

点间隧穿耦合对四能级三量子点电磁感应透明介质光子动力学的影

响*

王胤^{1)†} 王壬颖²⁾³⁾ 陈桥¹⁾ 邓永和¹⁾

1) (湖南工程学院计算科学与电子学院, 湘潭 411104)

2) (湘潭大学物理与光电工程学院, 湘潭 411105)

3) (湖南交通工程学院公共基础课部, 衡阳 421001)

(2023年7月23日收到; 2023年11月1日收到修改稿)

利用概率幅变分近似结合多重尺度法, 研究了探测光在两边产生点间隧道耦合的非对称阵列型三量子点电磁诱导透明介质的传播性质. 结果表明, 由于系统的色散效应和点间隧穿耦合产生的非线性效应相平衡, 系统能形成稳定传播的超低速时间光子. 有趣的是, 仅开启一边的点间隧穿耦合 (即另一边关闭), 随着点间隧穿耦合强度的增加, 光子的速度呈现出先增大后减小的变化趋势, 但光子的幅度却一直增大. 两边两个点间隧穿耦合强度均开启后, 随着点间隧穿强度逐渐的增大, 光子的幅度随着点间隧穿强度的增大会出现逐渐减小, 直到出现一个拐点后才迅速增大; 而光子的速度相比较于单个隧穿强度的影响会明显降低, 且出现停滞的现象. 这些结果不但揭示出点间隧道耦合对三量子点电磁感应透明介质光子的动力学有着重要影响, 而且还预言在半导体量子点器件中可利用点间隧道耦合调节其光子传输的幅度.

关键词: 电磁感应透明介质, 点间隧道耦合, 光子动力学

PACS: 42.50.Gy, 74.50.+r, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.73.20231194

1 引言

光子是体系的色散 (或衍射) 效应与非线性效应相互作用平衡后的产物^[1-9], 在量子通信和量子信息处理过程中作为信息的载体不仅能承载巨大的信息量而且还可提高在长距离传输过程的信息保真度和稳定性^[10-13]. 光子作为量子信息传输和处理过程中的载体的最早研究主要是超冷原子电磁感应透明 (electromagnetic induction transparency, EIT) 介质, 这主要是因为该介质能通过弱光耦合到原子能级间产生量子相干和量子干涉效应激发出强的非线性效应^[14-18]. 吴颖^[19]发

现在四能级超冷 EIT 体系可通过强控制光去控制弱探测光形成超慢光子. 随后研究表明, 弱探测光在超冷 EIT 体系所形成的超慢光子能稳定传播^[20,21]. 本研究组^[22]也发现四能级三脚架式超冷原子 EIT 系统通过两个强控制光场既可控制体系光子的群速度匹配而且还调节亮光子和暗光子的转换. 黄国翔等^[23-28]证实通过控制光的开关效应可对光子进行存储和读取. 然而, 由于超冷原子 EIT 介质只能在低温、稀薄的情况下才能实现, 因而难以在大规模化器件中进行实施, 付之于具体应用有一定的局限性.

随着半导体工艺的发展, 半导体量子点不仅具有类似于超冷原子的分立能级, 且其能级结构还可

* 国家自然科学基金 (批准号: 11832016)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2020JJ4240, 2022JJ50115) 和湖南工程学院博士启动基金 (批准号: 22RC018) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 21112@hnie.edu.cn

以通过“人工剪裁”方式去实现^[29]. 当光束通过量子点内部, 由于量子相干和量子干涉效应所引起的 EIT 效应能通过弱光激发强的非线性效应, 这为光孤子的形成及光信息的传输提供很好的应用前景^[30-32]. 研究表明让一束探测光通过 10 层量子点光学薄膜后, 再通过控制光的调制可在体系观察到 EIT 效应^[33]. 当光通过半导体量子点 EIT 介质后, 由于系统的色散效应与强非线性效应相平衡, 形成超低速时间光孤子^[34-37]. 光孤子在半导体量子点 EIT 介质中传播性质的研究有望为量子光信息的传输提供更加广泛的应用前景.

对于量子点 EIT 体系, 不但具备类似原子的分立能级, 而且还可通过排列、堆叠等耦合方式形成量子点分子. 在双量子点分子体系中, 由量子点间隧穿耦合作用引起的量子相消干涉导致的透明窗口可以让光无吸收通过, 称之为量子点间隧穿诱导透明 (tunneling induces transparency, TIT)^[38-42]. Michael 等^[43] 发现点间 TIT 不仅可以抑制介质对光的吸收, 而且还可以调节光通过系统的传播速度. 让一束探测光通过量子点 EIT 介质去传播^[44,45], 发现体系所形成的光孤子能够存储起来. 余彦超等^[46] 发现通过调节 TIT 强度能使体系产生双透明窗口, 且系统所产生的时间孤子是亮孤子还是暗孤子完全由控制光强的强度来确定. 目前实验上已通过分子束外延生长技术或原位原子层精确刻蚀技术制造出三量子点分子^[47-50]. 相比于双量子点分子, 三量子点分子具备两个量子点间隧穿耦合效应和更灵活可控的能级结构. Tian 等^[51] 发现可通过三量子点中的双隧穿实现双暗态共振从而增强体系的非线性效应. Luo 等^[52,53] 也证实三量子点分子中由于两个点间隧穿会使系统的克尔非线性显著提高, 甚至还会导致系统出现自聚焦和自散焦效应. 这意味着三量子点分子体系具有一系列新颖的非线性特性. 然而, 迄今为止对三量子点分子 EIT 介质的非线性动力学性质尤其是其中的光孤子动力学行为的报道尚少.

受此启发, 本文基于现有实验条件, 构建了由一束探测光耦合到中间量子点上, 且两边两量子点产生点间隧道耦合而成为非对称的阵列型三量子点 EIT 介质模型. 随后利用概率幅变分近似结合多重尺度法, 解析地研究了点间隧穿耦合对三量子点 EIT 介质中的线性和非线性性质的调控效应;

发现双点间隧穿耦合效应比单点间隧穿耦合对量子点 EIT 介质的线性和非线性性质的调控能力更强. 尤其是时间光孤子的振幅、速度均可通过量子点的点间隧穿耦合强度来调节; 因而揭示出在半导体量子点器件中可利用点间隧穿耦合强度去调节其传输的光孤子的幅度.

