

光学调控非对称双量子点系统的相干布居转移

郭裕¹, 刘鹏飞¹, 束传存^{2*}¹长沙理工大学物理与电子科学学院, 柔性电子材料基因工程湖南省重点实验室, 湖南长沙 410114;²中南大学物理与电子学院, 纳米光子学与器件湖南省重点实验室, 超微结构与超快过程湖南省重点实验室, 湖南长沙 410012

摘要 利用 Magnus 展开方法研究了单个激光脉冲驱动的三能级非对称双量子点系统从基态到间接激子态的相干布居转移。通过对量子系统的时间演化幺正算符进行一阶 Magnus 展开, 解析得到非旋转波近似条件下实现非对称双量子点系统完全布居转移的脉冲面积条件, 并通过数值求解含时薛定谔方程进行数值模拟验证。通过比较高斯脉冲、多周期余弦式脉冲和单周期余弦式脉冲等三类不同形状的脉冲在实现布居转移中的效果发现, 只要满足脉冲面积条件, 不同形状的脉冲都可以实现完全布居转移, 从而揭示了布居转移过程中光场振幅的物理意义。对三类脉冲方案的鲁棒性的分析发现, 单周期余弦式脉冲在抵抗激光脉冲参数的不稳定性 and 退相干效应的影响方面要优于高斯脉冲和多周期余弦式脉冲。该研究为实验研究光场精准调控非对称量子点系统的量子态提供了重要理论依据, 在量子光学和量子信息科学领域具有重要研究价值。

关键词 量子光学; 非对称双量子点; 布居转移; 激光脉冲

中图分类号 O431 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2327001

Optical Control of Coherent Population Transfer in Asymmetric Double Quantum-Dot System

Guo Yu¹, Liu Pengfei¹, Shu Chuancun^{2*}¹*School of Physics and Electronic Science, Hunan Provincial Key Laboratory of Flexible Electronic Materials Genome Engineering, Changsha University of Science and Technology, Changsha 410114, Hunan, China;*²*School of Physics and Electronics, Hunan Provincial Key Laboratory of Nanophotonics and Devices, Hunan Key Laboratory of Super-Microstructure and Ultrafast Process, Central South University, Changsha 410012, Hunan, China*

Abstract We use the Magnus expansion method to study the problem of coherent population transfer from the ground state to the indirect exciton state in a three-level asymmetric double quantum-dot system driven by a single laser pulse. By the first-order Magnus expansion of the time-evolution unitary operator of the quantum system, we analytically obtain the pulse-area conditions for achieving complete population transfer of the asymmetric double quantum-dot system without rotation wave approximation. Then, we solve the time-dependent Schrödinger equation of the system for numerical verification of the pulse-area conditions. Furthermore, we compare the performance of the Gaussian pulse, the multi-period cosine pulse, and the single-period cosine pulse in population transfer. The results show that all three pulses can achieve complete population transfers as long as the pulse-area conditions are satisfied, which reveals the physical significance of optical field amplitude in population transfer. The robustness analysis of the three pulse schemes indicates that the single-period cosine pulse is superior to the other two in the resistance against unstable laser pulse parameters and the decoherence effect. This work offers a vital reference for precise optical field control over the quantum state of asymmetric quantum-dot systems, which is of significant value in quantum optics and quantum information science fields.

Key words quantum optics; asymmetric double quantum-dot; population transfer; laser pulse

收稿日期: 2022-05-05; 修回日期: 2022-06-08; 录用日期: 2022-06-13

基金项目: 国家自然科学基金(61973317)、湖南省自然科学基金(2022JJ30582)、湖南省教育厅基金(20A025)、长沙市自然科学基金(kq2007001)

