

能级构型对 InAs/GaAs 量子点电磁感应透明介质中光孤子存储的影响*

王胤^{1)†} 周驹杰²⁾ 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)

(2022 年 10 月 14 日收到; 2023 年 2 月 19 日收到修改稿)

基于现有的实验, 利用不同频率的光脉冲耦合到 InAs/GaAs 量子点的不同能级之间可形成梯形、 Λ 形和 V 形等 3 类量子点电磁诱导透明介质. 继而研究这三类能级构型 InAs/GaAs 量子点电磁诱导透明介质中的光孤子形成和存储性质, 结果表明, 梯形和 Λ 形 InAs/GaAs 量子点体系不但可形成光孤子还可以实现光孤子的存储与读取, 且其所存储光孤子的保真度比光存储的保真度高; 但 V 形 InAs/GaAs 量子点体系却不能形成光孤子, 这是由于体系的非线性效应非常弱. 有趣的是在相同的实验参数下, Λ 形 InAs/GaAs 量子点体系所存储的光孤子幅度比梯形所存储的光孤子幅度大. 这为半导体量子点器件对所存储光孤子进行调幅操作提供了理论依据.

关键词: 电磁诱导透明, 光孤子的存储与读取, 半导体量子点

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Tg, 78.67.Hc

DOI: 10.7498/aps.72.20221965

1 引言

目前量子通讯传输技术中传播信息的最佳载体是光子, 这是因为光具有传播速度快、携带信息量多、耗损低等优点^[1]. 然而, 光在传播量子信息过程中会因色散、衍射效应导致其所携带的信息出现失真^[2]. 与光相比, 光孤子是系统的色散(衍射)效应与非线性效应相平衡的产物^[2-8], 它具有更高的稳定性和保真度, 是更为理想的信息载体. 迄今为止, 有关光孤子的存储与读取的理论预言主要集中在超冷原子电磁感应透明 (electromagnetic induction transparency, EIT) 介质, 这主要是因为它能在弱光激发下产生强的非线性效应^[9-19]. 如 Chen 等^[16] 证实了梯形三能级超冷原子系统中能实现光孤子

的存储与读取, 且其携带信息的保真度比光存储的保真度高. 考虑量子处理和传输过程会出现大量的信息, Huang 等^[17,18] 对两分量甚至 N 分量光孤子的存储与读取进行了研究, 结果发现这些矢量光孤子的存储与读取具有更高的保真度并且比单个光孤子可存取更多的信息量. 考虑到光量子存储器的实际应用, 陈志明等^[19] 发现可通过开、关控制光来调控高维光脉冲信号的存储与读取. 但目前只能在低温 (接近绝对零度)、稀薄实验条件下才能观察到超冷原子, 因而付之于实际应用是一个巨大的挑战.

自组装 InAs/GaAs 半导体量子点^[20-23] 不仅呈现出超冷原子类的分立能级结构且可常温实现, 还具备较长的退相干时间、较大的电偶极矩等优势, 因而被认为是最有希望实现 EIT 应用的介质.

* 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

Hasnain 等^[24] 理论证明基于 EIT 效应的半导体量子点体系可实现全光量子存储器. Kraus 等^[25] 研究表明在半导体量子点中利用激子可大幅提高光信号的存储时间. Krenner 等^[26] 发现半导体量子点存储光信号的时间可达 30 ms. 这系列的研究集中在量子点线性光脉冲的存储. 然而, 线性光脉冲在介质中传播时由于受到色散、衍射效应的影响致使所携带信息出现失真, 从而保真度不高. 目前, 已发现半导体量子点 EIT 介质中可形成光孤子^[27–33]. Yang 等^[32] 发现四能级双激子半导体量子点 EIT 介质中可形成慢光孤子对. 曾宽宏等^[33] 发现计及激子-双激子相干下半导体量子点 EIT 介质中可实现空间光孤子对. 一个自然而然的想法是: 如果能利用半导体量子点 EIT 介质中的光孤子作为量子信息传播和处理的载体, 则信息传输的存储保真度会有所提高. 然而迄今为止, 有关半导体量子点 EIT 介质中光孤子的存储与读取的研究却极少报道.

受此启发, 本文根据现有实验室制造 InAs/GaAs 量子点的参数^[34–36], 探讨不同频率的探测光和控制光耦合到 InAs/GaAs 量子点的不同能级之间就可形成梯形、 Λ 形和 V 形 3 类能级构型; 继而在这 3 类能级构型中基于 EIT 方案研究了体系的光孤子形成、存储与读取等性质. 结果表明, 在现有实验实现 InAs/GaAs 量子点条件下, 梯形和 Λ 形能级构型中探测光能形成光孤子, 而 V 形能级构型中探测光却不能形成光孤子. 进一步研究表明, 梯形和 Λ 形能级构型中可通过控制光的开、关效应来调节探测光的存储与读取; 且其保真度比光的存储与读取的保真度高. 此外还发现, 能级构型对半

导体量子点 EIT 介质的光孤子的存储和读取有一定的调幅作用.

2 量子点 EIT 介质中光孤子形成和存储特征

2.1 三类能级构型的形成机理

半导体量子点受到光激发后, 价带中的电子会越过禁带进入导带, 因此价带由于失去电子会形成带正电的空穴, 导带中相应的电子和价带中的空穴形成电子-空穴对, 即激子. 一般情况下半导体量子点 3 个维度的尺寸都在 100 nm 以下, 其内部电子和空穴被限制在一相当狭小空间内, 所以点内的量子限域效应十分显著. 量子限域效应会导致半导体量子点产生类似原子的分立能级结构.

目前实验制造 InAs/GaAs 量子点由半径为 9 nm、高度为 3 nm 的半导体材料 InAs 嵌入两块 GaAs 板之间组成“汉堡”形状的半导体量子点^[37–40]. 在 InAs/GaAs 量子点中, 价带和导带能级的偏移量可分别调制为 363 meV 和 705 meV. 从而在 InAs/GaAs 量子点中其价带和导带会分别形成 6 个空穴态 ($|h_0\rangle - |h_5\rangle$) 和 6 个电子态 ($|e_0\rangle - |e_5\rangle$)^[37], 如图 1 所示. 由于量子限域效应, 系统的每个态都可视为离散态. 当一束频率为 ω_{p1} 的探测光耦合到态 $|h_0\rangle$ 和态 $|e_0\rangle$ 之间且一束频率为 ω_{c1} 的控制光耦合到态 $|e_0\rangle$ 和态 $|e_5\rangle$ 之间时, 就构成了如图 1(a) 所示的梯形三能级量子点 EIT 构型^[37]. 同样, 当一束频率为 ω_{p2} 的探测光耦合到态 $|h_5\rangle$ 和态 $|e_0\rangle$ 之间且一束频率为 ω_{c2} 的控制光耦合到态 $|h_0\rangle$ 和态 $|e_0\rangle$ 之间

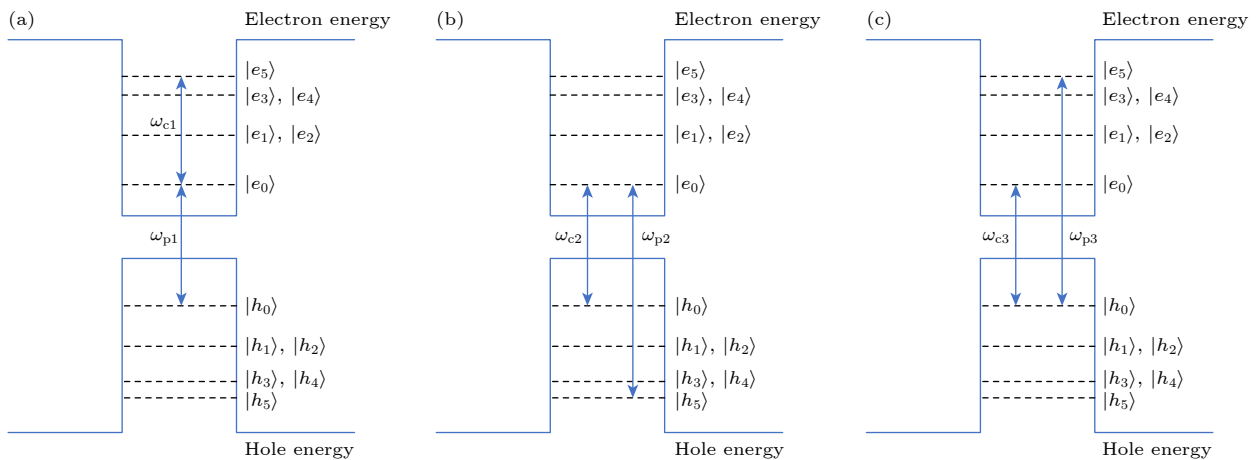


图 1 半导体量子点的三能级构型机理示意图 (a) 梯形; (b) Λ 形; (c) V形

Fig. 1. Schematic diagram of three energy level in the semiconductor quantum dot: (a) Ladder-type; (b) Λ -type energy; (c) V-type.