2 模型和 Maxwell-Schrödinger 方程

基于目前实验上制造三量子点分子技术^[47-50], 自组装 GaAs 三量子点分子的能级结构示意图如图 1 所示. 它由三个不同尺寸的量子点排成一排, 类似于两个不同大小的双量子点分子耦合、沿着生长方向应用于合适的门电压演练而成. 由于量子点之间存在一定的势垒宽度阻碍了量子点中空穴的隧穿, 因而仅考虑中间量子点上的电子与左(右)量子点之间的电子隧穿. 实验上, 以 GaAs 为衬底, 通过自组织生长与光刻蚀技术相结合, 实现沿 [110] 方向并列生长的不均匀三重量子点. 图 1 中 $|0\rangle$ 为基态, $|1\rangle$ 为一束频率为 ω_{10} 的弱探测光将中间的量子点上的电子从价带激发到导带形成的直接激子态, $|2\rangle$ 或 $|3\rangle$ 表示量子点在外加门电压的作用后, 左或右量子点的导带能级与中间量子点产生共振, 从而中间的量子点内的电子分别隧穿到左或右两边量子点后所形成的间接激子态. 因此, 弱探测光和三个不同尺寸的量子点组合成四能级非对称阵列型三量子点 EIT 介质模型. 设图 1 中的中间量子点与左、右两边量子点的点间隧穿强度分别为 Te_1 和 Te_2 . 根据旋波近似和电偶极近似^[10-13,41,42],

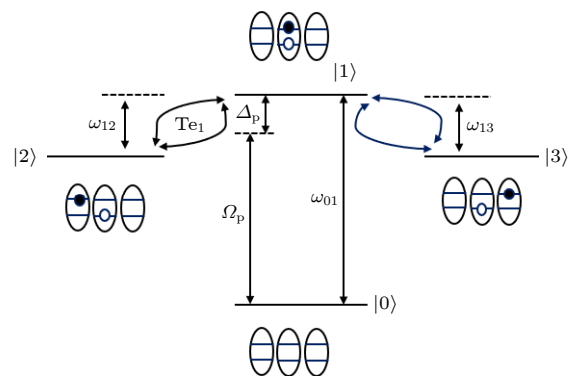


图 1 四能级非对称阵列型三量子点电磁感应透明介质能级结构示意图

Fig. 1. Energy level structure diagram of a four-level asymmetric array-type three quantum dots electromagnetically induced transparent medium.

四能级非对称阵列型三量子点 EIT 体系在相互作用绘景中的哈密顿量为

$$H_I = \sum_{j=1}^3 \Delta_j |j\rangle \langle j| - (\Omega_p |1\rangle \langle 0| - \text{Te}_1 |2\rangle \langle 1| - \text{Te}_2 |3\rangle \langle 1| + \text{H.c.}), \quad (1)$$

其中, $\Delta_1 = \omega_{10} - \omega_p$, $\Delta_{2(3)} = \Delta_1 + \omega_{12(3)}$, ω_{ij} 表示电子在能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间的跃迁频率; 弱探测光的频率为 ω_p , 其拉比频率是 $\Omega_p = E_p \mu_{01} / (2\hbar)$, E_p 为探测光振幅, μ_{ij} 表示能级 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 之间的跃迁偶极矩. 探测光的 Maxwell 方程为^[41,42]

$$\nabla^2 \mathbf{E}_p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_p}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_p}{\partial t^2}, \quad (2)$$

式中, ε_0 和 c 分别是真空中的介电常数和光速. 探测光的电场矢量为

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{e}_p \varepsilon_p \exp[i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)] + \text{c.c.},$$

其中, \mathbf{k}_p 为探测光波矢, c.c. 表示复共轭函数. 探测光的电极化强度为

$$\mathbf{P}_p = N_a \mathbf{p}_{10} A_1 A_0^* \exp[i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)] + \text{c.c.},$$

式中, N_a 表示原子数密度; A_j 表示能级 $|j\rangle$ 的原子布居概率幅, 满足守恒关系,

$$|A_0|^2 + |A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 = 1.$$

由 Schrödinger 方程 $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle$ 对 (1) 式进行变换, 并对 (2) 式做慢变包络近似^[41,42], 就可得到 Maxwell-Schrödinger (MS) 方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} A_0 + \Omega_p^* A_1 = 0, \quad (3a)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_1\right) A_1 + \Omega_p A_0 - \text{Te}_1^* A_2 - \text{Te}_2^* A_3 = 0, \quad (3b)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_2\right) A_2 - \text{Te}_1 A_1 = 0, \quad (3c)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_3\right) A_3 - \text{Te}_2 A_1 = 0, \quad (3d)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \Omega_p + \kappa_{01} A_0^* A_1 = 0, \quad (3e)$$

其中, $d_j = \Delta_j + i\gamma_j$ ($j = 1, 2, 3$), γ_j 表示能级 $|j\rangle$ 上的衰减率, 由能级寿命展宽 γ_{jl} 和失相展宽 γ_{jd} 两部分组成, 即 $\gamma_j = \gamma_{jl} + \gamma_{jd}$, 其中 γ_{jl} 主要是由于低温下纵波光学声子发射产生, 而 γ_{jd} 主要是由于电子与电子, 电子与声子散射以及表面粗糙所引起, 传播系数为

$$\kappa_{01} = N \omega_p |\mathbf{P}_{01}|^2 / (2\varepsilon_0 c \hbar).$$

随后, 只要求解 MS 方程 (3), 就可以获得系统的线性和非线性光学性质.

3 线性光学性质

一般情况下, MS 方程 (3) 难以直接获得其解析解, 在此使用多重尺度法^[41,42] 对其进行近似求解. 设

$$A_0 = 1 + \sum_{j=2}^{\infty} \varepsilon^j A_0^{(j)},$$

$$A_l = \sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon^j A_l^{(j)}, \quad l = 1, 2, 3,$$

$$\Omega_p = \sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon^j \Omega_p^{(j)},$$

并设展开项均是多重尺度变量 $t_l = \varepsilon^l t$, $z_l = \varepsilon^l z$ ($l = 0, 1, 2$) 的函数; ε 是描述各态布居衰减相关的特征小量. 将多重尺度各参量代入方程 (3), 可得

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_1\right) A_1^{(j)} - \text{Te}_1^* A_2^{(j)} - \text{Te}_2^* A_3^{(j)} = M^{(j)}, \quad (4a)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_2\right) A_2^{(j)} - \text{Te}_1 A_1^{(j)} = N^{(j)}, \quad (4b)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_3\right) A_3^{(j)} - \text{Te}_2 A_1^{(j)} = Q^{(j)}, \quad (4c)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0}\right) \Omega_p^{(j)} + \kappa_{01} A_1^{(j)} = R^{(j)}. \quad (4d)$$

