

V 型三能级金刚石氮空位色心电磁诱导透明 体系中孤子的存取*

谭聪¹⁾ 王登龙^{1)†} 董耀勇²⁾ 丁建文¹⁾

1) (湘潭大学物理与光电工程学院, 湘潭 411105)

2) (广东工业大学机电工程学院, 广州 510006)

(2023 年 12 月 23 日收到; 2024 年 3 月 21 日收到修改稿)

本文先构建一束弱探测场和一束强控制场所形成的 V 型三能级金刚石氮空位(NV)色心电磁诱导透明(EIT)模型, 随后研究探测场在体系的线性吸收和非线性传播特性. 结果表明, 一旦开启强控制场, 体系就会呈现出 EIT 窗口, 且透明窗口的宽度随着控制场磁感应强度的增加而变宽. 在非线性的情况下, 探测场能形成稳定传播的孤子, 且可通过开启和关闭控制场的磁场实现孤子的存储和读取, 可以有效地克服冷原子介质和量子点介质孤子存取的缺陷. 值得一提的是, 体系所存取孤子的振幅还可以通过控制场的磁感应强度来进行调节.

关键词: 金刚石氮空位色心, 孤子的存储与读取, 电磁诱导透明

PACS: 76.30.Mi, 42.65.Tg, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.73.20232006

1 引言

孤子^[1-6]是指脉冲在介质中传播时保持波形不变的波包, 这主要是因为系统的色散(或衍射)效应和非线性效应相平衡的结果. 当其作为量子信息处理和传输过程中的信息载体时, 具备高保真度、强稳定性^[7,8]. 最早预言能存储和读取孤子的媒质是超冷原子电磁诱导透明(EIT)介质^[9-13], 主要是因为其在弱电磁场激发下可产生强非线性响应, 且系统对电磁场的吸收微弱. 目前实验能实现 EIT 构型的三能级系统有 Λ 型、梯型和 V 型. 白正阳等^[14]理论证实孤子能被 Λ 型三能级超冷原子 EIT 介质中控制场的开启和关闭来实现存储和读取, 且所存取的保真度比一般脉冲的高. 陈洋等^[15]也预言梯型三能级超冷原子 EIT 介质的孤子同样可以被系统进行存储和读取. 然而目前尚未有孤子被 V 型

三能级超冷原子 EIT 介质所存储和读取的报道, 可能是由于 V 型超冷原子系统原子初始分布在系统激发态^[16], 激发态原子自发衰减率大, 系统非线性效应较弱, 由于体系自身的固有缺陷难以形成稳定的孤子, 因而无法实现孤子的存取. 更加遗憾的是, 目前实现超冷原子只能在低温下, 且其稀薄和不易集成, 所以很难付之于具体实际应用. 所幸的是, 随着半导体固体材料的发展, 半导体量子点具有和超冷原子类似的分立能级, 且能常温实现, 因而孤子在半导体量子点体系的存取性质引起了关注. 王胤等^[17]研究了光与 InAs/GaAs 半导体量子点相互作用所形成的梯型、 Λ 型和 V 型等三类三能级半导体量子点 EIT 介质中孤子的形成和存取性质, 发现在现有的实验参数下孤子能被梯型和 Λ 型半导体量子点 EIT 介质所存取, 但不能被 V 型存取, 主要是因为 V 型三能级半导体量子点 EIT 介质中电子初态处于激发态, 且系统激发的非线性

* 国家自然科学基金(批准号: 11832016)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dlwang@xtu.edu.cn

效应相对于系统的色散效应很微弱.

既然 V 型三能级超冷原子和半导体量子点 EIT 介质都不能对其中的孤子进行存取, 本文将探究 V 型三能级金刚石氮空位 (nitrogen-vacancy, NV) 色心^[18,19] EIT 体系中孤子的存取. NV 色心有与半导体量子点类似的分立能级, 且也能在室温下实现, 还具备电子自旋寿命长、退相干时间长和对磁场敏感等优点^[20-27]. 迄今为止, NV 色心中的孤子传播性质和逻辑非门的应用引起了人们的关注. Zhang 等^[28]发现在声子腔阵列与 NV 色心耦合体系中, 当体系的衍射效应与非线性效应相平衡后能形成稳定传播的空间孤子. Liu 等^[29]在 V 型三能级 NV 色心中通过非线性克尔效应诱导色散效应产生相移, 进而实现了光学逻辑非门. 从这一研究可以推导出, 在 V 型三能级 NV 色心中, 当系统的非线性效应与色散效应相平衡则可产生时间孤子. 然而体系所形成的孤子又能否被 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系所存取?

受此激发, 本文先构建 V 型三能级 NV 色心 EIT 磁耦合模型, 随后探究探测场在体系中的传播和存取性质. 结果发现, V 型三能级 NV 色心 EIT 体系的孤子能够被存取, 可以有效地克服冷原子介质和量子点介质孤子存取的缺陷, 这对孤子的操控与应用研究有一定的促进作用. 此外, 所存取的孤子振幅还可以通过控制场磁感应强度来调控.