时,就构成了如图 1(b) 所示 Λ 形三能级量子点 EIT 构型^[37]. 类似地,当一束频率为 ω_{p3} 的探测光耦合到态 $|h_0\rangle$ 和态 $|e_5\rangle$ 之间且一束频率为 ω_{c3} 的控制光耦合到态 $|h_0\rangle$ 和态 $|e_0\rangle$ 之间时,就构成了如图 1(c) 所示 V 形三能级量子点 EIT 构型^[37]. 接着,将分别研究这三类不同构型下的量子点 EIT 介质的光孤子形成、存储与读取等性质.

2.2 梯形三能级量子点

为方便起见,将图 1(a) 中的能级 $|h_0\rangle$ 、 $|e_0\rangle$ 和 $|e_5\rangle$ 分别标为 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$, 其他能级尚未绘出; 从而图 1(a) 就可简化为量子点标准的梯形三能级构型, 如图 2 所示. 频率为 ω_{p1} 的探测光耦合到能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 之间, 频率为 ω_{c1} 的控制光耦合到能级 $|2\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 之间, 能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间属于禁戒跃迁, 图中 $\Delta_{p1} = \omega_{p1} - (\omega_2 - \omega_1)$ 属于单光子失谐, $\Delta_3 = \omega_{p1} + \omega_{c1} - (\omega_3 - \omega_1)$ 是双光子失谐.

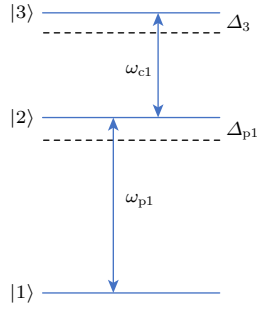


图 2 梯形三能级量子点 EIT 构型示意图

Fig. 2. Schematic diagram of ladder-type three energy level in the quantum dot EIT configuration.

在电偶极子近似和旋转波近似^[16–19]下,相互作用绘景中梯形三能级量子点 EIT 体系的哈密顿量是:

$$H_{\text{int}} = -\hbar\Delta_{p1}|2\rangle\langle 2| - \hbar\Delta_3|3\rangle\langle 3| - \hbar(\Omega_{p1}|2\rangle\langle 1| + \Omega_{c1}|3\rangle\langle 2| + \text{h.c.}), \quad (1)$$

式中 \hbar 为普朗克常数, 且令 $\hbar=1$, $\Omega_{p1} = \varepsilon_{p1}P_{12}/(2\hbar)$ 是探测光的半拉比频率, $\Omega_{c1} = \varepsilon_{c1}P_{23}/(2\hbar)$ 是控制光的半拉比频率. 其中, P_{ij} 是态 $|i\rangle$ 到态 $|j\rangle$ 的电偶极子矩阵元; ε_{p1} 和 ε_{c1} 分别是探测光和控制光的振幅; h.c. 表示体系哈密顿量的厄米共轭.

在相互作用绘景中体系的密度矩阵元 (Bloch 方程) 的各项表达式分别是:

$$\frac{\partial\rho_{11}}{\partial t} = i\Omega_{p1}^*\rho_{21} - i\Omega_{p1}\rho_{21}^* + \Gamma_{12}\rho_{22}, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial\rho_{22}}{\partial t} = i\Omega_{p1}\rho_{21}^* + i\Omega_{c1}^*\rho_{32} - i\Omega_{p1}^*\rho_{21} - i\Omega_{c1}\rho_{32}^* - \Gamma_{12}\rho_{22} + \Gamma_{23}\rho_{33}, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial\rho_{33}}{\partial t} = i\Omega_{c1}\rho_{32}^* - i\Omega_{c1}^*\rho_{32} - \Gamma_{23}\rho_{33}, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial\rho_{21}}{\partial t} = id_{21}\rho_{21} + i\Omega_{p1}\rho_{11} + i\Omega_{c1}^*\rho_{31} - i\Omega_{p1}\rho_{22}, \quad (2d)$$

$$\frac{\partial\rho_{31}}{\partial t} = id_{31}\rho_{31} + i\Omega_{c1}\rho_{21} - i\Omega_{p1}\rho_{32}, \quad (2e)$$

$$\frac{\partial\rho_{32}}{\partial t} = id_{32}\rho_{32} + i\Omega_{c1}\rho_{22} - i\Omega_{p1}^*\rho_{31} - i\Omega_{c1}\rho_{33}. \quad (2f)$$

其中

$$d_{21} = \Delta_{p1} + i\gamma_{21},$$

$$d_{31} = \Delta_3 + i\gamma_{31},$$

$$d_{32} = (\Delta_3 - \Delta_{p1}) + i\gamma_{32},$$

这里 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$ 表示态 $|i\rangle$ 与态 $|j\rangle$ 之间的相干衰减率. 其中总衰减率 $\Gamma_j = \sum_{i<j} \Gamma_{ij}$, 式中 Γ_{ij} 是从态 $|j\rangle$ 到态 $|i\rangle$ 的能级弛豫速率.

在慢变包络近似^[16–19,29–31]下,探测光和控制光的 Maxwell 的演化方程分别为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_{p1} + \kappa_{12}\rho_{21} = 0, \quad (3a)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_{c1} + \kappa_{23}\rho_{32} = 0, \quad (3b)$$

其中

$$\kappa_{12} = N\omega_{p1}|\mathbf{P}_{12}|^2/(2\varepsilon_0c\hbar)$$

和

$$\kappa_{23} = N\omega_{c1}|\mathbf{P}_{23}|^2/(2\varepsilon_0c\hbar)$$

均为传播系数, ε_0 是真空的介电常数, N 表示原子浓度. 方程 (2) 和方程 (3) 组成了 Maxwell-Bloch (M-B) 方程, 它可描述梯形三能级量子点 EIT 体系的线性和非线性性质.

一般情况下,无法直接求出 M-B 方程的解析解,在此,使用多重尺度法^[29–31]对其近似求解. 设各项渐进展开式分别为

$$\rho_{ij} = \rho_{ij}^{(0)} + \rho_{ij}^{(1)} + 2\rho_{ij}^{(2)} + 3\rho_{ij}^{(3)} + \dots,$$

$$\Omega_{p1} = \varepsilon\Omega_{p1}^{(1)} + \varepsilon^2\Omega_{p1}^{(2)} + \varepsilon^3\Omega_{p1}^{(3)} + \dots,$$

其中, $\rho_{ij}^{(0)} = \delta_{i1}\delta_{j1}$ 意味着系统初始时刻所有的电子均布居在基态 $|1\rangle$, 且 ε 是表征 Ω_{p1} 的振幅的无量纲小参数. 同时, 设各展开项均为多尺度变量 $z_l = \varepsilon^l z$ ($l = 0, 1, 2$) 和 $t_l = \varepsilon^l t$ ($l = 0, 1$) 的函数. 随

后, 将多重尺度展开式的各项代入 M-B 方程且比较 $\varepsilon^l (l = 1, 2, 3, \dots)$ 的系数, 其一阶近似解为

$$\Omega_{p1}^{(1)} = F e^{i\theta},$$

$$\rho_{21}^{(1)} = \frac{d_{31} + \omega}{D(\omega)} F e^{i\theta}, \quad \rho_{31}^{(1)} = -\frac{\Omega_{c1}}{D(\omega)} F e^{i\theta},$$

其他 $\rho_{ij}^{(1)} = 0$. 式中

$$D(\omega) = |\Omega_{c1}|^2 - (d_{31} + \omega)(d_{21} + \omega),$$

$$\theta = K(\omega) \dagger_0 - \omega t_0,$$

F 是变量 z_1, z_2, t_1 的包络函数. 系统的线性色散关系 $K(\omega)$ 为

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \frac{\kappa_{12}(d_{31} + \omega)}{D(\omega)}. \quad (4)$$

将 (4) 式做泰勒展开有

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

其中

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

由于 K_j 是一个复数, 它可以写成 $K_j = K_{jr} + iK_{ji}$; 其中 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. 实际上, K_{0i} 决定了体系对探测光的吸收性质. 为了获得体系探测光的线性吸收特性, 图 3 示出了 K_{0i} 作为 Δ_{p1} 的函数. 可以看出, 关闭控制光时, 即 $\Omega_{c1} = 0$ (如图 3 中的黑点线), 系统的线性吸收特征曲线呈现出洛伦兹吸收峰, 这说明关闭控制光时, 探测光在 $\Delta_{p1} = 0$ 的区域被大量吸收. 开启控制光且光强为 $\Omega_{c1} = 2.5 \times 10^{10} \text{ Hz}$ 时 (图 3 中红虚线), 吸收曲线分裂成 2 个单独的峰, 系统出现了 EIT 窗口. 当探测光在 EIT 窗口传播时, 几乎不会被介质吸收, 从而相应的后续研究均在 EIT 窗口内展开. 当控制光增强大到 $\Omega_{c1} = 5 \times 10^{10} \text{ Hz}$ (图 3 蓝实线), 与红虚线相比, 可以看出 EIT 窗口的宽

度变宽. 由此可归纳出, 在梯形三能级量子点 EIT 体系中, 随着控制光的强度增大, EIT 窗口变宽.