式中, 右边各表达式分别为

$$M^{(1)} = N^{(1)} = Q^{(1)} = R^{(1)} = 0,$$

$$M^{(2)} = -i \frac{\partial}{\partial t_1} A_1^{(1)},$$

$$N^{(2)} = -i \frac{\partial}{\partial t_1} A_2^{(1)},$$

$$Q^{(2)} = -i \frac{\partial}{\partial t_1} A_3^{(1)},$$

$$R^{(2)} = -i \left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1}\right) \Omega_p^{(1)},$$

$$M^{(3)} = -i \frac{\partial}{\partial t_1} A_1^{(2)} - i \frac{\partial}{\partial t_2} A_1^{(1)} - \Omega_p^{(1)} A_0^{(2)},$$

$$N^{(3)} = -i \frac{\partial}{\partial t_1} A_2^{(2)} - i \frac{\partial}{\partial t_2} A_2^{(1)},$$

$$Q^{(3)} = -i \frac{\partial}{\partial t_1} A_3^{(2)} - i \frac{\partial}{\partial t_2} A_3^{(1)},$$

$$R^{(3)} = -i \left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_1} \right) \Omega_p^{(2)} - i \left(\frac{\partial}{\partial z_2} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_2} \right) \Omega_p^{(1)} - \kappa_{01} A_0^{*(2)} A_1^{(1)}.$$

当 $j = 1$ 时, 设 $\Omega_p^{(1)} = \varepsilon F_1 \exp[i(K(\omega)z_0 - \omega t_0)]$, 代入 (4) 式可得探测光的线性色散关系为

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \kappa_{01} \frac{(\omega + d_2)(\omega + d_3)}{|\text{Te}_1|^2(\omega + d_3) + |\text{Te}_2|^2(\omega + d_2) - (\omega + d_1)(\omega + d_2)(\omega + d_3)}. \quad (5)$$

方程 (5) 在 $\omega = 0$ 处进行泰勒展开:

$$K(\omega) = K_0 + K_1\omega + \frac{1}{2}K_2\omega^2 + \dots,$$

$$K_j = (\partial^j K(\omega) / \partial \omega^j) |_{\omega=0} \quad (j = 0, 1, 2, \dots).$$

由于 K_j 是一个复数, 它可以写成 $K_j = K_{jr} + iK_{ji}$, 这里 K_{0r} , K_{1r} 和 K_{2r} 分别代表 K_0 , K_1 和 K_2 的实部; K_{0i} , K_{1i} 和 K_{2i} 分别代表 K_0 , K_1 和 K_2 的虚部. 进而可以得到:

$$K_1 = \frac{1}{V_g} = \frac{1}{c} + \kappa_{01} \frac{|\text{Te}_1|^2(\omega + d_3)^2 + |\text{Te}_2|^2(\omega + d_2)^2 + (\omega + d_2)^2(\omega + d_3)^2}{D^2}, \quad (6a)$$

$$K_2 = 2\kappa_{01} \frac{D_2 + D_3 - D_{23}}{D^2}, \quad (6b)$$

其中,

$$D_2 = |\text{Te}_1|^2(\omega + d_3)^3 [2(\omega + d_2) + (\omega + d_1)],$$

$$D_3 = |\text{Te}_2|^2(\omega + d_2)^3 [2(\omega + d_3) + (\omega + d_1)],$$

$$D_{23} = |\text{Te}_1|^2 |\text{Te}_2|^2 [(\omega + d_2) + (\omega + d_3)]^2,$$

$$D = |\text{Te}_1|^2(\omega + d_3) + |\text{Te}_2|^2(\omega + d_2) - (\omega + d_1)(\omega + d_2)(\omega + d_3).$$

在 (6a) 式中, V_g 表示探测光在系统中传播的群速度, (6b) 式则表示系统的群速度色散效应.

为获取系统中探测光的 K_{0i} 线性吸收特征, 将探讨量子点间隧穿耦合对体系探测光场的线性吸收特性的影响, 随后绘制出不同的量子点间隧穿耦合 (实验可通过门电压控制) 情况下系统吸收参量 K_{0i} 随探测光失谐量 Δ_p 的变化情况. 图 2 展示了关闭图 1 中的左边点间隧穿耦合, 仅开启右边一个点间隧穿耦合情况下系统的线性吸收性质. 当两个点间隧穿耦合均关闭时, 即 $\text{Te}_1 = \text{Te}_2 = 0$ (图 2 中黑点线), 可以看出当门电压断开时, 探测光在失谐量 ($\Delta_p = 0$) 区域被大大地吸收. 当 $\text{Te}_1 = 0$ 和 $\text{Te}_2 = 20 \mu\text{eV}$ (图 2 红实线), 即左边量子点间隧穿耦合仍然处于关闭状态仅开启右边一个点间隧穿耦合情况下, 系统中出现一个透明窗口. 也就是说, 只有开启点间隧穿耦合, 体系才有可能产生透明窗口. 这类透明窗口是由于量子点间隧穿所引起, 又

称为 TIT 窗口. 这是因为开启右边的点间隧穿耦合后, Te_2 使跃迁通道 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间发生干涉相消, 使得能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的布居进入暗态, 从而探测光在 TIT 窗口内几乎不被吸收. 当右边的点间隧穿耦合 Te_2 进一步增强时, 即 $\text{Te}_1 = 0$ 和 $\text{Te}_2 = 40 \mu\text{eV}$ (图 2 蓝虚线), 与红实线相比, 量子点间 TIT 窗口的宽度变宽.

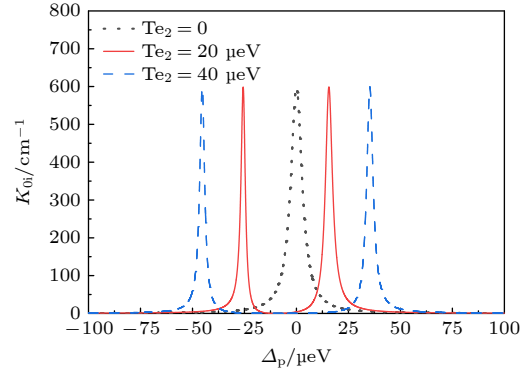


图 2 关闭左点间隧穿耦合 ($\text{Te}_1 = 0$) 仅开启右点间隧穿耦合情况下, 线性吸收系数 K_{0i} 随失谐 Δ_p 的变化情况. 其他参数: $\gamma_{10} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{20} = \gamma_{30} = 10^{-4}\gamma_{10}$, $-\hbar\omega_{12} = \hbar\omega_{13} = 10 \mu\text{eV}$, $\kappa_{01} = 1976 \text{ cm}^{-1} \cdot \mu\text{eV}$

Fig. 2. In the case that the left (right) inter-dot tunneling coupling is turned off (on), the linear absorption coefficient K_{0i} as a function of the detuning Δ_p . Other parameters: $\gamma_{10} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{20} = \gamma_{30} = 10^{-4}\gamma_{10}$, $-\hbar\omega_{12} = \hbar\omega_{13} = 10 \mu\text{eV}$, and $\kappa_{01} = 1976 \text{ cm}^{-1} \cdot \mu\text{eV}$.