2 模型与 Maxwell-Bloch 方程组

金刚石 NV 色心几何结构如图 1(a) 所示, 当面心立方晶体结构的金刚石中一个 C 原子被 N 原子取代, 且与 N 原子相邻的其中一个 C 原子缺失

就形成了 NV 色心. NV 色心的基态为电子自旋三重态 $|m_s = 0, \pm 1\rangle$, 且能级 $|0\rangle$ 与 $|\pm 1\rangle$ 之间的能量差为 $D_{\text{gs}} = 2.87 \text{ GHz}$ ^[30], 如图 1(b) 所示. 在外磁场作用下, 能级 $|m_s = \pm 1\rangle$ 产生塞曼效应后被分为能级 $|-1\rangle$ 和 $|+1\rangle$. 为此, 在图 1(b) 中将能级 $|0\rangle$, $|-1\rangle$ 和 $|+1\rangle$ 分别标记为 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$. 中心角频率为 ω_p 的弱探测场耦合到 NV 色心中能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间, 中心角频率为 ω_c 的强控制场耦合到能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间, 从而形成了 V 型三能级 NV 色心 EIT 模型. 随后, 将探讨 V 型三能级 NV 色心 EIT 模型中探测场的传输和存取性质. 在此, 电磁场与 NV 色心的相互作用利用半经典理论描述, 即 NV 色心用量子力学的 Bloch 方程描述, 探测场用经典电磁场理论中 Maxwell 方程描述. 从而, NV 色心磁耦合体系薛定谔绘景下的哈密顿量^[31,32]为

$$H_I = \hbar D_{\text{gs}} \hat{S}_z^2 + g_s \mu_B \left[B_0 \hat{S}_z + B_p(t) \hat{S}_x + B_c(t) \hat{S}_x \right],$$

其中 g_s , μ_B 和 $\hat{S}_{z(x)}$ 分别为朗德因子、玻尔磁子和自旋角动量算符在 $z(x)$ 方向的分量; B_0 是沿 z 轴方向的静磁场; $B_{p(c)}(t)$ 是沿 x 方向传播的探测场 (控制场) 的磁场部分, $B_{p(c)}(t) = B_{p(c)} \exp[i(k_{p(c)}x - \omega_{p(c)}t)] + \text{c.c.}$, $B_{p(c)}$ 和 $k_{p(c)}$ 分别是探测场 (控制场) 的磁感应强度和波矢. 相应地, 体系的哈密顿量^[33-35]可化成:

$$H_I = \hbar D_{\text{gs}} \hat{S}_z^2 + \frac{\hbar \delta_B}{2} \hat{S}_z + 2\sqrt{2}\hbar \times \left[\Omega_p e^{i(k_p x - \omega_p t)} \hat{S}_x + \Omega_c e^{i(k_c x - \omega_c t)} \hat{S}_x + \text{h.c.} \right], \quad (1)$$

其中 $\hbar \delta_B = 2g_s \mu_B B_0$ 是能级 $|2\rangle$ 与能级 $|3\rangle$ 之间的能量差; $\Omega_{p(c)} = g_s \mu_B B_{p(c)} / 2\sqrt{2}\hbar$ 是探测场 (控制场) 的半拉比频率. 利用旋转波近似, 可得相互作用绘

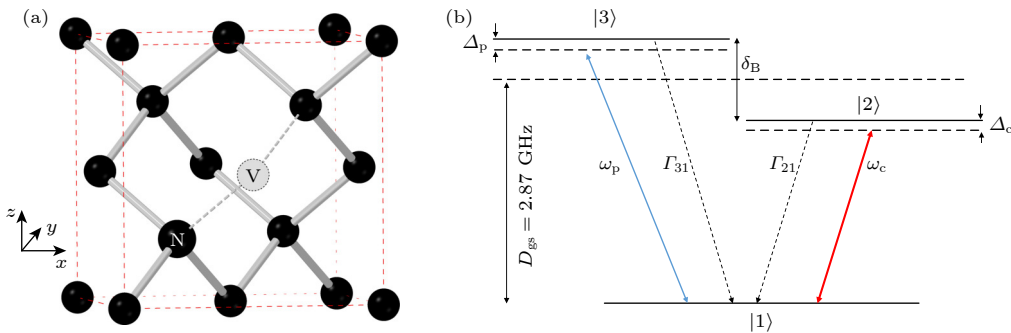


图 1 (a) 金刚石 NV 色心的晶格结构^[18]; (b) V 型三能级 NV 色心 EIT 构型示意图

Fig. 1. (a) Lattice structure of the NV center in diamond^[18]; (b) schematic diagram of V-type three energy level in the NV center EIT configuration.

景下的系统哈密顿量, 有

$$\begin{aligned} \frac{H_1}{\hbar} = & -\Delta_p |3\rangle \langle 3| - \Delta_c |2\rangle \langle 2| + (\Omega_p |3\rangle \langle 1| \\ & + \Omega_c |2\rangle \langle 1| + \text{h.c.}), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\Delta_p = \omega_p - D_{gs} - \delta_B/2$, $\Delta_c = \omega_c - D_{gs} + \delta_B/2$ 是单光子失谐; h.c. 表示系统哈密顿量的厄米共轭. 在相互作用绘景下, 系统的密度矩阵元满足方程^[36] $i\hbar(\partial/\partial t + \Gamma)\hat{\rho} = [\hat{H}_1, \hat{\rho}]$, 从而得到 Bloch 方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = & i\Omega_c \rho_{21}^* - i\Omega_c^* \rho_{21} + i\Omega_p \rho_{31}^* - \\ & i\Omega_p^* \rho_{31} + \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{21}\rho_{22}, \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = i\Omega_c^* \rho_{21} - i\Omega_c \rho_{21}^* - \Gamma_{21}\rho_{22}, \quad (3b)$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = i\Omega_p^* \rho_{31} - i\Omega_p \rho_{31}^* - \Gamma_{31}\rho_{33}, \quad (3c)$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = i d_{21}\rho_{21} - i\Omega_c(\rho_{11} - \rho_{22}) + i\Omega_p \rho_{32}^*, \quad (3d)$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = i d_{31}\rho_{31} - i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_c \rho_{32}, \quad (3e)$$

$$\frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = i d_{32}\rho_{32} - i\Omega_p \rho_{21}^* + i\Omega_c^* \rho_{31}, \quad (3f)$$

其中,

$$d_{21} = \Delta_c + i\gamma_{21},$$

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

$$d_{32} = (\Delta_p - \Delta_c) + i\gamma_{32}.$$

$\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2 + \gamma_{ij}^{\text{deph}}$ 表示能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间的相干衰减率, $\Gamma_j = \sum_{i<j} \Gamma_{ij}$, Γ_{ij} 与 γ_{ij} 分别是能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间的自发衰减和退相干率^[37,38].