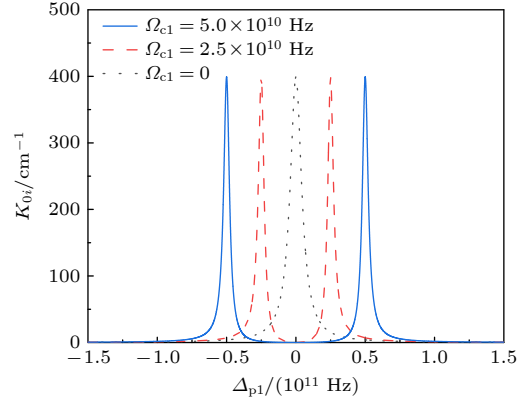


图 3 在不同控制光强 Ω_{c1} 下体系对探测光的吸收谱线图. 图中所用其他参数为 $\gamma_{21} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{31} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, $\kappa_{12} = 1317 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$

Fig. 3. The linear absorption coefficient K_{0i} as a function of the detuning Δ_{p1} with different control fields Ω_{c1} . Other parameters used are $\gamma_{21} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{31} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, and $\kappa_{12} = 1317 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$, respectively.

随后, 将 M-B 方程多重尺度展开到二阶和三阶情况. 对于二阶情况, 为了消除久期项有:

$$\frac{\partial F}{\partial \dagger_1} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial F}{\partial t_1} = 0, \quad (5)$$

式中 $V_g = (\partial K / \partial \omega)^{-1}$ 是波包 F 的群速度. 因此 M-B 方程的二阶近似解为

$$\rho_{21}^{(2)} = \frac{i}{\kappa_{12}} \left(K_1 - \frac{1}{c} \right) \frac{\partial}{\partial t_1} F e^{i\theta},$$

$$\rho_{31}^{(2)} = \frac{i}{\Omega_{c1}^*} \left[-\frac{d_{31} + \omega}{D(\omega)} - \frac{d_{21} + \omega}{\kappa_{12}} \left(K_1 - \frac{1}{c} \right) \right] \frac{\partial}{\partial t_1} F e^{i\theta},$$

$$\rho_{11}^{(2)} = A_{11}^{(2)} |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2}, \quad \rho_{32}^{(2)} = A_{32}^{(2)} |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2},$$

$$\rho_{22}^{(2)} = A_{22}^{(2)} |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2},$$

式中

$$A_{11}^{(2)} = \frac{\left[i\Gamma_{23} - 2|\Omega_{c1}|^2 \left(\frac{1}{d_{32}} - \frac{1}{d_{32}^*} \right) \right] \left[\frac{d_{31}^*}{D(\omega)^*} - \frac{d_{31}}{D(\omega)} \right] - i\Gamma_{12} \left(\frac{|\Omega_{c1}|^2}{D(\omega)^* d_{32}^*} - \frac{|\Omega_{c1}|^2}{D(\omega) d_{32}} \right)}{-\Gamma_{12}\Gamma_{23} - i\Gamma_{12}|\Omega_{c1}|^2 (1/d_{32} - 1/d_{32}^*)},$$

$$A_{32}^{(2)} = \frac{1}{\Gamma_{12}d_{32}} \left[-\frac{\Gamma_{12}\Omega_{c1}}{D(\omega)} - 2i\Omega_{c1} \left(\frac{d_{31}^*}{D(\omega)^*} - \frac{d_{31}}{D(\omega)} \right) - \Gamma_{12}\Omega_{c1}A_{11}^{(2)} \right],$$

$$A_{22}^{(2)} = \frac{1}{\Gamma_{12} + \Gamma_{23}} \left(i\frac{d_{32}^*}{D(\omega)^*} - i\frac{d_{31}}{D(\omega)} - \Gamma_{23}A_{11}^{(2)} + i\Omega_{c1}^*A_{32}^{(2)} - i\Omega_{c1}A_{32}^{(2)*} \right).$$

对于三阶情况, 消除久期项可得 F 的非线性方程:

$$i \frac{\partial F}{\partial t_2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 F}{\partial t_1^2} - W F |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2} = 0, \quad (6)$$

式中, K_2 是群速度色散系数,

$$W = -\frac{\kappa_{14}}{D(\omega)} \left[(d_{31} + \omega) (A_{11}^{(2)} - A_{22}^{(2)}) - \Omega_{c1}^* A_{32}^{(2)} \right]$$

表示体系的克尔非线性系数. 将方程 (6) 返回到原变量后, 就可得到非线性薛定谔 (nonlinear Schrödinger, NLS) 方程

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) U - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - W |U|^2 U = 0, \quad (7)$$

其中, $\tau = t - z/V_g$, $U = \varepsilon F e^{-\text{Im}(K)z_2}$, $\alpha = \varepsilon^2 \text{Im}(K)$. 显然, NLS 方程 (7) 的系数 K_2 和 W 均为复数, 将其实、虚部分开书写, 即

$$K_2 = K_{2r} + iK_{2i}, \quad W = W_r + iW_i.$$

引入无量纲化参数

$$\zeta = -z/2L_D, \quad \sigma = \tau/\tau_0, \quad u = U/U_0,$$

方程 (7) 化为

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2 u = i d u - i \frac{K_{2i}}{K_{2r}} - 2i \frac{W_i}{W_r}, \quad (8)$$

其中, τ_0 是特征光脉冲长度, $U_0 \equiv \sqrt{|K_{2r}|/|W_r|}/\tau_0$ 是探测光的拉比频率, $L_D = \tau_0^2/|K_{2r}|$, $d = 2\alpha L_D$. 对于梯形三能级量子点 EIT 模型中, 能级|1>对应于 InAs/GaAs 量子点能级 $|h_0\rangle$; 能级|2>对应于量子点能级 $|e_0\rangle$; 能级|3>对应于量子点能级 $|e_5\rangle$. 相应的物理参数 [34–36] 可选择为: $\Gamma_{12} = 6.6 \mu\text{eV}$, $\Gamma_{23} = 6.6 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, $\gamma_{21} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{31} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, $\kappa_{12} = 1317 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$, $\kappa_{23} = 1976 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$. 当 $\Delta_{p1} = 1.55 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\Delta_3 = 5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\Omega_{c1} = 7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 时, 可计算出 $K_0 = (0.204 + 3.099 \times 10^{-4} i) \text{ cm}^{-1}$, $K_1 = (4.428 \times 10^{-10} + 4.208 \times 10^{-13} i) \text{ cm}^{-1} \text{ s}$, $K_2 = (2.761 \times 10^{-21} + 8.432 \times 10^{-24} i) \text{ cm}^{-1} \text{ s}^2$, $W = (8.371 \times 10^{-23} + 4.302 \times 10^{-26} i) \text{ cm}^{-1} \text{ s}^2$; 可以发现 $|K_{2i}| \ll |K_{2r}|$, $|W_i| \ll |W_r|$, 且 $d \approx 0$. 这一性质也可从线性吸收特征图 3 中获得, 即在 EIT 窗口内 $\alpha \approx 0$. 从而复系数的 NLS 方程 (8) 在 InAs/GaAs 量子点半导体材料的线性透明窗口区域内 [16–18] 可简化为标准的 NLS 方程:

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2 u = 0. \quad (9)$$

此外, 由于 $L_D = \tau_0^2/|K_{2r}|$ 和 $L_{NL} = 1/(|W_r|U_0^2)$

分别代表系统的色散和非线性长度, 系统的色散效应和非线性效应相互作用的平衡后才能形成光孤子, 即 $L_D = L_{NL}$. 方程 (9) 有单个亮孤子解 $u = \text{sech}(\sigma) \exp(i\zeta)$, 代回原变量后, 探测光可表示为

$$\Omega_{p1}(\zeta, t) = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{K_{2r}}{W_r}} \text{sech} \left[\frac{1}{\tau_0} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right] \times \exp \left[iK_{0r}z - i\frac{z}{2L_D} \right]. \quad (10)$$

为了探究光孤子在传播过程中的稳定性, 图 4 绘制了亮光孤子的波形 $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ 随 z/L_D 和 t/τ_0 的变化情况, 可以看出, 随着时间和距离的演化, 光孤子的振幅和波形均保持不变, 因此在梯形三能级量子点 EIT 体系透明窗口区域内光孤子能够稳定地传播.

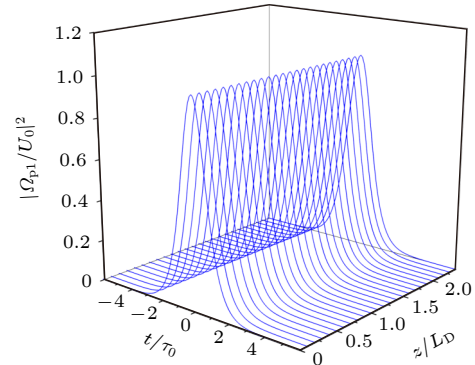


图 4 透明窗口区域内光孤子的传播. 光孤子波形 $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ 随 z/L_D 和 t/τ_0 的变化情况

Fig. 4. The propagation of the optical soliton in the rang of the transparency window. Wave shape $|\Omega_{p1}/U_0|^2$ as a function of z/L_D and t/τ_0 .