为了获得左、右点间隧穿耦合效应对非对称阵列型三量子点 EIT 体系探测光线性吸收的不同特

征, 图 3 绘制出关闭右边量子点间隧穿耦合仅开启左边一个点间隧穿耦合情况下系统的线性吸收性质. 通过与图 2 比较, 可以发现与图 2 唯一不同的曲线特征是: 开启右边点间隧穿耦合的图 2 的 TIT 窗口的中心位置原偏离在 $\Delta_p = 0$ 的左边, 而开启左边的点间隧穿耦合后 TIT 窗口的中心位置偏离在 $\Delta_p = 0$ 的右边; 其他结果如透明窗口的宽度随着点间隧穿耦合强度的增大而变宽类似于图 2. 因此在下面讨论单个点间隧穿耦合对非对称阵列型三量子点 EIT 体系物理性质的影响时, 只需考虑其中一种情况.

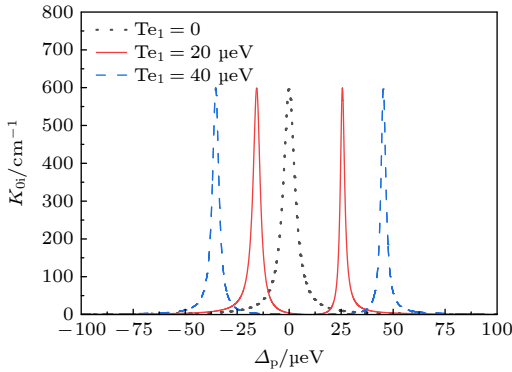


图 3 关闭右点间隧穿耦合 ($Te_2 = 0$) 仅开启左点间隧穿耦合情况下, 线性吸收系数 K_{0i} 随失谐 Δ_p 的变化情况. 图中所使用的其他参数与图 2 一致

Fig. 3. In the case that the left (right) inter-dot tunneling coupling is turned on (off), the linear absorption coefficient K_{0i} as a function of the detuning Δ_p . Other parameters used are the same as the Fig. 2.

既然仅开启左边或右边的一个点间隧穿耦合, 三量子点 EIT 体系均会出现一个 TIT 窗口. 当左右两边两个点间隧穿耦合均开启后, 三量子点 EIT 体系的线性吸收性质如图 4 所示. 当 $Te_1 = Te_2 = 20 \mu eV$ (图 4 红实线), 此时三量子点 EIT 体系呈现出两个 TIT 窗口, 这与双量子点分子中的单量子点间 TIT 窗口完全不同. 双 TIT 窗口是由两个点间隧穿耦合效应的量子相消干涉效应所引起, 这与超冷原子系统中由控制场引起的量子相消干涉效应所导致的 EIT 窗口完全不同. 当两个隧穿耦合增强时, 即 $Te_1 = Te_2 = 40 \mu eV$ (图 4 蓝虚线), 双 TIT 窗口的宽度比红实线的双 TIT 窗口的宽度更宽. 从此可得, 随着单量子点和/或双量子点间隧穿耦合强度的增大, 三量子点体系的单和/或双 TIT 窗口的宽度都变宽.

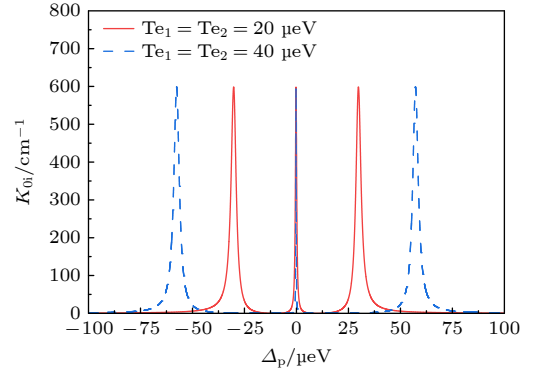


图 4 左、右两边两个点间隧穿耦合均开启情况下, 线性吸收系数 K_{0i} 随失谐 Δ_p 的变化情况. 图中所使用的其他参数与图 2 一致

Fig. 4. Under both the left and right inter-dot tunneling coupling are turned on, the linear absorption coefficient K_{0i} as a function of the detuning Δ_p . Other parameters used are the same as the Fig. 2.

4 非线性光学性质

在此探讨非对称阵列型三量子点 EIT 体系的非线性光学性质, 即 MS 方程在多重尺度近似展开后的二阶和三阶情况. 当 $j = 2$ 时从方程 (4) 整理化简消除久期项有

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t_1} \right) F_1 = 0. \quad (7)$$

同理, 当 $j = 3$ 时, 类似地消除久期项, 整理可得

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_2} - \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t_2} \right) F_1 - \frac{K''}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial t_1^2} - W |F_1|^2 F_1 e^{-2lmK} = 0, \quad (8)$$

其中, 体系的非线性效应表示为

$$W = \kappa_{01}(\omega + d_2)(\omega + d_3) \times \frac{|Te_2|^2(\omega + d_3)^2 + |Te_3|^2(\omega + d_2)^2 + (\omega + d_2)^2(\omega + d_3)^2}{D^3}.$$

该式描述了包络函数 F_1 在介质中的演化方式, 方程 (8) 为复系数的非线性薛定谔方程, 将其返回到原变换关系 $z_l = \varepsilon^l z$, $t_l = \varepsilon^l t$, $U = \varepsilon F_1 e^{-lmK}$, 并引入新参数 $\xi = z/L_D$, 和 $\tau = t - z/V_g$, 整理可得

$$i \frac{\partial}{\partial \xi} U - \frac{K''}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U - W |U|^2 U = 0. \quad (9)$$

引入无量纲参数 $s = \xi$, $\eta = \tau/\tau_0$, $u = U/U_0$. 其中色散长度 $L_D = \tau_0^2/|K''|$, 非线性长度 $L_{NL} = 1/|W|U_0^2$. 光孤子形成的条件是, 体系的非线性效应与色散效应相互达到平衡, 于是令 $L_D = L_{NL}$, 则