探测场的演化采用经典电磁学的 Maxwell 方程描述, 由于目前 NV 色心自旋的常用驱动手段是采用交变磁场实现磁控制, 因而有关磁场分量的 Maxwell 方程可表示为

$$\nabla^2 H - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 M}{\partial t^2}. \quad (4)$$

利用慢变包络近似^[34,39], (4) 式可写为

$$i \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_p + k_{13}\rho_{31} = 0, \quad (5)$$

其中 $k_{13} = (\mu g_s \mu_B \omega_p N_a M_{31})/4\sqrt{2}ch$ 为探测场的传播系数; μ 是 NV 色心的磁导率; N_a 为 NV 色心的密度; M_{31} 为能级 $|1\rangle$ 到 $|3\rangle$ 的跃迁磁偶极矩. 方程组 (3) 和方程 (5) 组成了 Maxwell-Bloch (M-B) 方

程组, 随后通过求解该方程组可以得到系统的线性和非线性性质.

3 线性吸收特性

一般情况下的 M-B 方程组 (3) 和方程 (5) 难以得到其精确解, 在此利用多重尺度法^[11,39] 对其进行近似求解. 设:

$$\rho_{ij} = \rho_{ij}^{(0)} + \varepsilon \rho_{ij}^{(1)} + \varepsilon^2 \rho_{ij}^{(2)} + \varepsilon^3 \rho_{ij}^{(3)} + \cdots, \quad (6a)$$

$$\Omega_p = \Omega_p^{(0)} + \varepsilon \Omega_p^{(1)} + \varepsilon^2 \Omega_p^{(2)} + \varepsilon^3 \Omega_p^{(3)} + \cdots, \quad (6b)$$

式中, 各展开项均为多重尺度变量 $x_l = \varepsilon^l x$ ($l = 0, 1, 2$), $t_l = \varepsilon^l t$ ($l = 0, 1$) 的函数, 有 $\rho_{ij}^0 = \delta_{i3}\delta_{j3}$, ε 是与 Ω_p 振幅相关的无量纲小参量. 将上述各展开式代入 M-B 方程组中, 就可得到关于 $\Omega_{ij}^{(l)}$ 和 $\rho_{ij}^{(l)}$ 的方程组, 随后逐级近似求解方程组. 比较 ε^l 的同次幂, $l = 1$ 时, M-B 方程组的一阶近似解为

$$\Omega_p^{(1)} = F e^{i\theta}, \quad (7a)$$

$$\rho_{31}^{(1)} = \frac{\omega + d_{32}}{D} F e^{i\theta}, \quad (7b)$$

$$\rho_{32}^{(1)} = -\frac{\Omega_c^*}{D} F e^{i\theta}, \quad (7c)$$

式中, $\theta = K(\omega)x_0 - \omega t_0$, $D = |\Omega_c|^2 - (\omega + d_{31})(\omega + d_{32})$, F 是慢变量 x_1 , x_2 和 t_1 的包络函数, 其他密度矩阵元 $\rho_{ij}^{(1)} = 0$. $K(\omega)$ 是系统的线性色散关系, 其表达式为

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \frac{k_{13}(\omega + d_{32})}{D}. \quad (8)$$

对 (8) 式在中心频率 $\omega = 0$ 附近进行泰勒展开, 有

$$K(\omega) = K_0 + K_1\omega + \frac{1}{2}K_2\omega^2 + \cdots, \quad (9)$$

其中 $K_0 = \frac{k_{13}d_{32}}{|\Omega_c|^2 - d_{31}d_{32}}$, 其虚部 K_{0i} 表示体系对探测场的线性吸收, 其实部 K_{0r} 表示体系对探测场的色散, $K_j = [\partial^j K(\omega)/\partial \omega^j]_{\omega=0}$ ($j = 1, 2, \cdots$).

为探究系统的线性吸收特性, 根据文献^[40–43] 中三能级 NV 色心系统, 系统相关参数可选为 $\Gamma_{31} = 0.35$ MHz, $\Gamma_{21} = 0.11$ MHz, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 44$ MHz, $\gamma_{32} = 0.5$ MHz, $\Delta_c = 1$ MHz, $k_{13} = 2.3 \times 10^{10}$ cm·s⁻¹. 图 2 为不同磁感应强度 B_c 下体系的线性吸收特性曲线. 在关闭控制场即 $B_c = 0$ 时 (图 2 实线), 系统对探测场的线性吸收特性曲线呈现洛伦兹吸收峰. 这说明控制场关闭时, 探测场在失谐量 $\Delta_p = 0$ 的

区域被近共振吸收. 在开启控制场且 $B_c = 25$ mT 时 (图 2 虚线), 吸收曲线分裂成了两个单独的峰, 体系出现了 EIT 窗口. 当探测场在透明窗口内传播时, 几乎不会被介质吸收; 因而后续的研究均在 EIT 窗口内展开. 当磁感应强度增加到 $B_c = 50$ mT 时 (图 2 点线), 可以看到 EIT 窗口的宽度相比于 $B_c = 25$ mT 时的更宽. 由此可归纳出, 在 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系中, 开启控制场能形成 EIT 窗口, 且 EIT 窗口的宽度会随着控制场磁感应强度的增加而变宽.