既然光孤子在梯形量子点 EIT 介质中可以稳定地传播, 那么光孤子能否被量子点 EIT 介质进行存储和读取呢? 为此, 使用 Runge-Kutta 方法对 M-B 方程 (2) 式和 (3) 式进行数值模拟. 为了实现光孤子的存储, 需要操控控制光. 控制光的开关效果由两个双曲正切函数组合而成, 且表示为

$$\Omega_{c1}(t) = \Omega_{c10} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \tanh \left[\frac{t - T_{\text{off}}}{T_s} \right] + \frac{1}{2} \tanh \left[\frac{t + T_{\text{on}}}{T_s} \right] \right\}, \quad (11)$$

式中 Ω_{c10} 是常数, T_{on} 和 T_{off} 分别是表示闭合和断开, T_s 是切换开关的近似时间. 探测光的初始条件可以选择为双曲正割函数, $\Omega_{p1}(0, t) = \Omega_{p10} \text{sech}(t/\tau_0)$. 为了获得不同情况下探测光的存储和读取, 图 5 绘

制出输入不同光强强度下的探测光 $|\Omega_{p1}\tau_0|$ 和控制光 $|\Omega_{c1}\tau_0|$ 随时间 t 和传播距离 z 的变化情况. 根据

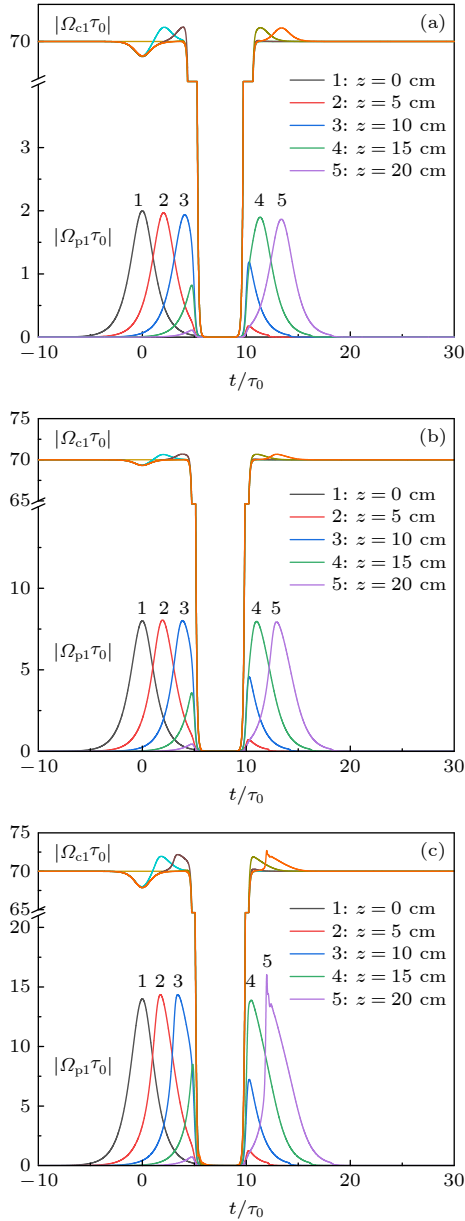


图 5 不同强度的光强下, 探测光 $|\Omega_{p1}\tau_0|$ 和控制光 $|\Omega_{c1}\tau_0|$ 随时间 t 和传播距离 z 的变化情况 (a) 弱探测光的存储与读取, $\Omega_{p1}(0, t) = 2\text{sech}(t/\tau_0)$; (b) 光孤子的存储与读取, $\Omega_{p1}(0, t) = 8\text{sech}(t/\tau_0)$; (c) 强探测光的存储与读取, $\Omega_{p1}(0, t) = 14\text{sech}(t/\tau_0)$. $|\Omega_{c1}\tau_0|$ 代表控制光的开、关. 线条 1—5 分别对应于 $z = 0, 5, 10, 15, 20$ cm

Fig. 5. Time evolution of $|\Omega_{p1}\tau_0|$ and $|\Omega_{c1}\tau_0|$ as functions of z and t for different input light intensities: (a) Storage and retrieval of a weak probe pulse, with $\Omega_{p1}(0, t) = 2\text{sech}(t/\tau_0)$; (b) storage and retrieval of an optical soliton, with $\Omega_{p1}(0, t) = 8\text{sech}(t/\tau_0)$; (c) storage and retrieval of a strong probe pulse, with $\Omega_{p1}(0, t) = 14\text{sech}(t/\tau_0)$; $|\Omega_{c1}\tau_0|$ represents the switching off and on of the control pulse. Lines 1 to 5 in each panel correspond to $z = 0, 5, 10, 15, 20$ cm, respectively.

现有实验室制造 InAs/GaAs 量子点条件^[34–36], 图中所用参数为: $\tau_0 = 1 \times 10^{-9}$ s, $\Omega_{c10}\tau_0 = 70$, $\kappa_{12}\tau_0 \approx 2 \times 10^3$ cm $^{-1}$, $\kappa_{23}\tau_0 \approx 3 \times 10^3$ cm $^{-1}$, $T_s/\tau_0 = 0.2$, $T_{\text{off}}/\tau_0 = 5$ 和 $T_{\text{on}}/\tau_0 = 10$.

图 5(a) 所示为线性 (弱) 探测光的存储与读取. 可以看出, 探测光的存储与读取可以通过控制光的开、关来进行控制; 通过比较探测光存储前与读取后的波形可知, 随着 t 和 z 的演化, 探测光的波形逐渐变宽, 波幅有所降低. 这说明此时系统的色散效应与非线性效应尚未平衡, 其中色散效应占主导地位. 若利用此时的线性探测光去传递实际中的量子信息会出现信息失真行为则保真度不高.

图 5(b) 所示为光孤子的存储与读取. 探测光的存储与读取依然可以通过控制光的开、关控制来进行调控; 通过对比探测光存储前与读取后的波形可以看出, 随着 t 和 z 的演化, 探测光的波形和幅度均保持不变. 这说明此时体系的色散效应和系统的非线性效应达到了平衡, 探测光在存储之前已经演化为光孤子. 若利用此时的光孤子去传递实际中的量子信息不会出现失真现象且具有很高的保真度.

对于非线性 (强) 探测光的存储与读取如图 5(c) 所示, 探测光的存储与读取依然是通过控制光的开、关控制来实现. 但通过对比探测光存储前与读取后的波形发现, 随着 t 和 z 的演化, 探测光的波形发生了明显变形, 甚至波幅明显增大, 这主要是系统的色散效应和非线性尚未平衡, 其中非线性效应占据主导地位. 若利用此时的非线性探测光去传递实际中的量子信息会出现信息失真、甚至导致量子信息的丢失则保真度不高.

从图 5 可归结出, 线性光、光孤子和非线性光的存储与读取都可通过控制光的开、关来进行控制. 然而, 光孤子在传递量子信息的存储与读取过程中的保真度均比线性光和非线性光高. 因而, 光孤子作为传递量子信息的载体的应用市场会更加广泛.

2.3 Λ 形三能级量子点

同样, 将图 1(b) 中的能级 $|h_5\rangle$, $|h_0\rangle$ 和 $|e_0\rangle$ 分别标为 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$, 简单起见其他能级未绘出; 从而图 1(b) 就可简化为量子点标准的 Λ 形三能级构型, 如图 6 所示. 频率为 ω_{p2} 的探测光耦合到能级 $|1\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 之间, 频率为 ω_{c2} 的控制光耦合到能级 $|2\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 之间, 且 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 能级间属于禁戒跃迁; $\Delta_{p2} = \omega_{p2} - (\omega_3 - \omega_1)$ 是单光子失谐, $\Delta_2 =$

$\omega_{p2} - \omega_{c2} - (\omega_2 - \omega_1)$ 是双光子失谐. 在电偶极子近似和旋转波近似^[16-19]下, 相互作用绘景中 Λ 形三能级量子点构型的哈密顿量 (设定 $\hbar=1$):

$$H_{\text{int}} = -\hbar\Delta_2 |2\rangle\langle 2| - \hbar\Delta_{p2} |3\rangle\langle 3| - \hbar(\Omega_{p2} |3\rangle\langle 1| + \Omega_{c2} |3\rangle\langle 2| + \text{h.c.}), \quad (12)$$

式中 $\Omega_{p2} = \varepsilon_{p2} P_{13}/(2\hbar)$ 是探测光的半拉比频率, $\Omega_{c2} = \varepsilon_{c2} P_{23}/(2\hbar)$ 是控制光的半拉比频率. 其中, P_{ij} 是态 $|i\rangle$ 到态 $|j\rangle$ 的电偶极子矩阵元; ε_{p2} 和 ε_{c2} 分别是探测光和控制光的振幅, h.c. 表示体系哈密顿量的厄米共轭. 在相互作用绘景中体系的 Bloch 方程为