$U_0^2 \tau_0^2 = K_r''/W_r$. 进而方程 (9) 化为

$$i \frac{\partial}{\partial s} u - \frac{\text{sgn}(K'')}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} u - \text{sgn}(W) |u|^2 u = 0, \quad (10)$$

其中, sgn 代表物理量的正或负的符号. 当 $K_r'' W_r > 0$, 方程 (10) 有亮孤子解 $u = \text{sech}(\eta) e^{-is/2}$. 返回到原物理参量, 可得探测光的亮孤子解为

$$\Omega_p = U_0 \text{sech}\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \exp[-is/2 + i\text{Re}(K)z]. \quad (11)$$

根据现有实验室制造三量子点条件, 选择非对称阵列型三量子点 EIT 体系的参数^[45-48] (除特别说明, 图 5—图 8 均采用此参数): $\gamma_1 = 0.054 \text{ meV}$, $\gamma_2 = \gamma_3 = 5.4 \times 10^{-5} \text{ meV}$; 探测光的传播系数 $\kappa_{01} = 340 \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$; 失谐量 $\Delta_1 = 0.1674 \text{ meV}$, $\Delta_2 = 0.6480 \text{ meV}$, $\Delta_3 = 0.6840 \text{ meV}$, $\tau_0 = 3 \times 10^{-8} \text{ s}$. 在此, 先分析单个点间隧穿耦合情况下三量子点 EIT 体系所形成的孤子. 作为一个典型的示例, 设 $\text{Te}_1 = 1 \text{ meV}$ 且 $\text{Te}_2 = 0$, 即开启左边两量子点的点间隧穿耦合, 关闭右边点间隧穿耦合情况下, 可计算出参数:

$$K'' \approx (1.3853 + 0.02160i) \times 10^3 \text{ meV}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1},$$

$$W \approx (4.3740 + 0.05178i) \times 10^2 \text{ meV}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}.$$

由于 $|K_r''| \gg |K_i''|$, $|W_r| \gg |W_i|$, 所以 $K'' = K_r'' + K_i'' \approx K_r''$, $W = W_r'' + W_i'' \approx W_r''$ 忽略虚部造成的影响. $K_r'' W_r > 0$, 则非对称阵列型三量子点 EIT 体系形成亮孤子. 随后将探讨亮孤子在三量子点 EIT 介质的传播性质, 这是由于亮孤子在其中心位置会形成一个完美的包络高斯波包, 该波包集中了波的大部分能量. 在量子通信和量子信息处理技术中, 作为量子信息的载体就相当于将所需传输的信息集中在一处, 然后再将量子信息向远方传播.

为了检验亮孤子在三量子点 EIT 介质中传播的稳定性, 对光孤子的波形 $|\Omega_p/U_0|^2$ 增加 5% 的扰动后探究其随时间的演化情况, 如图 5 所示. 可以看出, 在初始时刻探测光 $|\Omega_p/U_0|^2$ 在 $z/L_D = 0$ 位置形成一亮光孤子. 随着时间的推移如 $t = 8\tau_0$, 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 $t = 16\tau_0$ 和 $t = 24\tau_0$ 时, 孤子的幅度和宽度仍能保持不变地向右传播. 这说明单个点间隧穿耦合情况下的三量子点 EIT 介质中能产生光孤子, 并可稳定地传播.

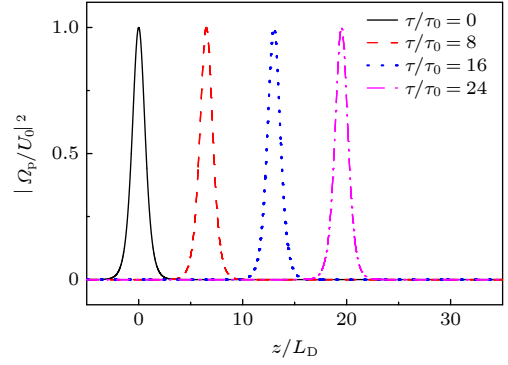


图 5 单点间隧穿耦合下三量子点 EIT 介质中光孤子的稳定性分析 ($\text{Te}_1 = 1 \text{ meV}$, $\text{Te}_2 = 0$)

Fig. 5. Stability analysis of optical solitons in the three quantum dot EIT medium under the single inter-dot tunneling coupling effect ($\text{Te}_1 = 1 \text{ meV}$, $\text{Te}_2 = 0$).

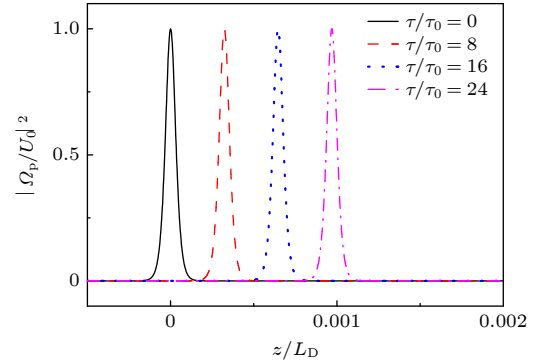


图 6 双点间隧穿耦合下三量子点 EIT 介质中光孤子的稳定性分析 ($\text{Te}_1 = 1 \text{ meV}$, $\text{Te}_2 = 0.5 \text{ meV}$)

Fig. 6. Stability analysis of optical solitons in three quantum dot EIT medium under the two single inter-dot tunneling coupling effect ($\text{Te}_1 = 1 \text{ meV}$, $\text{Te}_2 = 0.5 \text{ meV}$).

既然单个点间隧穿耦合情况下体系的光孤子能够稳定地传播; 接着探讨两边两个点间隧穿均开启后, 系统光孤子的稳定性. 作为一个典型示例, 选取 $\text{Te}_1 = 1 \text{ meV}$ 且 $\text{Te}_3 = 0.5 \text{ meV}$ 时, 可计算出参数:

$$K'' \approx (1.2718 + 0.04279i) \times 10^2 \text{ meV}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1},$$

$$W \approx (2.4594 + 0.02271i) \times 10^2 \text{ meV}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}.$$

由于 $|K_r''| \gg |K_i''|$, $|W_r| \gg |W_i|$, 所以 $K'' = K_r'' + K_i'' \approx K_r''$, $W = W_r'' + W_i'' \approx W_r''$ 忽略虚部造成的影响. 此时三量子点 EIT 介质也是形成亮孤子. 类似地, 我们绘出两边两个点间隧穿均开启 ($\text{Te}_2 = 1 \text{ meV}$ 且 $\text{Te}_3 = 0.5 \text{ meV}$) 后, 不同时刻的探测光 $|\Omega_p/U_0|^2$ 随空间的分布情况如图 6 所示. $\tau = 0$ 时刻, 在初始位置 $z/L_D = 0$ 形成一亮光孤子, 随着时间的推移 (如 $\tau = 8\tau_0$, $\tau = 16\tau_0$ 和 $\tau = 24\tau_0$ 时), 孤子稳定匀速地向右传播, 且波形保持不变.