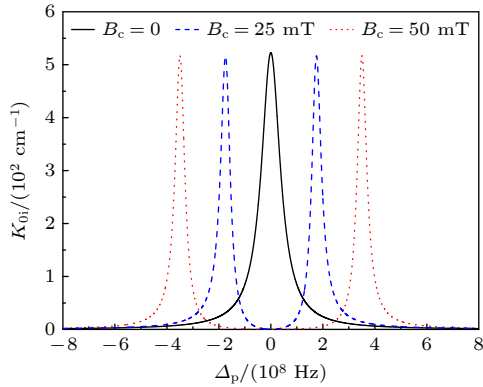


图 2 不同控制场磁感应强度 B_c 下, 线性吸收特性 K_{0i} 随失谐量 Δ_p 的变化情况. 图中参数为 $\Gamma_{31} = 0.35$ MHz, $\Gamma_{21} = 0.11$ MHz, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 44$ MHz, $\gamma_{32} = 0.5$ MHz, $\Delta_c = 1$ MHz, $k_{13} = 2.3 \times 10^{10}$ cm \cdot s $^{-1}$

Fig. 2. Linear absorption coefficient K_{0i} as a function of the detuning Δ_p with different magnetic induction strength B_c of the control field. Parameters used are $\Gamma_{31} = 0.35$ MHz, $\Gamma_{21} = 0.11$ MHz, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 44$ MHz, $\gamma_{32} = 0.5$ MHz, $\Delta_c = 1$ MHz, $k_{13} = 2.3 \times 10^{10}$ cm \cdot s $^{-1}$.

4 孤子的传播稳定性分析

既然获得了探测场在体系中的线性吸收性质, 进而探讨其非线性传播性质. 比较 M-B 方程的多重展开项中 $l = 2$ 项, 消除久期项可得

$$\frac{\partial F}{\partial x_1} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial F}{\partial t_1} = 0, \quad (10)$$

其中 $V_g = (\partial K / \partial \omega)^{-1}$ 是函数 F 在系统中传播的群速度. 二阶近似解为

$$\Omega_p^{(2)} = 0, \quad (11a)$$

$$\rho_{31}^{(2)} = A_{31}^{(2)} \frac{\partial F}{\partial t_1} e^{i\theta}, \quad (11b)$$

$$\rho_{22}^{(2)} = A_{22}^{(2)} |F|^2 e^{2i\alpha x_2}, \quad (11c)$$

$$\rho_{33}^{(2)} = A_{33}^{(2)} |F|^2 e^{2i\alpha x_2}, \quad (11d)$$

$$\rho_{21}^{(2)} = A_{21}^{(2)} |F|^2 e^{2i\alpha x_2}, \quad (11e)$$

其中, $\bar{\alpha} = \varepsilon^{-2} \alpha = \varepsilon^{-2} \text{Im}[K(\omega)]$, α 表征了介质对探测场的吸收. 二阶近似解其他系数的具体表达式分别为

$$A_{31}^{(2)} = \frac{i}{k_{13}} \left(\frac{1}{V_g} - \frac{1}{c} \right),$$

$$A_{33}^{(2)} = \frac{(\omega + d_{32})^* / D^* - (\omega + d_{32}) / D}{i\Gamma_{31}},$$

$$A_{22}^{(2)} = \frac{|\Omega_c|^2 \left[\left(\frac{d_{21}^*}{D^*} - \frac{d_{21}}{D} \right) - A_{33}^{(2)} (d_{21} - d_{21}^*) \right]}{2|\Omega_c|^2 (d_{21} - d_{21}^*) + i\Gamma_{21} d_{21} d_{21}^*},$$

$$A_{21}^{(2)} = -\frac{\Omega_c}{d_{21}} \left(2A_{22}^{(2)} + A_{33}^{(2)} + \frac{1}{D^*} \right).$$

当 $l = 3$ 时, 消除久期项后可得

$$i \frac{\partial F}{\partial x_2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 F}{\partial t_1^2} - W |F|^2 F e^{-2i\alpha x_2} = 0, \quad (12)$$

式中, $K_2 = \partial^2 K / \partial \omega^2$ 是系统的二阶色散系数; W 为系统的克尔非线性系数, 即

$$W = \frac{k_{13}}{D} [(\omega + d_{21})(2A_{22} + A_{33}) - \Omega_c A_{21}]. \quad (13)$$

联立 (10) 式和 (12) 式, 并返回原始变量后可以得到一个复系数的非线性薛定谔方程为

$$i \left(\frac{\partial}{\partial x} + \alpha \right) U - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - W |U|^2 U = 0, \quad (14)$$