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = i\Omega_{p2}^* \rho_{31} - i\Omega_{p2} \rho_{31}^* + \Gamma_{13} \rho_{33}, \quad (13a)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = i\Omega_{c2}^* \rho_{32} - i\Omega_{c2} \rho_{32}^* + \Gamma_{23} \rho_{33}, \quad (13b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = & i\Omega_{p2} \rho_{31}^* - i\Omega_{p2}^* \rho_{31} - i\Omega_{c2} \rho_{32} + i\Omega_{c2}^* \rho_{32} \\ & - \Gamma_{13} \rho_{33} - \Gamma_{23} \rho_{33}, \end{aligned} \quad (13c)$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = id_{21} \rho_{21} - i\Omega_{p2} \rho_{32}^* + i\Omega_{c2}^* \rho_{31}, \quad (13d)$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = id_{31} \rho_{31} - i\Omega_{p2} (\rho_{33} - \rho_{11}) + i\Omega_{c2} \rho_{21}, \quad (13e)$$

$$\frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = id_{32} \rho_{32} - i\Omega_{c2} (\rho_{33} - \rho_{22}) + i\Omega_{p2} \rho_{21}^*, \quad (13f)$$

其中, $d_{21} = \Delta_2 + i\gamma_{21}$, $d_{31} = \Delta_{p2} + i\gamma_{31}$ 和 $d_{32} = (\Delta_{p2} - \Delta_2) + i\gamma_{32}$. 这里 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$ 表示态 $|i\rangle$ 与态 $|j\rangle$ 之间的相干衰减率. 其中总衰减率 $\Gamma_j = \sum_{i<j} \Gamma_{ij}$. Γ_{ij} 是能级弛豫速率从态 $|j\rangle$ 到态 $|i\rangle$.

利用慢变包络近似^[16-19,29-31], 探测光和控制光的 Maxwell 演化方程为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \Omega_{p2} + \kappa_{13} \rho_{31} = 0, \quad (14a)$$

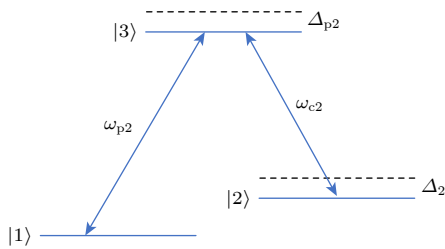


图 6 Λ 形三能级量子点 EIT 构型示意图

Fig. 6. Schematic diagram of Λ -type three energy level in the quantum dot EIT configuration.

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \Omega_{c2} + \kappa_{23} \rho_{32} = 0, \quad (14b)$$

式中, $\kappa_{13} = N\omega_{p2}|P_{13}|^2/(2\varepsilon_0 c\hbar)$, $\kappa_{23} = N\omega_{c2}|P_{23}|^2/(2\varepsilon_0 c\hbar)$, ε_0 是真空的介电常数, N 表示原子浓度. 方程 (13) 和方程 (14) 组成了描述 Λ 形三能级量子点构型的线性和非线性性质的 M-B 方程.

类似地, 仍然使用多重尺度法^[29-31]对 M-B 方程 (13) 式和 (14) 式近似求解, 可得 M-B 方程的一阶近似解为 $\Omega_{p2}^{(1)} = Fe^{i\theta}$, $\rho_{31}^{(1)} = \frac{d_{21} + \omega}{D(\omega)} Fe^{i\theta}$, $\rho_{21}^{(1)} = -\frac{\Omega_{c2}^*}{D(\omega)} Fe^{i\theta}$, 其他 $\rho_{ij}^{(1)} = 0$. 式中 $D(\omega) = |\Omega_{c2}|^2 - (d_{31} + \omega)(d_{21} + \omega)$, $\theta = K(\omega)z_0 - \omega t_0$, F 是变量 z_1, z_2, t_1 的包络函数. 同时, 得到了线性色散关系 $K(\omega)$ 为

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \frac{\kappa_{13}(d_{31} + \omega)}{D(\omega)}. \quad (15)$$

同样使用泰勒展开, K_{0i} 决定了探测光的线性吸收. 相应地, 图 7 绘制了 K_{0i} 随 Δ_{p2} 的变化情况, 可以看出, 关闭控制光时, 即 $\Omega_{c2} = 0$ (如图 7 中黑点线), 仅出现洛伦兹吸收峰. 开启控制光且 $\Omega_{c2} = 2.5 \times 10^{10}$ Hz 时 (如图 7 中红虚线), 系统出现 EIT 窗口. 当控制光强增大到 $\Omega_{c2} = 5 \times 10^{10}$ Hz (如图 7 中蓝实线), EIT 窗口的宽度变宽. 同样可归纳出, 在 Λ 形三能级量子点 EIT 体系中, 随着控制光的强度增大, EIT 窗口变宽.

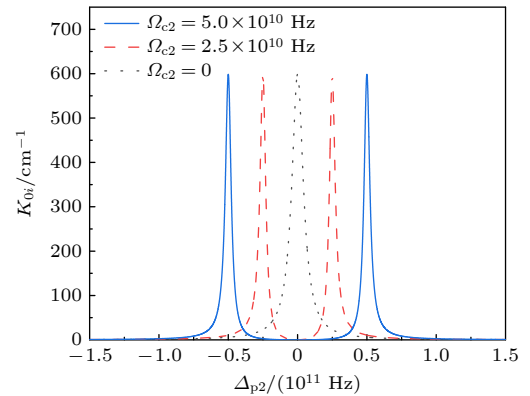


图 7 在不同强度 Ω_{c2} 下体系对探测脉冲的吸收谱线图, 其中 $\gamma_{32} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{21} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, $\gamma_{13} = 1976 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$.

Fig. 7. Linear absorption coefficient K_{0i} as a function of the detuning Δ_{p2} with different control fields Ω_{c2} , other parameters used are $\gamma_{32} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{21} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, and $\gamma_{13} = 1976 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$, respectively.

随后, 可求出 M-B 方程 (13) 式和 (14) 式的二阶和三阶近似解. 在求解三阶近似时, 消除久期项

可得 F 的非线性方程:

$$i \frac{\partial F}{\partial z_2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 F}{\partial t_1^2} - W F |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2} = 0, \quad (16)$$

其中

$$W = -\frac{\kappa_{13}}{D(\omega)} [\Omega_{c2} A_{32}^{(2)*} + (d_{21} + \omega) (A_{11}^{(2)} + A_{22}^{(2)})].$$

返回到原始变量后, 可得 NLS 方程:

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) U - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - W |U|^2 U = 0, \quad (17)$$

式中,

$$\tau = t - z/V_g,$$

$$U = \varepsilon F e^{-\text{Im}(K)z_2}, \quad \alpha = 2\text{Im}(K).$$

类似地, NLS 方程 (17) 的系数 K_2 和 W 均为复数, 将其实部、虚部分开, 即 $K_2 = K_{2r} + iK_{2i}$,

$$W = W_r + iW_i.$$

引入无量纲化参数 $\zeta = -z/2L_D$ 、 $\sigma = \tau/\tau_0$ 和 $u = U/U_0$, 方程 (17) 化为

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2 u = i d u - i \frac{K_{2i}}{K_{2r}} - 2i \frac{W_i}{W_r}, \quad (18)$$

其中, τ_0 是特征光脉冲长度. $U_0 \equiv \sqrt{|K_{2r}|/|W_r|}/\tau_0$ 是探测光的拉比频率, $L_D = \tau_0^2/|K_{2r}|$, $d = 4\alpha L_D$. 对于 Λ 形三能级量子点 EIT 模型中, 能级 $|1\rangle$ 对应于 InAs/GaAs 量子点能级 $|h_5\rangle$; 能级 $|2\rangle$ 对应于量子点能级 $|h_0\rangle$; 能级 $|3\rangle$ 对应于量子点能级 $|e_0\rangle$. 相应的物理参数^[34–36] 可选择为 $\Gamma_{13} = 6.6 \mu\text{eV}$, $\Gamma_{23} = 4.13 \mu\text{eV}$, $\gamma_{21} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, $\gamma_{32} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\kappa_{13} = 1976 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$, $\kappa_{23} = 1317 \text{ cm}^{-1} \mu\text{eV}$. 当 $\Delta_{p2} = 1.55 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\Delta_2 = 5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 和 $\Omega_{c2} = 7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 时, 可计算出 $K_0 = (0.307 + 4.648 \times 10^{-4}i) \text{ cm}^{-1}$, $K_1 = (4.476 \times 10^{-10} + 6.312 \times 10^{-13}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}$, $K_2 = (1.141 \times 10^{-21} + 1.265 \times 10^{-24}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2$ 和 $W = (1.260 \times 10^{-22} + 1.872 \times 10^{-25}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2$.