这说明开启两边两个点间隧穿耦合情况下的三量子点 EIT 介质中也能产生光孤子且可稳定地传播.

通过对比图 5 和图 6 就会发现, 在相同的时间间隔内光孤子的传播距离相差很大. 这说明在非对称三量子点 EIT 介质中, 当系统左右两个点间隧穿均开启后由于左右两边这两个点间隧穿的共同作用, 使光孤子的速度大幅度地降低; 这对探测光所形成的光孤子动力学影响非常大. 从而, 图 7 给出了在不同的右点间隧穿强度 Te_2 下, 孤子的群速度 V_g 随左点间隧穿强度 Te_1 的变化情况. 从图 7(a) 中可以看出, 当 $Te_2 = 0$ 时即关闭图 1 右边的点间隧穿耦合仅开启左边的点间隧穿耦合情况下, 三量子点 EIT 介质中孤子的群速度 V_g 随着单点间隧穿耦合强度的增大呈现出先逐渐增加随后减小的变化趋势. 当图 1 中的左右两边两个点间隧穿都开启后, 从图 7(b) 中可以看出, 当 $Te_2 = 0.5$ meV 时 (黑实线), 随着 Te_1 的增大, 孤子的群速度 V_g 逐渐减小; 进一步增加图 1 右边的点间隧穿耦合强度, 当 $Te_2 = 1$ meV 时 (蓝虚线), 相比图 7(a) 中孤子群速度降低了 2 个数量级, 且随着 Te_1 的增大逐渐减小. 这说明在左右两边两个量子点间隧穿耦合效应的共同作用下, 三量子点 EIT 介质中的光孤子传播速度会被抑制, 以致于当左右两边两个量子点间隧穿耦合都较大时, 三量子点 EIT 介质中的孤子会出现停滞现象.

最后, 探讨点间隧穿耦合强度对三量子点 EIT 介质中孤子幅度的影响, 如图 8 所示. 当 $Te_2 = 0$ 时 (如图中粉红色实线), 即关闭三量子点 EIT 介质右边的点间隧穿耦合仅开启左边的点间隧穿耦合情况下, 三量子点 EIT 介质中孤子的幅度随着单点间隧穿耦合强度的增大而逐渐增加. 开启三量子点 EIT 介质右边的点间耦合效应且其强度比较小 (如 $Te_2 = 0.5$ meV) 时 (见图中蓝点划线), 也就是当三量子点 EIT 介质中的左右两边两个点间隧穿都开启后, 发现三量子点 EIT 介质中孤子的幅度随着左点间隧穿耦合强度的增加反而减小. 进一步增加右边的点间耦合强度 $Te_2 = 1.0$ meV, 发现三量子点 EIT 介质中孤子的幅度随着左点间隧穿的增加呈现出先减少而后增加的变化趋势; 当右边的点间耦合强度进一步增加到 $Te_2 = 1.5$ meV 时, 三量子点 EIT 介质中孤子的幅度还是随着左点间隧穿的增加出现先减少而后增加的变化趋势, 且极小值拐点沿左点间隧穿耦合强度较小的值移动.

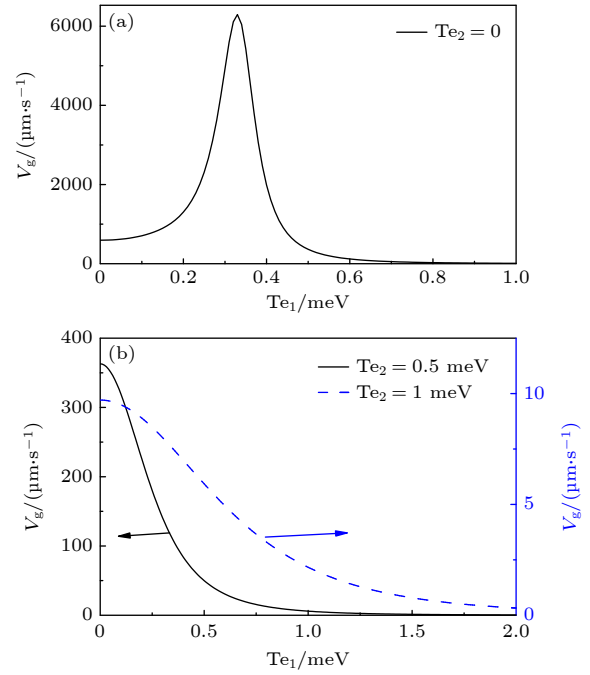


图 7 不同右点间隧穿强度下孤子的群速度随左点间隧穿强度 Te_1 的变化

Fig. 7. Group velocity of the solitons as a function of the strength Te_1 of the left inter-dot coupling with the different strength of the right inter-dot tunneling coupling.

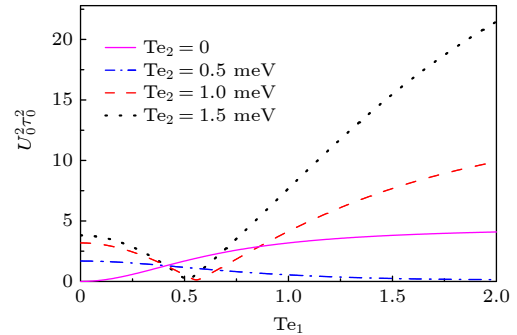


图 8 不同右点间隧穿强度下, 孤子的幅度随左点间隧穿强度 Te_1 的变化

Fig. 8. Amplitude of the solitons as a function of the strength Te_1 of the left inter-dot coupling with the different strength of the right inter-dot tunneling coupling.