其中 $\tau = t - x/V_g$, $U = \varepsilon F e^{-2i\alpha x_2}$. 由于 (14) 式的系数都为复数, 可将它们表示为 $K_2 = K_{2r} + iK_{2i}$ 和 $W = W_r + iW_i$, 其中 K_{2r} 和 W_r 为其实部, K_{2i} 和 W_i 代表其虚部. 在 EIT 窗口内 $\alpha \approx 0$, 这是由于 α 表征系统对探测场的吸收. 为了获得 (14) 式的解析孤子解, 通常在 EIT 窗口内选取合适的参数, 当 $\Delta_p = 610$ MHz, $\Delta_c = 585$ MHz, $\Omega_c = 600$ MHz, $\Gamma_{31} = 0.35$ MHz, $\Gamma_{21} = 0.11$ MHz, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 44$ MHz, $\gamma_{32} = 0.5$ MHz, $k_{13} = 2.3 \times 10^{10}$ cm \cdot s $^{-1}$ 时, 可算出 $K_2 = (1.011 - i0.0326) \times 10^{-16}$ cm $^{-1} \cdot$ s 2 , $W = (3.101 - i0.02089) \times 10^{-7}$ cm $^{-1} \cdot$ s 2 . 可见 K_2 和 W 的实部远大于虚部, 从而 (14) 式的复系数 K_2 和 W 可以分别用它们的实部 K_{2r} 和 W_r 表达, 再引入无量纲参数 $s = -x/(2L_D)$, $\sigma = \tau/\tau_0$, $u = U/U_0$. (14) 式就可以简化为

$$i \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2 u = 0, \quad (15)$$

其中 $L_D = \tau_0^2 / K_{2r}$ 为特征色散长度, $\tau_0 = 7 \times 10^{-8}$ s 表示探测场的特征时间长度, $U_0 = (1/\tau_0)\sqrt{K_{2r}/W_r}$ 为探测场的半拉比频率. $L_{NL} = 1/(U_0^2 W_r)$ 是非线性长度, 当体系中色散效应和非线性效应相平衡时才能形成孤子, 即 $L_D = L_{NL}$. 通过求解方程 (15), 再返回原始变量, 得到该方程的亮孤子解为

$$\Omega_p(x, t) = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{K_{2r}}{W_r}} \operatorname{sech} \left[\frac{1}{\tau_0} \left(t - \frac{x}{V_g} \right) \right] \times \exp \left(i K_{0r} x - i \frac{x}{2L_D} \right). \quad (16)$$

为了探究在 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系中探测场所形成孤子的稳定性, 以孤子解 (16) 式作为初始条件, 使用龙格库塔法对 M-B 方程组 (3) 和方程 (5) 进行数值模拟. 图 3 表示探测场的振幅 $|\Omega_p/U_0|^2$ 随时间 t 演化的情况, 可以看出在 $t/\tau_0 = 0$ 初始时刻, 探测场在 $x/2L_D = 0$ 处形成了一亮孤子 (见图中实线), 且随着时间的演化, 该孤子能够保持振幅和波形不变地稳定向右传播至 $x/2L_D = 1, 2, 3$ 处. 由此表明, 在 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系中探测场可以形成稳定传播的孤子.

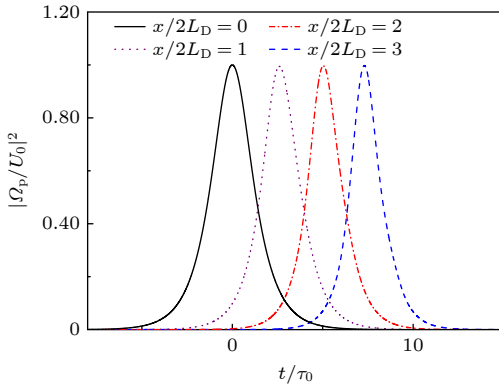


图 3 孤子的传播稳定性分析. 参数为 $|\Delta_p \tau_0| = 42.5$, $|\Delta_p \tau_0| = 41.1$, $|\Omega_c \tau_0| = 45$, $\tau_0 = 7 \times 10^{-8}$ s, 其余参数与图 2 一致

Fig. 3. Analysis of the propagation stability of solitons. Parameters used are $|\Delta_p \tau_0| = 42.5$, $|\Delta_p \tau_0| = 41.1$, $|\Omega_c \tau_0| = 45$, $\tau_0 = 7 \times 10^{-8}$ s, other parameters used are the same as in Fig. 2.

5 探测场的存储与读取

既然体系可形成稳定传播的孤子, 于是进一步探究探测场在体系内的存储与读取性质. 以孤子

解 (16) 式作为初始条件, 使用龙格库塔法对 M-B 方程组 (3) 和方程 (5) 进行数值模拟. 探测场的存取通过操控控制场的开启和关闭来实现. 它的开、关函数由以下的双曲正切函数来表示:

$$\Omega_c(0, t) = \Omega_{c0} \left[1 - \frac{1}{2} \tanh \left(\frac{t - T_{\text{off}}}{T_s} \right) + \frac{1}{2} \tanh \left(\frac{t - T_{\text{on}}}{T_s} \right) \right], \quad (17)$$

式中, Ω_{c0} 是表示控制场强度的常数; T_{off} 和 T_{on} 分别表示控制场的关闭和开启时间, T_s 为操控控制场所需要的时间. 图 4 绘制了不同强度的探测场 $|\Omega_p \tau_0|$ 随着时间 t 和传播距离 x 的演化情况.

弱探测场 $\Omega_p(0, t)\tau_0 = 0.7\operatorname{sech}(t/\tau_0)$ 的存储与读取见图 4(a), 探测场的存取通过操控控制场磁场开启和关闭实现. 由于此时系统色散效应大于非线性效应, 可以看出探测场随着时间 t 和空间 x 的演化情况, 即存取前、后的波形稍微变宽且波峰稍微有所下降. 这表明在实际的量子信息处理和传输过程中, 弱探测场传递的信息保真度较低, 会导致信息失真.