通信作者: *cc.shu@csu.edu.cn

1 引言

随着超快激光脉冲整形技术的发展,利用一个或多个激光场控制原子和分子等系统的量子态布居转移成为了物理学和量子信息科学中一个非常重要的研究方向。通过调控激光场的形状、频率、带宽和延迟时间等参数可以有效地控制量子系统从某一个初始状态演化到一个任意给定的目标状态,从而实现对系统不同量子态之间布居转移的控制^[1-5]。目前,绝热通道技术^[6-7]、绝热捷径技术^[8-10]、复合脉冲技术^[11]、脉冲面积定理方法^[12-13]和量子最优控制理论方法^[14-16]等多种量子控制理论方法已经被用于实现高精度的量子态布居转移。

半导体量子点因具有与真实原子类似的分立能级结构,而且具有高非线性光学极化率和大电偶极矩,被认为在量子计算、量子信息处理和光源及光学器件方面具有很重要的应用前景^[17-21]。此外,量子点还具有很好的可控性和可集成性的优点,两个或者多个量子点之间可以通过电子隧穿耦合形成一个复合量子点系统。近年来,非对称双量子点系统越来越受到研究者的关注^[22-39]。非对称双量子点系统是由两个具有不同能带结构的量子点通过电子隧穿耦合形成的^[22],通过激光场对其电子的隧穿进行相干控制,可以实现系统量子态的布居转移^[23]。研究发现,在非对称双量子点介质中,隧穿耦合可以充当控制场的角色,从而可以像研究真实原子介质一样研究光的传播、吸收和色散特性^[24-26]、四波混频^[27]、负折射率^[28]、相干布居囚禁和隧穿诱导透明等非线性光学现象^[29-30],以及激光脉冲的存储和释放^[31]。利用驻波光场,也可以在非对称双量子点介质中研究隧穿诱导的相位光栅^[32-34]。此外,将非对称双量子点放置在光腔中可以用于研究电-光开关效应,进一步通过金属纳米环或者光纤耦合两个或者多个光腔可以实现两个或者多个非对称双量子点之间量子纠缠态的制备^[35-38]。

目前关于非对称双量子点系统的研究通常考虑隧穿耦合系数是常数。事实上,随时间变化的隧穿耦合

系数也是调控耦合量子点系统动力学演化的一个可控参数。例如:在双量子点系统中,利用脉冲式含时耦合系数充当斯托克斯脉冲,可以绝热地实现量子态布居转移^[39];也可以在两个或者多个耦合量子点系统中,利用含时隧穿耦合系数结合绝热通道技术或者绝热捷径技术控制电子的转移以及量子点之间纠缠态的制备^[40-43]。本文主要针对具有脉冲式含时隧穿耦合系数的三能级非对称双量子点系统,研究从基态到间接量子态相干布居转移的光场调控。利用一阶 Magnus 展开方法解析推导了系统的含时波函数,获得了实现完全布居转移的脉冲面积条件,并且对比研究了高斯脉冲、多周期余弦式脉冲和单周期余弦式脉冲等三类不同形状的脉冲实现布居转移的特点。

2 理论模型与方法

本文考虑非对称双量子点系统,如图 1(a)所示,该系统由两个具有不同能带结构的半导体量子点通过电子隧穿耦合形成。左右两侧量子点之间的距离在纳米尺度范围内,其隧穿势垒可以通过两个量子点之间的门电极调节,通过外加合适的门电压可以使得导带电子能级接近共振而价带空穴能级远离共振。通过外加一束激光脉冲 $\epsilon(t)$ 与左侧量子点相互作用,可以形成一个有效的三能级量子系统,如图 1(b)所示,该系统的三个能级状态分别为:1)两侧量子点均没有电子被激发的基态 $|1\rangle$;2)激光脉冲的作用使得左侧量子点有一个电子从价带激发到导带,从而形成电子-空穴对的直接激子态 $|2\rangle$;3)左侧量子点导带的电子通过隧穿转移到右侧量子点导带,形成左侧价带有一个空穴、右侧导带有一个电子的间接激子态 $|3\rangle$ 。这里假设双量子点系统处于强库仑阻塞区域,因此在双量子点的导带中只存在一个激发的电子。激光脉冲 $\epsilon(t)$ 耦合基态 $|1\rangle$ 和直接激子态 $|2\rangle$,考虑电偶极的相互作用,电偶极矩为 μ ,而直接激子态 $|2\rangle$ 与间接激子态 $|3\rangle$ 之间通过电子隧穿耦合。在非旋转波近似条件下,该系统总的哈密顿量^[22]可以表示为