可以发现 $|K_{2i}| \ll |K_{2r}|$, $|W_i| \ll |W_r|$, 且 $d \approx 0$. 这一性质也可从线性吸收特征图 7 中获得, 即在 EIT 窗口内 $\alpha \approx 0$. 从而复系数的 NLS 方程 (18) 在 InAs/GaAs 量子点半导体材料的线性透明窗口区域内^[16–18] 可简化为标准的 NLS 方程:

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2 u = 0. \quad (19)$$

类似地, 由于 $L_D = \tau_0^2/|K_{2r}|$ 和 $L_{NL} = 1/(|W_r|U_0^2)$ 分别表示系统的色散长度和非线性长度. 根据光

孤子形成的条件是体系的色散效应和非线性效应相平衡, 即 $L_D = L_{NL}$. 方程 (19) 有孤子解 $u = \text{sech}(\sigma) \exp(i\zeta)$, 代回原变量后, 探测光可表示为

$$\Omega_{p2}(z, t) = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{K_{2r}}{W_r}} \text{sech} \left[\frac{1}{\tau_0} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right] \times \exp \left[iK_{0r}z - i\frac{z}{2L_D} \right]. \quad (20)$$

由于系统的色散效应与系统的非线性效应相平衡, 毫无疑问, 此时光孤子在传播过程中是稳定的.

继而使用 Runge-Kutta 方法对 M-B 方程 (13) 式和 (14) 式进行了数值模拟, 探求光孤子在 Λ 形三能级量子点 EIT 体系的存储和读取性质. 控制光的开关效果由两个双曲正切函数组合而成, 且表示为

$$\Omega_{c2}(t) = \Omega_{c20} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \tanh \left[\frac{t - T_{\text{off}}}{T_s} \right] + \frac{1}{2} \tanh \left[\frac{t + T_{\text{on}}}{T_s} \right] \right\}, \quad (21)$$

式中 Ω_{c20} 是常数. T_{on} 和 T_{off} 分别是表示闭合和断开. T_s 是切换开关的近似时间. 探测光的初始条件可选择为双曲正割函数, $\Omega_{p2}(0, t) = \Omega_{p20} \text{sech}(t/\tau_0)$. 为了获得探测光在 Λ 形三能级量子点 EIT 体系所形成光孤子的存储和读取情况, 图 8 所示为探测光 $|\Omega_{p2}\tau_0|$ 和控制光 $|\Omega_{c2}\tau_0|$ 随时间 t 和传播距离 z 的变化情况. 图中所用参数为 $\tau_0 = 1 \times 10^{-9} \text{ s}$, $\Omega_{c20}\tau_0 = 70$, $\kappa_{13}\tau_0 \approx 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $\kappa_{23}\tau_0 \approx 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $T_s/\tau_0 = 0.2$, $T_{\text{off}}/\tau_0 = 5$ 和 $T_{\text{on}}/\tau_0 = 10$.

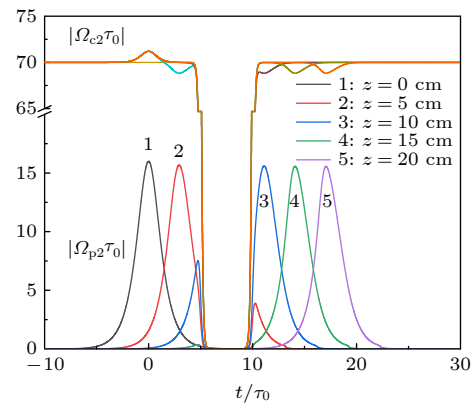


图 8 光孤子的存储与读取, $\Omega_{p2}(0, t) = 16\text{sech}(t/\tau_0)$, $|\Omega_{c2}\tau_0|$ 代表控制光的开、关, 线条 1—5 分别对应于 $z = 0, 5, 10, 15, 20 \text{ cm}$

Fig. 8. Storage and retrieval of optical solitons, $\Omega_{p2}(0, t) = 16\text{sech}(t/\tau_0)$. $|\Omega_{c2}\tau_0|$ represents the switching off and on of the control pulse. Lines 1 to 5 represent $z = 0, 5, 10, 15, 20 \text{ cm}$, respectively.

从图 8 可以看出, 由于系统的色散效应和非线性效应相平衡, 探测光在存储之前就已经演化为光孤子. 从光孤子存储前和读取后的波形可以看出, 波形的幅度和宽度均保持不变, 这说明光孤子可以在量子点 Λ 形能级构型中进行存储与读取, 且利用光孤子去传递实际中的量子信息会有很高的保真度.

2.4 V 型三能级量子点

同样, 将图 1(c) 中的能级 $|h_0\rangle$, $|e_0\rangle$ 和 $|e_0\rangle$ 分别标为 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$, 简单起见其他能级尚未绘出; 从而图 1(c) 就可简化为量子点标准的 V 形三能级构型, 如图 9 所示. 频率为 ω_{p3} 的探测光耦合到能级 $|1\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 之间, 且频率为 ω_{c3} 的控制光耦合到能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 之间, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级间属于禁戒跃迁; $\Delta_{p3} = \omega_{p3} - (\omega_3 - \omega_1)$ 和 $\Delta_c = \omega_{c3} - (\omega_2 - \omega_1)$ 都是单光子失谐. 在电偶极子近似和旋转波近似^[16–19]下, 相互作用绘景中 V 形三能级量子点构型的哈密顿量为 (设定 $\hbar = 1$):

$$H_{\text{int}} = -\hbar\Delta_c|2\rangle\langle 2| - \hbar\Delta_{p3}|3\rangle\langle 3| - \hbar(\Omega_{p3}|3\rangle\langle 1| + \langle 1| + \Omega_{c3}|2\rangle\langle 1| + \text{h.c.}), \quad (22)$$

式中 $\Omega_{p3} = \varepsilon_{p3}P_{13}/(2\hbar)$ 是探测光的半拉比频率, $\Omega_{c3} = \varepsilon_{c3}P_{12}/(2\hbar)$ 是控制光的半拉比频率. 其中, P_{ij} 是态 $|i\rangle$ 到态 $|j\rangle$ 的电偶极子矩阵元; ε_{p3} 和 ε_{c3} 分别是探测光和控制光的振幅. h.c. 表示厄米共轭. 相互作用绘景中 V 形三能级量子点构型的 Bloch 方程:

$$\frac{\partial\rho_{11}}{\partial t} = i\Omega_{c3}^*\rho_{21} + i\Omega_{p3}^*\rho_{31} - i\Omega_{c3}\rho_{21}^* - i\Omega_{p3}\rho_{31}^* + \Gamma_{13}\rho_{33} + \Gamma_{12}\rho_{22}, \quad (23a)$$

$$\frac{\partial\rho_{22}}{\partial t} = i\Omega_{c3}\rho_{21}^* - i\Omega_{c3}^*\rho_{21} - \Gamma_{12}\rho_{22}, \quad (23b)$$

$$\frac{\partial\rho_{33}}{\partial t} = i\Omega_{p3}\rho_{31}^* - i\Omega_{p3}^*\rho_{31} - \Gamma_{13}\rho_{33}, \quad (23c)$$

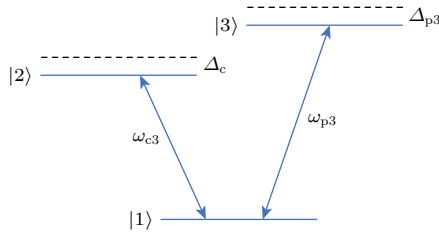


图 9 V 形三能级量子点 EIT 构型示意图

Fig. 9. Schematic diagram of V-type three energy level in the quantum dot EIT configuration.

$$\frac{\partial\rho_{21}}{\partial t} = id_{21}\rho_{21} + i\Omega_{c3}(\rho_{11} - \rho_{22}) - i\Omega_{p3}\rho_{32}^*, \quad (23d)$$

$$\frac{\partial\rho_{31}}{\partial t} = id_{31}\rho_{31} + i\Omega_{p3}(\rho_{11} - \rho_{33}) - i\Omega_{c3}\rho_{32}, \quad (23e)$$

$$\frac{\partial\rho_{32}}{\partial t} = id_{32}\rho_{32} + i\Omega_{p3}\rho_{21}^* - i\Omega_{c3}^*\rho_{31}, \quad (23f)$$

其中, $d_{21} = \Delta_c + i\gamma_{21}$, $d_{31} = \Delta_{p3} + i\gamma_{31}$ 和 $d_{32} = (\Delta_{p3} - \Delta_c) + i\gamma_{32}$. 这里 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$ 表示态 $|i\rangle$ 与态 $|j\rangle$ 之间的相干衰减率. 其中总衰减率 $\Gamma_j = \sum_{i<j} \Gamma_{ij}$. Γ_{ij} 是从态 $|j\rangle$ 到态 $|i\rangle$ 的能级弛豫速率. 使用慢变包络近似^[16–19,29–31]后, 探测光和控制光的 Maxwell 演化方程为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_{p3} + \kappa_{13}\rho_{31} = 0, \quad (24a)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_{c3} + \kappa_{12}\rho_{21} = 0, \quad (24b)$$

式中 $\kappa_{13} = N\omega_{p3}|\mathbf{P}_{13}|^2/(2\varepsilon_0\hbar)$, $\kappa_{12} = N\omega_{c3}|\mathbf{P}_{12}|^2/(2\varepsilon_0\hbar)$, 其中的 ε_0 是真空的介电常数, N 表示原子浓度.