随后增大体系中探测场的强度到 $\Omega_p(0, t)\tau_0 = 7.5\operatorname{sech}(t/\tau_0)$, 此时系统色散效应和非线性效应相平衡, 体系中探测场可以形成孤子. 于是通过操控控制场磁场开启和关闭实现了该探测场所形成的孤子存储与读取, 如图 4(b) 所示. 随着时间 t 和空间 x 演化, 孤子存取前、后的波形和波峰基本保持不变. 这表明孤子在信息处理和传输过程中信息保真度高.

探测场强度增加到 $\Omega_p(0, t)\tau_0 = 13.5\operatorname{sech}(t/\tau_0)$ 时, 强探测场的存储与读取如图 4(c) 所示, 强探测场的存取同样通过操控控制场磁场的开启和关闭来实现. 随着 t 和 x 的演化, 强探测场存取前、后波峰稍微有所升高且波形稍微有所变窄, 这是因为此时系统的非线性效应大于色散效应. 这表明强探测场若被应用于信息处理和传输过程中, 会造成较大的信息失真.

从图 4 可归纳出, 通过控制场磁场的开启和关闭, 可以在 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系中实现探测场的存储与读取. 当系统非线性效应尚未与色散效应相平衡时, 弱探测场和强探测场的存储与读取前、后的波形和振幅均稍微有所变化, 这在量子信息的传递过程中会产生失真. 而在非线性效应与

色散效应相平衡时, 体系探测场所形成的孤子在存储与读取前后波形和振幅都基本保持不变. 这说明孤子能够被 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系存取, 且由图 4 可知存取孤子的保真度高于一般脉冲. 因此, 孤子若作为 NV 色心中信息处理和传输的信息载体, 能够提高传递信息的保真度.

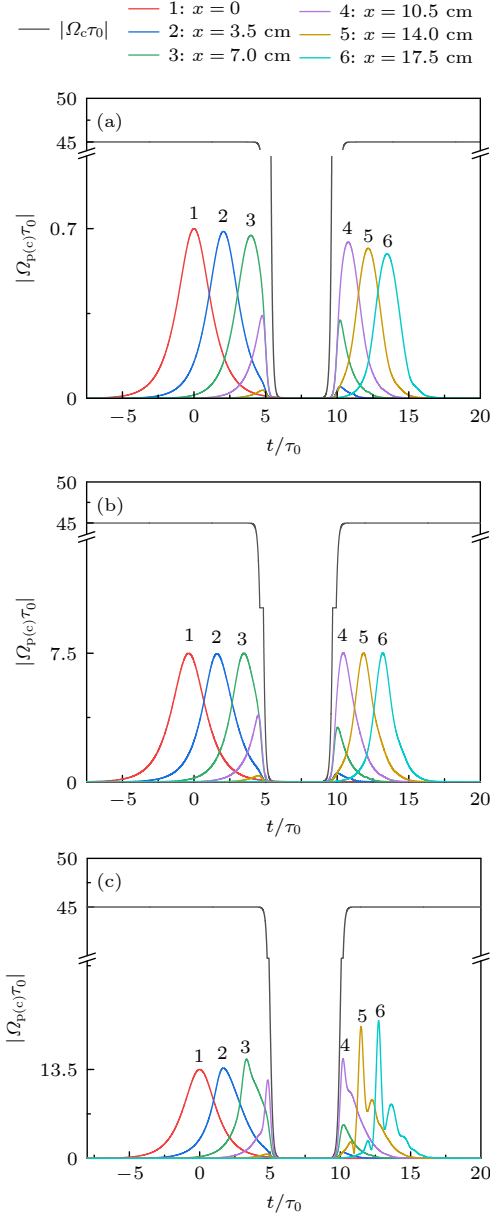


图 4 探测场的存储与读取 (a) 弱探测脉冲的存储与读取; (b) 孤子的存储与读取; (c) 强探测脉冲的存储与读取. 图中使用的参数 $T_s/\tau_0 = 0.2$, $T_{on}/\tau_0 = 5$, $T_{off}/\tau_0 = 10$, 其他参数与图 3 相同

Fig. 4. Storage and retrieval of probe field: (a) Storage and retrieval of a weak probe pulse; (b) storage and retrieval of a soliton pulse; (c) storage and retrieval of a strong probe pulse. Parameters used are $T_s/\tau_0 = 0.2$, $T_{on}/\tau_0 = 5$, $T_{off}/\tau_0 = 10$, other parameters used are the same as in Fig. 3.

既然控制场磁场的开启和关闭可以实现孤子的存储与读取, 进而探究控制场磁感应强度变化对所存取孤子振幅的影响. 图 5 给出了所存取孤子的振幅随着控制场磁感应强度 B_c 的变化. 可以看到随着磁感应强度 B_c 的增大, 所存取孤子振幅也随之变大, 最后趋于一个常值. 这表明 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系所存取的孤子振幅可以被控制场的磁感应强度所调控.

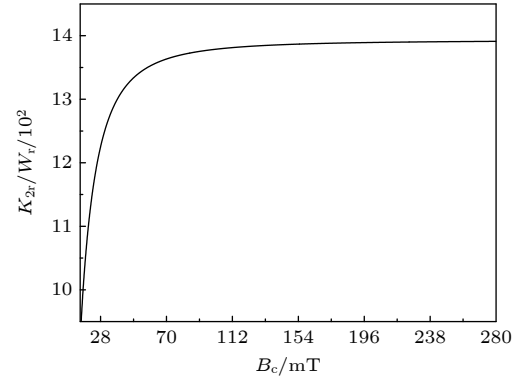


图 5 $\Delta_p = 600$ MHz 时, 存取孤子的振幅随控制场磁感应强度 B_c 的变化. 其余参数与图 2 一致

Fig. 5. Amplitude of the storage and retrieval of soliton as a function of control fields magnetic induction strength B_c at $\Delta_p = 600$ MHz. Other parameters used are the same as in Fig. 2.