5 结 论

基于目前实验制造量子点分子技术, 先构建了两边产生点间隧道耦合的非对称阵列型三量子点 EIT 介质模型. 随后利用概率幅变分近似结合多重尺度法, 解析地研究了点间隧穿强度对体系线性和非线性性质的影响. 结果发现只有开启点间隧穿耦合, 体系才会产生 TIT 透明窗口. 仅开启一个点间隧穿耦合 (即另一个关闭), 三量子点 EIT 介质中

仅出现单个 TIT 窗口, 且透明窗口的宽度随着点间隧穿强度的增加而变宽. 关闭右边点间隧穿耦合开启左边一个点间隧穿耦合与关闭左边点间隧穿耦合开启右边一个点间隧穿耦合, TIT 窗口唯一的不是: 透明窗口的中心位置由偏离在 $\Delta_p = 0$ 的右边演化为偏离在 $\Delta_p = 0$ 的左边. 当两边两个点间隧穿耦合均开启时, 三量子点 EIT 体系呈现出两个 TIT 窗口, 当体系的两个隧穿耦合增强时, 双 TIT 窗口的宽度变宽.

当体系的线性色散效应和量子点间隧穿耦合所产生的非线性效应相互作用达到平衡后能形成超低速时间光孤子, 且可稳定地传播. 有趣的是, 当仅开启一边的点间隧穿耦合 (即另一边关闭), 随着点间隧穿耦合强度的增加, 光孤子的速度呈现出先增大后减小, 而光孤子的幅度则一直增大. 当两边两个点间隧穿耦合强度均开启后, 随着点间隧穿强度逐渐的增大, 光孤子的幅度随着点间隧穿强度的增大会呈现出逐渐减小, 直到出现一个拐点后才迅速增大; 而光孤子的速度相比较于单个隧穿强度的影响会明显的降低, 且出现停滞的现象. 相对于只有一个隧穿的双量子点, 具有双隧穿的三量子点孤子的传播行为都具有更强的调控能力. 这说明点间隧道耦合对三量子点体系的光孤子动力学有着重要影响, 因而可利用点间隧道耦合对半导体量子点器件中的光孤子进行调幅操作, 这些结果为量子点器件实现光孤子通信提供了一定的理论依据.

参考文献

- [1] Wang Y, Ding J W, Wang D L, et al. 2020 *Chaos* **30** 123133
- [2] Song W W, Li Q Y, Li Z D, et al. 2010 *Chin. Phys. B* **19** 070503
- [3] Zhang X F, Zhang P, Chen G P, Dong B, Tan R B, Zhang S G 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 060302 (in Chinese) [张晓斐, 张培, 陈光平, 董彪, 谭仁兵, 张首刚 2015 物理学报 **64** 060302]
- [4] Zhang X F, Zhang P, He W Q, Lin X X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 020307
- [5] Li Z D, Guo Q Q, Guo Y, et al. 2021 *Chin. Phys. B* **30** 107506
- [6] Li Z D, Guo Q Q 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 017501 (in Chinese) [李再东, 郭奇奇 2020 物理学报 **69** 017501]
- [7] Guo H, Qiu X, Ma Y, et al. 2021 *Chin. Phys. B* **30** 060310
- [8] Li Z D, Wang Y Y, He P B 2019 *Chin. Phys. B* **28** 010504
- [9] Li J, Liu W M 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 110302 (in Chinese) [李吉, 刘伍明 2018 物理学报 **67** 110302]
- [10] Xu D T, Chen Z M, Huang G X 2017 *Opt. Express* **25** 19094
- [11] Hang C, Huang G X 2018 *Phys. Rev. A* **98** 043840
- [12] Bai Z Y, Hang C, Huang G X 2013 *Chin. Opt. Lett.* **11** 012701
- [13] Zhou S J, Wang D L, Dong Y Y, Bai Z Y, Ding J W 2022 *Phys. Lett. A* **448** 128320
- [14] Deng R J, Yan Z H, Jia X J 2017 *Acta. Phys. Sin.* **66** 074201 (in Chinese) [邓瑞婕, 闫智辉, 贾晓军 2017 物理学报 **66** 074201]
- [15] Liu J, Jing H, Ge M L 2004 *Phys. Rev. A* **70** 55802
- [16] Si L G, Yang W X, Yang X X 2009 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **26** 478
- [17] Si L G, Yang W X, Liu X Y, Li J H, Yang X X 2009 *Eur. Phys. J. D* **55** 161
- [18] Si L G, Yang W X, Liu J B, Li J H, Yang X X 2009 *Opt. Express* **17** 7771
- [19] Wu Y 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053820
- [20] Wu Y, Deng L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 143904
- [21] Wu Y, Deng L 2004 *Opt. Lett.* **29** 2064
- [22] Dong Y Y, Wang D L, Wang Y, Ding J W 2018 *Phys. Lett. A* **382** 2006
- [23] Chen Y, Chen Z M, Huang G X 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023820
- [24] Xu D T, Bai Z Y, Huang G X 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063857
- [25] Chen Y, Bai Z Y, Huang G X 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023835
- [26] Xu D T, Hang C, Huang G X 2018 *Phys. Rev. A* **98** 043848
- [27] Chong S, Huang G X 2019 *Phys. Rev. A* **99** 043821
- [28] Chen Z M, Bai Z Y, Li H J, Hang C, Huang G X 2015 *Sci. Rep.* **5** 8211
- [29] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 347
- [30] Liu H C, Gao M, McCaffrey J, Wasilewski Z R, Fafard S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 79
- [31] Santori C, Pelton M, Solomon G, Dale Y, Yamamoto Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1502
- [32] Brus L E 1986 *J. Phys. Chem.* **90** 2555
- [33] Marcinkevicius S, Gushterov A, Reithmaier J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 041113
- [34] Yang W X, Chen A X, Lee R K, Wu Y 2011 *Phys. Rev. A* **84** 013835
- [35] She Y C, Zhang W X, Wang D L 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 064205 (in Chinese) [余彦超, 张蔚曦, 王登龙 2011 物理学报 **60** 064205]
- [36] Zeng K H, Wang D L, She Y C, Luo X Q 2013 *Eur. Phys. J. D* **67** 221
- [37] Zeng K H, Wang D L, She Y C, Zhang W X 2013 *Acta. Phys. Sin.* **62** 147801 (in Chinese) [曾宽宏, 王登龙, 余彦超, 张蔚曦 2013 物理学报 **62** 147801]
- [38] Xiang Z H, Huwer J, Szymanska J S, et al. 2020 *Commun. Phys.* **3** 121
- [39] Childress L, Sørensen A S, Lukin M D 2004 *Phys. Rev. A* **69** 042302
- [40] Ordonez G, Na K, Kim S 2006 *Phys. Rev. A* **73** 022113
- [41] Tang H, Wang D L, Zhang W X, Ding J W, Xiao S G 2017 *Acta. Phys. Sin.* **66** 034202 (in Chinese) [唐宏, 王登龙, 张蔚曦, 丁建文, 肖思国 2017 物理学报 **66** 034202]
- [42] Yang X, Wang Y, Wang D L, Ding J W 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 174203 (in Chinese) [杨璇, 王胤, 王登龙, 丁建文 2020 物理学报 **69** 174203]
- [43] Michael S, Chow W W, Schneider H C 2013 *Phys. Rev. B* **88** 125305
- [44] Wang Y, Zhou S J, Chen Q, Deng Y H 2023 *Acta. Phys. Sin.* **72** 084204 (in Chinese) [王胤, 周骝杰, 陈桥, 邓永和 2023 物理学报 **72** 084204]
- [45] Wang Y, Zhou S J, Deng Y H, Chen Q 2023 *Chin. Phys. B.* **32** 054203
- [46] She Y C, Zheng X J, Wang D L, et al. 2013 *Opt. Express* **21** 17392
- [47] Wolters J, Buser G, Horsley A, Béguin L, Jöckel A, Jahn J P, Warburton R J, Treutlein P 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 060502
- [48] Waugh F R, Berry M J, Mar D J, Westervelt R M, Campman K L, Gossard A C 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 705