$$H = H_0 + H_E(t) + H_T(t), \quad (1)$$

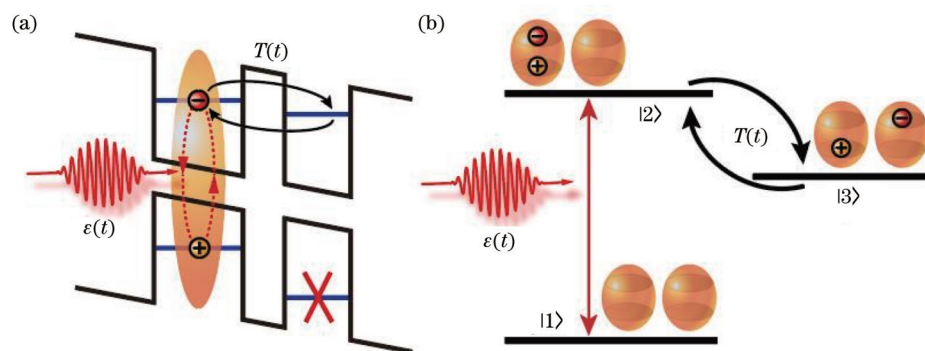


图 1 非对称双量子点系统示意图。(a)能带结构示意图;(b)能级结构示意图

Fig. 1 Schematic diagrams of asymmetric double quantum-dot system. (a) Schematic illustration of band structure; (b) schematic illustration of energy level configuration

其中

$$H_0 = \sum_{j=1}^3 E_j |j\rangle\langle j|, \quad (2)$$

$$H_E(t) = \Omega(t) |1\rangle\langle 2| + \text{H. c.}, \quad (3)$$

$$H_T(t) = T(t) |2\rangle\langle 3| + \text{H. c.}, \quad (4)$$

式中: H_0 为系统的自由哈密顿量; $E_j (j=1, 2, 3)$ 为第 j 个能级的能量; $H_E(t)$ 为光场与量子点相互作用的哈

密顿量; $\Omega(t) = -\mu\varepsilon(t)$ 为拉比频率, 描述光场与量子点之间的相互作用强度, μ 为电偶极矩; $H_T(t)$ 为左侧量子点与右侧量子点之间的隧穿耦合; $T(t)$ 为脉冲式含时隧穿耦合系数, 该系数可以通过调节含时交流偏压实现。

为了方便解析求解, 将原哈密顿量 [式(1)] 转换到 H_0 的相互作用绘景下, 并在系统自由哈密顿量的本征能量基矢 ($|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$) 下将其表示成矩阵形式:

$$H_I(t) = \begin{pmatrix} 0 & \Omega(t) \exp(-i\omega_{12}t) & 0 \\ \Omega(t) \exp(i\omega_{12}t) & 0 & T(t) \exp(-i\omega_{23}t) \\ 0 & T(t) \exp(i\omega_{23}t) & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中: $\omega_{ij} = E_j - E_i$ 为对应能级之间的跃迁频率。系统的动力学演化完全取决于该系统的时间演化么正算符 $U(t, 0)$, 其满足含时薛定谔方程:

$$i \frac{\partial U(t, 0)}{\partial t} = H_I(t) U(t, 0), \quad U(0, 0) = \mathbf{I}, \quad (6)$$