同样利用多尺度方法^[29–31]求解 M-B 方程 (23) 和 (24), 可得其一阶近似解为

$$\Omega_{p3}^{(1)} = F e^{i\theta}, \quad \rho_{31}^{(1)} = \frac{d_{32} + \omega}{D(\omega)} F e^{i\theta}, \quad \rho_{32}^{(1)} = \frac{\Omega_{c3}^*}{D(\omega)} F e^{i\theta},$$

其他 $\rho_{ij}^{(1)} = 0$. 式中

$$D(\omega) = |\Omega_{c3}|^2 - (d_{31} + \omega)(d_{32} + \omega),$$

$$\theta = K(\omega)z_0 - \omega t_0,$$

F 是变量 z_1, z_2, t_1 的包络函数. 同时可得到线性色散关系 $K(\omega)$ 为

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \frac{\kappa_{13}(d_{32} + \omega)}{D(\omega)}. \quad (25)$$

通过使用泰勒展开, $K(\omega)$ 可以表示为

$$K(\omega) = K_0 + K_1\omega + \frac{1}{2}K_2\omega^2 + \dots \quad (26)$$

类似地, 图 10 表示体系对探测光的线性吸收系数 K_{0i} 随失谐量 Δ_{p3} 的变化情况. 可以看出, 关闭控制光时, 即 $\Omega_{c3} = 0$ (如图 10 中黑点线), 体系出现洛伦兹吸收峰. 开启控制光且 $\Omega_{c3} = 2.5 \times 10^{10}$ Hz 时 (如图 10 中红虚线), 体系呈现出 EIT 窗口. 当控制光强增大到 $\Omega_{c3} = 5 \times 10^{10}$ Hz (如图 10 中蓝实线), EIT 窗口的宽度变宽. 由此可归纳出, 在 V 形三能级量子点 EIT 体系中, 随着控制光强增大, EIT 窗口变宽.

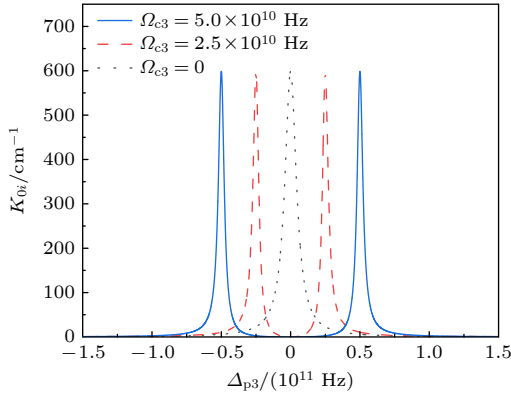


图 10 在不同强度 Ω_{c3} 下体系对探测光的吸收谱线图, 其中 $\gamma_{21} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{32} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, $\gamma_{13} = 1976 \text{ cm}^{-1} \cdot \mu\text{eV}$

Fig. 10. The linear absorption coefficient K_{0i} as a function of the detuning Δ_{p3} with different control fields Ω_{c3} , where $\gamma_{21} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{32} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, and $\gamma_{13} = 1976 \text{ cm}^{-1} \cdot \mu\text{eV}$, respectively.

接着探讨系统的非线性性质, 即 M-B 方程 (23) 式和 (24) 式的多重尺度展开的二阶和三阶情况. 通过使用多重尺度法对其求解, 可得 M-B 方程的二阶近似解为

$$\begin{aligned}\rho_{31}^{(2)} &= \frac{i}{\kappa_{13}} \left(K_1 - \frac{1}{c} \right) \frac{\partial}{\partial t_1} F e^{i\theta}, \\ \rho_{32}^{(2)} &= -\frac{\Omega_{c3}^*}{d_{32} + \omega} \left[\frac{1}{D(\omega)} + \frac{1}{\kappa_{13}} \left(K_1 - \frac{1}{c} \right) \right], \\ \rho_{33}^{(2)} &= A_{33}^{(2)} |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2}, \\ \rho_{22}^{(2)} &= A_{22}^{(2)} |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2}, \\ \rho_{21}^{(2)} &= A_{21}^{(2)} |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2}.\end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}A_{33}^{(2)} &= \frac{i}{\Gamma_{13}} \left(\frac{d_{32}^*}{D(\omega)^*} - \frac{d_{32}}{D(\omega)} \right), \\ A_{22}^{(2)} &= i|\Omega_{c3}|^2 \frac{\frac{d_{21}^*}{D(\omega)^*} + \frac{d_{21}}{D(\omega)} + A_{33}^{(2)}(d_{21} - d_{21}^*)}{\Gamma_{12}d_{21}d_{21}^* + 2i\Omega_{c3}^*(d_{21}^* - d_{21})}, \\ A_{21}^{(2)} &= \frac{\Omega_{c3}}{d_{21}} \left[\frac{1}{D(\omega)^*} - \left(2A_{22}^{(2)} + A_{33}^{(2)} \right) \right].\end{aligned}$$

对于三阶情况, 消除久期项可得 F 的非线性方程:

$$i \frac{\partial F}{\partial z_2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 F}{\partial t_1^2} - W F |F|^2 e^{-2\text{Im}(K)z_2} = 0, \quad (27)$$

其中

$$W = -\frac{\kappa_{13}}{D(\omega)} \left[-\Omega_{c3} A_{21}^{(2)} + (d_{32} + \omega) \left(A_{22}^{(2)} + 2A_{33}^{(2)} \right) \right].$$

将方程 (27) 返回到原始变量后, 得到 NLS 方程:

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) U - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - W |U|^2 U = 0, \quad (28)$$

式中, $\tau = t - z/V_g$, $U = \varepsilon F e^{-\text{Im}(K)z}$, $\alpha = \varepsilon^2 \text{Im}(K)$. 根据现有实验室制造 InAs/GaAs 量子点条件^[34–36], V 形三能级量子点 EIT 体系的参数可选择为 $\Gamma_{13} = 6.6 \mu\text{eV}$, $\Gamma_{12} = 4.13 \mu\text{eV}$, $\gamma_{21} = 3.3 \mu\text{eV}$, $\gamma_{32} = 3.3 \times 10^{-4} \mu\text{eV}$, $\kappa_{13} = 1976 \text{ cm}^{-1} \cdot \mu\text{eV}$, $\kappa_{12} = 1317 \text{ cm}^{-1} \cdot \mu\text{eV}$. 在透明窗口区域内可得到:

$$\begin{aligned}K_0 &= (7.634 + 0.0977i) \text{ cm}^{-1}, \\ K_1 &= (7.0609 \times 10^{-10} + 1.7168 \times 10^{-11}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}, \\ K_2 &= (1.0293 \times 10^{-20} + 1.7766 \times 10^{-21}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2, \\ W &= (1.3470 \times 10^{-17} + 5.5028 \times 10^{-18}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2.\end{aligned}$$

从数据上分析, K_0, K_1, K_2 和 W 的虚部不能被忽略, 因此 NLS 方程将不会有孤子解. 由此, 可得出在现有实验实现 InAs/GaAs 量子点参数 (失谐量、衰减率和原子密度) 下, V 型三能级量子点系统无法形成光孤子. 这是由于体系的非线性效应很微弱, 无法与系统的色散效应相互作用后达到平衡, 从而导致光孤子不能在现有的实验实现 V 型三能级量子点条件下形成.

2.5 不同能级构型下光孤子存储与读取的幅度

综上所述, 梯形和 Λ 形量子点 EIT 体系不但可形成光孤子而且还可对其中所形成的光孤子进行存储和读取, 然而现有实验室所制造的 V 形 InAs/GaAs 量子点 EIT 体系中不能形成光孤子. 既然梯形和 Λ 形量子点 EIT 体系都对所形成的光孤子可以进行存储和读取, 进而探讨能级构型对光孤子存储和读取的影响. 在探求梯形量子点 EIT 体系光孤子的存储和读取性质时, 图 5 中所用参数为: $\tau_0 = 1 \times 10^{-9} \text{ s}$, $\Omega_{c10}\tau_0 = 70$, $\kappa_{12}\tau_0 \approx 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $\kappa_{23}\tau_0 \approx 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $T_s/\tau_0 = 0.2$, $T_{\text{off}}/\tau_0 = 5$ 和 $T_{\text{on}}/\tau_0 = 10$. 而对于 Λ 形量子点 EIT 时, 图 8 中所使用的参数是: $\tau_0 = 1 \times 10^{-9} \text{ s}$, $\Omega_{c20}\tau_0 = 70$, $\kappa_{13}\tau_0 \approx 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $\kappa_{23}\tau_0 \approx 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $T_s/\tau_0 = 0.2$, $T_{\text{off}}/\tau_0 = 5$ 和 $T_{\text{on}}/\tau_0 = 10$. 对比图 5(b) 和图 8, 可以发现, InAs/GaAs 量子点相同参数下, 梯形量子点 EIT 系统光孤子存储和读取的幅度是 $\Omega_{p1}\tau_0 \approx 8$ (见图 5(b)); 而图 8 中的 Λ 形量子点 EIT 系统光

孤子存储和读取的幅度是 $\Omega_{p1}\tau_0 \approx 16$. 也就是说, 相同的 InAs/GaAs 量子点 EIT 体系中, Λ 形 InAs/GaAs 量子点 EIT 体系中光孤子存储与读取的幅度高于梯形 InAs/GaAs 量子点 EIT 体系光孤子存储与读取的幅度. 由此可归结出, 光孤子存储与读取的幅度可通过不同的能级构型来调节. 出现这一现象的原因是 Λ 形 InAs/GaAs 量子点 EIT 体系中能够产生更大的非线性效应, 进而导致了其体系中光孤子存储与读取的幅度更大.

