*. Formation and propagation of ultraslow three-wave-vector optical solitons in a cold seven-level triple- Λ atomic system under Raman excitation[J]. Phys Rev A, 2010, 82(1): 013836.
- 19 Li Bin, Qi Yihong, Niu Yueping, *et al.*. Superluminal optical vector solitons in a five-level M-type atomic system[J]. J phys B: At Mol Opt Phys, 2015, 48(6): 065501.
- 20 Vaseghi B, Mohebi N. Effects of external fields, dimension and pressure on the electromagnetically induced transparency of quantum dots[J]. J Lumin, 2013, 134(1): 352–357.
- 21 Niculescu E C. Slow and fast light in pyramid shaped quantum dots under applied electric fields: the effect of the incident light polarization [J]. Superlattices and Microstruct, 2015, 82(1): 313–326.
- 22 Si Liugang, Yang Wenxing, Lü Xinyou, *et al.*. Slow vector optical solitons in a cold four-level inverted-Y atomic system[J]. Eur Phys J D, 2009, 55(1): 161–166.
- 23 Zeng Kuanhong, Wang Denglong, She Yanchao, *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]. Eur Phys J D, 2013, 67(1): 221.
- 24 Wu Ying, Yang Xiaoxue. Four-wave mixing in molecular magnets via electromagnetically induced transparency[J]. Phys Rev B, 2007, 76(5): 054425.
- 25 Zhu Chengjie, Huang Guoxiang. High-order nonlinear Schrödinger equation and weak-light superluminal solitons in active Raman gain media with two control fields[J]. Opt Express, 2011, 19(3): 1963–1974.
- 26 Chen Zhiming, Huang Guoxiang. Trapping of weak signal pulses by soliton and trajectory control in a coherent atomic gas[J]. Phys Rev A, 2014, 89(3): 033817.
- 27 Yang Wenxing, Chen Aixi, Lee Raykuang, *et al.*. Matched slow optical soliton pairs via biexciton coherence in quantum dots[J]. Phys Rev A, 2011, 84(1): 013835.
- 28 Gammon D, Snow E S, Shanabrook B V, *et al.*. Homogeneous linewidths in the optical spectrum of a single gallium arsenide quantum dot[J]. Science, 1996, 273(5271): 87–90.
- 29 Chen Junchao, Li Biao, Chen Yong. Novel exact solutions of coupled nonlinear Schrödinger equations with time – space modulation[J]. Chin Phys B, 2013, 22(11): 110306.
- 30 Dai Chaoqing, Wang Yueyue, Zhang Jiefang. Analytical spatiotemporal localizations for the generalized (3+1)-dimensional nonlinear Schrödinger equation[J]. Opt Lett, 2010, 35(9): 1437–1439.
- 31 Chen Qiucheng. Spatial weak-light ring soliton in self-assembled quantum dots[J]. Chin Phys B, 2014, 23(12): 124212.
- 32 She Yanchao, Wang Denglong, Zhang Weixi, *et al.*. Collision characteristics between two temporal ultraslow vector optical solitons in a five-level V type system[J]. Eur Phys J D, 2011, 61(1): 181–186.

栏目编辑: 刘丰瑞