6 结 论

本文构建了一束弱探测场和一束强控制场所组成的 V 型三能级 NV 色心 EIT 体系, 随后利用半经典理论处理探测场与 NV 色心的相互作用, 获得 M-B 方程组. 由于 M-B 方程难以精确求解, 所以通过多重尺度法对其近似求解, 随后探究了体系的线性吸收特性和非线性传播特性. 结果发现在线性情况下, 在强控制场磁场开启下体系会呈现 EIT 窗口, 且 EIT 窗口宽度会随着控制场磁感应强度的增大而变宽. 在非线性情况下, 体系中探测场可以形成稳定传播的孤子, 且所形成孤子可以通过控制场磁场的开启和关闭实现存储与读取, 这可以有效地克服冷原子介质和量子点介质孤子存取的缺陷, 完善了三能级 EIT 孤子存取的实现方案, 对孤子的操控与应用研究有一定的促进作用. 所存取的孤子振幅能够通过控制场磁感应强度调节, 该结果表明若将孤子作为 NV 色心中信息处理和传输的信息载体, 可以有效地提高信息传递的保真度.

参考文献

- [1] Haus H A, Wong W S 1996 *Rev. Mod. Phys.* **68** 423
- [2] Wu Y, Deng L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 143904
- [3] Huang G, Jiang K, Payne M G, Deng L 2006 *Phys. Rev. E* **73** 056606
- [4] Ren B, She Y C, Xu X F, Ye F Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 224205 (in Chinese) [任波, 余彦超, 徐小凤, 叶伏秋 2021 物理学报 **70** 224205]
- [5] Gao J, Hang C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 133202 (in Chinese) [高洁, 杭超 2022 物理学报 **71** 133202]
- [6] Dong Y Y, Wang D L, Wang Y, Ding J W 2018 *Phys. Lett. A* **382** 2006
- [7] Zhang X F, Yang Q, Zhang J F, Chen X Z, Liu W M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 023613
- [8] Wang Y, Ding J W, Wang D L 2020 *Eur. Phys. J. D* **74** 190
- [9] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [10] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [11] Huang G, Deng L, Payne M G 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016617
- [12] Hang C, Huang G X 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033830
- [13] Shou C, Huang G X 2019 *Phys. Rev. A* **99** 043821
- [14] Bai Z Y, Hang C, Huang G X 2013 *Chin. Opt. Lett.* **11** 012701
- [15] Chen Y, Bai Z Y, Huang G X 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023835
- [16] Wu Y, Yang X X 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053806
- [17] Wang Y, Zhou S J, Chen Q, Deng Y H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 084204 (in Chinese) [王胤, 周骊杰, 陈桥, 邓永和 2023 物理学报 **72** 084204]
- [18] Li P B, Xiang Z L, Rabl P, Nori F 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 015502
- [19] Doherty M W, Manson N B, Delaney P, Jelezko F, Wrachtrup J, Hollenberg L C L 2013 *Phys. Rep.* **528** 1
- [20] Robledo L, Bernien H, Sar T V D, Hanson R 2011 *New J. Phys.* **13** 025013
- [21] Yang W L, Yin Z Q, Hu Y, Feng M, Du J F 2011 *Phys. Rev. A* **84** 010301
- [22] Lee D, Lee K W, Cady J V, Ovartchaiyapong P, Jayich A C B 2017 *J. Opt.* **19** 033001
- [23] Ghaderi Goran Abad M, Mahmoudi M 2019 *Eur. Phys. J. D* **73** 1
- [24] Yang X Y, Zhang N, Yuan H, Bian G D, Fan P C, Li M X 2019 *AIP Adv.* **9** 075213
- [25] Lü X Y, Xiang Z L, Cui W, You J Q, Nori F 2013 *Phys. Rev. A* **88** 012329
- [26] Grezes C, Julsgaard B, Kubo Y, Stern M, Umeda T, Isoya J, Sumiya H, Abe H, Onoda S, Ohshima T, Jacques V, Esteve J, Vion D, Esteve D, Mølmer K, Bertet P 2014 *Phys. Rev. X* **4** 021049
- [27] Dutt M V, Childress L, Jiang L, Togan E, Maze J, Jelezko F, Zibrov A S, Hemmer P R, Lukin M D 2007 *Science* **316** 1312
- [28] Zhang M Q, Zheng A S, Chen Q L, Liu J B 2020 *Optik* **218** 165255
- [29] Liu Y, Raza F, Li K, Ullah H, Zhang Y, Zhang W, Zhao W 2019 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **36** 002727
- [30] Wu J D, Cheng Z, Ye X Y, Li Z K, Wang P F, Tian C L, Chen H W 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 117601 (in Chinese) [吴建冬, 程智, 叶翔宇, 李兆凯, 王鹏飞, 田长麟, 陈宏伟 2022 物理学报 **71** 117601]
- [31] Dong Y, Du B, Zhang S C, Chen X D, Sun F W 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 160301 (in Chinese) [董杨, 杜博, 张少春, 陈向东, 孙方稳 2018 物理学报 **67** 160301]
- [32] Shen X, Zhao L Y, Huang P, Kong X, Ji L M 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 068501 (in Chinese) [沈翔, 赵立业, 黄璞, 孔熙, 季鲁敏 2021 物理学报 **70** 068501]
- [33] Wu Y, Yang X X 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 094104
- [34] Liu J, Liu N, Shan C, Liu T, Li H, Zheng A, Xie X T 2016 *Phys. Lett. A* **380** 2458
- [35] Dong X L, Li P B 2019 *Phys. Rev. A* **100** 043825
- [36] Shou C, Huang G 2021 *Front. Phys.* **9** 594680
- [37] Dong Y Y, Zheng X J, Wang D L, Ding J W 2021 *Opt. Express* **29** 5367
- [38] Mu Y, Qin L, Shi Z Y, Huang G X 2021 *Phys. Rev. A* **103** 043709
- [39] Xu Y B, Bai Z Y, Huang G X 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053859
- [40] Santori C, Fattal D, Spillane S M, Fiorentino M, Beausoleil R G, Greentree A D, Olivero P, Draganski M, Rabeau J R, Reichart P, Gibson B C, Rubanov S, Jamieson D N, Prawer S 2006 *Opt. Express* **14** 7986
- [41] Liu D Q, Liu G Q, Chang Y C, Pan X Y 2014 *Physica B* **432** 84
- [42] El-Ella H A R, Ahmadi S, Wojciechowski A M, Huck A, Andersen U L 2017 *Opt. Express* **25** 14809
- [43] Ahmadi S, El-Ella H A R, Wojciechowski A M, Gehring T, Hansen J O B, Huck A, Andersen U L 2018 *Phys. Rev. B* **97** 024105