3 总 结

考虑不同频率的探测光和控制光耦合在 InAs/GaAs 量子点不同能级之间可形成梯形、 Λ 形和 V 形三类能级构型的 InAs/GaAs 量子点 EIT 介质. 采用半经典理论研究了探测光和控制光与 InAs/GaAs 单量子点在 3 种能级构型下的相互作用. 通过使用多重尺度法对 Maxwell-Bloch 方程进行近似求解发现, 在线性情况下, 无论是梯形、 Λ 形还是 V 形能级构型的 InAs/GaAs 量子点 EIT 体系均能形成电磁诱导透明窗口, 并且随着控制光强增大透明窗口的宽度会增宽; 在非线性情况下, 在现有实验实现的 InAs/GaAs 量子点的具体参数下, 梯形和 Λ 形能级构型 InAs/GaAs 量子点体系不但可形成光孤子还可实现光孤子的存储与读取, 且其光孤子存储与读取的保真度比其线性光场和强非线性光场存储与读取的保真度要高; 但 V 形能级构型 InAs/GaAs 量子点体系却没有孤子解, 意味着在这个条件下体系不能形成光孤子. 此外, 研究还发现不同的能级构型可调节光孤子存储与读取的幅度, 由于 Λ 形能级构型中能够产生更强的非线性效应, 导致了 Λ 形能级构型中光孤子存储与读取的幅度高于梯形能级构型中光孤子存储与读取的幅度. 这一研究结果为半导体量子点器件对所存储光孤子进行调幅操作提供了理论依据.

参考文献

- [1] Kivshar Y S, Agrawal G 2003 *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (New York: Academic Press)
- [2] Dauxois T, Peyrard M 2006 *Physics of Solitons* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [3] Wang Y, Ding J W, Wang D L, Liu W M 2020 *Chaos* **30** 123133
- [4] Song W W, Li Q Y, Li Z D, Fu G S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 070503

- [5] Zhang X F, Zhang P, He W Q, Lin X X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 020307
- [6] Li Z D, Guo Q Q, Guo Y, He P B, Liu W M 2021 *Chin. Phys. B* **30** 107506
- [7] Guo H, Qiu X, Ma Y, Jiang H F, Zhang X F 2021 *Chin. Phys. B* **30** 060310
- [8] Li Z D, Wang Y Y, He P B 2019 *Chin. Phys. B* **28** 010504
- [9] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [10] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [11] Hang C, Huang G X 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033830
- [12] Huang G X, Deng L, Payne M G 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016617
- [13] Li H J, Huang G X 2008 *Phys. Lett. A* **372** 4127
- [14] Wu Y, Deng L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 143904
- [15] Dong Y Y, Wang D L, Wang Y, Ding J W 2018 *Phys. Lett. A* **382** 2006
- [16] Chen Y, Bai Z Y, Huang G X 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023835
- [17] Chen Y, Chen Z M, Huang G X 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023820
- [18] Shou C, Huang G X 2019 *Phys. Rev. A* **99** 043821
- [19] Chen Z M, Bai Z Y, Li H J, Hang C, Huang G X 2015 *Sci. Rep.* **5** 8211
- [20] Zhu T W, Xu B, He J, Zhao F A, Zhang C L, Xie E Q, Liu F Q, Wang Z G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 301 (in Chinese) [朱天伟, 徐波, 何军, 赵凤媛, 张春玲, 谢二庆, 刘峰奇, 王占国 2004 *物理学报* **53** 301]
- [21] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 347
- [22] Tan K B, Lu H M, Guan Q, Zhang G S, Chen C C 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 064207 (in Chinese) [谭康伯, 路宏敏, 官乔, 张光硕, 陈冲冲 2018 *物理学报* **67** 064207]
- [23] Tian P, Huang L R, Fei S P, Y Yi, Pan B, Xu W, Huang D X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5738 (in Chinese) [田凡, 黄黎蓉, 费淑萍, 余奕, 潘彬, 徐巍, 黄德修 2010 *物理学报* **59** 5738]
- [24] Hasnain C C J, Cheng P K, Jungho K, Chuang S L 2003 *Proc. IEEE* **9** 1884
- [25] Kraus R M, Lagoudakis P G, Rogach A L, Talapin D V, Weller H, Lupton J M, Feldmann J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 017401
- [26] Krenner H J, Pryor C E, He J, Petroff P M 2008 *Nano Lett.* **8** 1750
- [27] Ramsay A J, Boyle S J, Kolodka R S, Oliveira J B B, Szymanska J S, Liu H Y, Hopkinson M, Fox A M, Skolnick M S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 197401
- [28] 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]
- [29] 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]
- [30] Wang Y, Ding J W, Wang D L 2020 *Eur. Phys. J. D* **74** 190
- [31] Zhou S J, Wang D L, Dong Y Y, Bai Z Y, Ding J W 2022 *Phys. Lett. A* **448** 128320
- [32] Yang W X, Chen A X, Lee R K, Wu Y 2011 *Phys. Rev. A* **84** 013835
- [33] 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]
- [34] Antón M A, Carreño F, Calderón O G, Melle S 2008 *Opt. Commun.* **281** 3301
- [35] Gerardot B D, Brunner D, Dalgarno P A, Karrai K, Badolato A, Petroff P M, Warburton R J 2009 *New J. Phys.* **11** 013028
- [36] Khaledi N A, Sabaeian M, Sahraei M, Fallahi V 2014 *J. Opt.*

16 055004

[37] Ku P C, Hasnain C C J, Chuang S L 2007 *J. Phys. D* **40** R93[38] Khursan A A H, Khakani A M K, Mossawi A K H 2009 *Photon. Nanostruct. Fundam. Appl.* **7** 153[39] Abdullah M, Noori F T M, Khursan A A H 2015 *Superlattices Microstruct.* **82** 219[40] Houmark J, Nielsen T R, Mørk J, Jauho A P 2009 *Phys. Rev. B* **79** 115420

Effect of energy level configuration on storage of optical solitons in InAs/GaAs quantum dot electromagnetically induced transparency medium*

Wang Yin^{1)†} Zhou Si-Jie²⁾ 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*)

(Received 14 October 2022; revised manuscript received 19 February 2023)

Abstract

Based on the current growth technology of quantum dot in the experiment, considering that the probe fields and control fields at different frequencies are coupled between different energy levels of the InAs/GaAs quantum dot, the ladder-type, Λ -type and V-type energy level configurations can be formed. The linear and nonlinear properties of these energy level configurations of InAs/GaAs quantum dots are studied by using semiclassical theory combined with multiple scale method. It is shown that in the linear case, electromagnetic induction transparency windows can be formed among ladder-type, Λ -type and V-type energy level configurations. And the width of the transparent window increases with the strength of the control pulse increasing. For the nonlinear case, under the current experimental condition, optical solitons can be formed and stored in ladder-type configuration and Λ -type energy level configuration. However, optical solitons cannot be formed in the V-type energy level configurations, which is because the nonlinear effect of the system is very weak. Furthermore, it is demonstrated that the fidelity of the storage and retrieval of the optical solitons is higher than that of linear optical pulse and strongly nonlinear optical pulse. Interestingly, it is also found that the amplitude of stored optical solitons in Λ -type energy level configuration is higher than that in ladder-type energy level configuration. This study provides a theoretical basis for semiconductor quantum dot devices to modulate the amplitude of the stored optical solitons.

Keywords: electromagnetically induced transparency, storage and retrieval of optical solitons, semiconductor quantum dot

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Tg, 78.67.Hc

DOI: 10.7498/aps.72.20221965

* 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@hnice.edu.cn



能级构型对InAs/GaAs量子点电磁感应透明介质中光孤子存储的影响

王胤 周驹杰 陈桥 邓永和

Effect of energy level configuration on storage of optical solitons in InAs/GaAs quantum dot electromagnetically induced transparency medium

Wang Yin Zhou Si-Jie Chen Qiao Deng Yong-He

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 084204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221965

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221965>

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>

基于非对称结构全介质超材料的类电磁诱导透明效应研究

Research on analogue of electromagnetically induced transparency effect based on asymmetric structure all-dielectric metamaterial

物理学报. 2021, 70(19): 194201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210070>

基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计

Tunable graphene amplitude based broadband electromagnetically-induced-transparency-like metamaterial

物理学报. 2018, 67(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180114>

基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

物理学报. 2021, 70(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

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>