- [49] Krause B, Metzger T H, Rastelli A, Songmuang R, Kiravittaya S, Schmidt O G 2005 *Phys. Rev. B* **72** 085339
- [50] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [51] Tian S C, Wan R G, Tong C Z, Ning Y Q 2014 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **31** 1436
- [52] Luo X Q, Li Z Z, Jing J, et al. 2018 *Sci. Rep.* **8** 3107
- [53] Luo X Q, Li Z Z, Li T F, et al. 2018 *Opt. Express* **26** 32585

Effect of inter-dot tunneling coupling on soliton dynamical behaviors in four-level triple quantum dot EIT medium*

Wang Yin^{1)†} Wang Ren-Ying²⁾³⁾ Chen Qiao¹⁾ Deng Yong-He¹⁾

1) (School of Computational Science and Electronics, Hunan Institute of Engineering, Xiangtan 411104, China)

2) (Department of Physics and Optoelectronics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

3) (Department of Public Basic Courses, Hunan Institute of Traffic Engineering, Hengyang 421001, China)

(Received 23 July 2023; revised manuscript received 1 November 2023)

Abstract

Soliton, which can travel over long distance without attenuation or shape change due to the balance of the interplay between dispersion (or diffraction) and nonlinearity in nonlinear medium, becomes a good information carrier in quantum information processing and transmission. Up to now, the study on the optical solitons mainly focuses on ultra-cold atomic electromagnetic induction transparency (EIT) medium. This is mainly because ultra-cold atomic system can generate strong nonlinear effect under low light excitation. However, for the practical application, it is a big challenge to control accurately the optical soliton dynamics in the atomic EIT medium due to its low temperature (which approaches to absolute zero) and rarefaction. Fortunately, with the maturity of semiconductor quantum production technology, quantum dots have extensive application prospect in quantum information processing and transmission. So, in the paper, we study the optical soliton dynamics in a four-level asymmetric array-type three-quantum-dot EIT medium.

Based on the current experimental results, we first propose a four-level asymmetric array-type three-quantum-dot EIT model. Subsequently, by using amplitude variable approach combined with multi-scale method, we study analytically the propagation of a probe pulse in this system. It is shown that when one (the another) inter-dot tunneling coupling is turned on (off), only a single transparency window appears in the center range of the probe field detuning. Only if two inter-dot tunneling couplings are turned on will two transparent windows be distributed on both sides of the central region of the probe field detuning. And the width of the single transparent window or the widths of two transparent windows become wider with the strength of the inter-dot tunneling coupling increasing. For the nonlinear case, by choosing appropriate parameters in the area of the transparency window, the stable propagation of soliton can be realized. Interestingly, we find that the strength of the inter-dot tunneling coupling has an important effect on the soliton dynamic behaviors. In the case that one (the another) inter-dot tunneling coupling is turned on (off), with the increase of strength of the inter-dot tunneling coupling, the velocity of the soliton exhibits a trend of first increasing and then decreasing, and the amplitude of the soliton presents a increasing trend for ever. For the case that two inter-dot tunneling couplings are turned on, with the strength of the two inter-dot tunneling coupling increasing, the velocity of the soliton presents a decreasing trend for ever, while the amplitude of the soliton exhibits a trend of first decreasing and then increasing. Thus, the amplitude modulation effect of optical soliton can be realized in semiconductor quantum dot devices.

Keywords: electromagnetically induced transparency medium, inter-dot tunneling coupling, optical soliton dynamical behaviors

PACS: 42.50.Gy, 74.50.+r, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.73.20231194

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11832016), the Hunan Provincial Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 2020JJ4240, 2022JJ50115), and the Doctoral Startup Foundation of Hunan Institute of Engineering, China (Grant No. 22RC018).

† Corresponding author. E-mail: 21112@hnie.edu.cn

点间隧穿耦合对四能级三量子点电磁感应透明介质孤子动力学的影响

王胤 王壬颖 陈桥 邓永和

Effect of inter-dot tunneling coupling on soliton dynamical behaviors in four-level triple quantum dot EIT medium

Wang Yin Wang Ren-Ying Chen Qiao Deng Yong-He

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 044202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231194

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231194>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

点间隧穿调控五能级M型三量子点电磁感应透明介质中的孤子碰撞性质

Controlling collision properties of solitons in five-level M-type triple quantum dot electromagnetically induced transparency medium by inter-dot tunneling coupling

物理学报. 2020, 69(17): 174203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200141>

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

Rydberg原子的微波电磁感应透明-Autler-Townes光谱

Microwave electromagnetically induced transparency and Autler-Townes spectrum of cesium Rydberg atom

物理学报. 2018, 67(9): 093201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172645>

基于调控原子相干的 Λ -型电磁感应透明与吸收

Λ -type electromagnetically induced transparency and absorption by controlling atomic coherence

物理学报. 2022, 71(22): 224201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220950>

电磁诱导透明暗孤子的耗散变分束缚分析

Dissipative variational analysis for bounded dark solitons of electromagnetically induced transparency

物理学报. 2018, 67(6): 064207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172567>

高阶效应下对称三量子点系统中光孤子稳定性研究

Stability of optical soliton in symmetrical three-quantum-dot system under high-order effects

物理学报. 2021, 70(22): 224205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210942>