Storage and retrieval of solitons in electromagnetically induced transparent system of V-type three-level diamond nitrogen-vacancy color centers^{*}

Tan Cong¹⁾ Wang Deng-Long^{1)†} Dong Yao-Yong²⁾ Ding Jian-Wen¹⁾

1) (*School of Physics and Optoelectronics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China*)

2) (*School of Electromechanical Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China*)

(Received 23 December 2023; revised manuscript received 21 March 2024)

Abstract

Compared with light, the solitons, which are from the balance between dispersion and nonlinearity of the system, possess high stability and fidelity as the information carriers in quantum information processing and transmission, and have gained considerable attention in ultra-cold atomic electromagnetically induced transparent (EIT) media. To date, the EIT models on the three-level ultra-cold atoms realized experimentally, are ladder-, Λ -, and V-type mode. Current studies show that the solitons cannot be stored in V-type three-level ultra-cold atomic EIT media but they can be stored in ladder- and Λ -type three-level ultra-cold atomic EIT media. It is mainly because the atoms of the V-type system initially are in a excited state, while the atoms of the ladder- and Λ -type systems initially are in the ground state. For the practical applications, it is a large challenge to control accurately the solitons stored in the ultra-cold atomic EIT media due to their ultralow temperature and rarefaction. Fortunately, with the maturity of semiconductor quantum technology, quantum dots have extensively application prospect in quantum information processing and transmission. However, the solitons cannot be stored in V-type three level InAs/GaAs quantum dot EIT media either, while it can be stored in ladder-type system and Λ -type system.

Therefore, herein we propose a V-type three-level nitrogen-vacancy (NV) center EIT model in which a weakprobe field and a strong control field are coupled to different energy levels of NV center in diamond. Subsequently, the linear and nonlinear properties of system are studied by using semiclassical theory combined with multi-scale method. It is shown that when control field is turned on, the linear absorption curve of the system presents an EIT window. And the width of the EIT window increases with the strength of magnetic induction of the control field increasing. In the nonlinear case, the solitons formed can stably propagate over a long distance. Interestingly, the solitons can be stored and retrieved by switching off and on the magnetic field of control field. Moreover, the amplitude of the stored solitons can be modulated by the magnetic induction strength of control field. This result indicates that solitons as information carriers in quantum information processing and transmission of NV center can greatly improve the fidelity of information processing.

Keywords: nitrogen vacancy in diamond, storage and retrieval of solitons, electromagnetically induced transparency

PACS: 76.30.Mi, 42.65.Tg, 42.50.Gy

DOI: [10.7498/aps.73.20232006](https://doi.org/10.7498/aps.73.20232006)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11832016).

[†] Corresponding author. E-mail: dlwang@xtu.edu.cn

V型三能级金刚石氮空位色心电磁诱导透明体系中孤子的存取

谭聪 王登龙 董耀勇 丁建文

Storage and retrieval of solitons in electromagnetically induced transparent system of V-type three-level diamond nitrogen-vacancy color centers

Tan Cong Wang Deng-Long Dong Yao-Yong Ding Jian-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 107601 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20232006

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232006>

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

碳离子注入金刚石制备氮空位色心的机理

Generation of shallow nitrogen-vacancy centers in diamond with carbon ion implantation

物理学报. 2022, 71(18): 188102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220794>

基于金刚石氮-空位色心的温度传感

Temperature sensing with nitrogen vacancy center in diamond

物理学报. 2022, 71(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211822>

基于金刚石体系中氮-空位色心的固态量子传感

Solid quantum sensor based on nitrogen-vacancy center in diamond

物理学报. 2018, 67(16): 160301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180788>

固态金刚石氮空位色心光学调控优化

Optimization of optical control of nitrogen vacancy centers in solid diamond

物理学报. 2020, 69(14): 147601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200072>

基于金刚石氮-空位色心的精密磁测量

High-resolution magnetometry based on nitrogen-vacancy centers in diamond

物理学报. 2018, 67(16): 167601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181084>

金刚石氮-空位色心的原子自旋声子耦合机理

Atomic spin and phonon coupling mechanism of nitrogen-vacancy center

物理学报. 2021, 70(6): 068501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201848>