式中: \mathbf{I} 为单位矩阵。该时间演化么正算符可以进行 Magnus 展开^[44-46]:

$$U(t, 0) = \exp \left[\sum_{n=1}^{\infty} S^{(n)}(t) \right], \quad (7)$$

这里只保留起主要作用的一阶项 $S^{(1)}(t)$, 且有

$$S^{(1)}(t) = -i \int_0^t dt_1 H_I(t_1). \quad (8)$$

因此, 时间演化么正算符可以表示为

$$U^{(1)}(t, 0) = \exp(i\lambda_0) |\psi_0\rangle\langle\psi_0| + \exp(i\lambda_+) |\psi_+\rangle\langle\psi_+| + \exp(i\lambda_-) |\psi_-\rangle\langle\psi_-|, \quad (9)$$

式中: $\lambda_0 = 0, \lambda_+ = \theta(t)$ 和 $\lambda_- = -\theta(t)$ 为 $-iS^{(1)}(t)$ 的瞬时本征值, 其对应的瞬时本征矢为

$$|\psi_0\rangle = \frac{|\theta_E(t)|}{\theta(t)} \left[-\frac{\theta_T^*(t)}{\theta_E(t)} |1\rangle + |3\rangle \right], \quad (10)$$

$$|\psi_+\rangle = \frac{|\theta_T(t)|}{\sqrt{2}\theta(t)} \left[\frac{\theta_E^*(t)}{\theta_T(t)} |1\rangle + \frac{\theta(t)}{\theta_T(t)} |2\rangle + |3\rangle \right], \quad (11)$$

$$|\psi_-\rangle = \frac{|\theta_T(t)|}{\sqrt{2}\theta(t)} \left[\frac{\theta_E^*(t)}{\theta_T(t)} |1\rangle - \frac{\theta(t)}{\theta_T(t)} |2\rangle + |3\rangle \right], \quad (12)$$

式中: $\theta(t) = \sqrt{|\theta_E(t)|^2 + |\theta_T(t)|^2}$, 其中, $\theta_E(t) = \int_0^t \Omega(t') \exp(i\omega_{12}t') dt'$ 和 $\theta_T(t) = \int_0^t T(t') \exp(i\omega_{23}t') dt'$ 为定义的脉冲面积。

考虑系统初始处于基态 $|1\rangle$, 由时间演化么正算符 [式(9)] 可以解析得到该系统任意时刻的波函数:

$$|\psi^{(1)}(t)\rangle = U^{(1)}(t, 0) |1\rangle = \frac{|\theta_T(t)|^2 + |\theta_E(t)|^2 \cos \theta(t)}{\theta^2(t)} |1\rangle + \frac{\theta_E(t)}{\theta(t)} i \sin \theta(t) |2\rangle + \frac{\theta_T(t) \theta_E(t)}{\theta^2(t)} [\cos \theta(t) - 1] |3\rangle, \quad (13)$$

从而可以进一步得到从基态 $|1\rangle$ 到间接激子态 $|3\rangle$ 布居转移的概率 $P_3(t_f)$, 也就是在末时刻 $t = t_f$ 时 $|3\rangle$ 态的布居:

$$F = P_3(t_f) = \frac{|\theta_T(t_f)|^2 |\theta_E(t_f)|^2}{\theta^4(t_f)} [\cos \theta(t_f) - 1]^2. \quad (14)$$

由式(14)可以清楚地看到布居转移的概率只与脉冲面积有关而与脉冲形状无关。当激光脉冲和含时隧穿耦合脉冲满足

$$|\theta_E(t_f)| = |\theta_T(t_f)| = (2k+1) \frac{\pi}{\sqrt{2}}, \quad k \in \mathbf{N}, \quad (15)$$

就可以实现由基态 $|1\rangle$ 到间接激子态 $|3\rangle$ 的完全布居转移。

3 分析与讨论

本节将通过数值求解含时薛定谔方程 [式(6)] 进行数值模拟, 验证脉冲面积条件, 同时比较使用高斯脉

冲、多周期余弦式脉冲和单周期余弦式脉冲这三类不同形状的脉冲得到的布居转移的概率和鲁棒性。

考虑含时拉比频率 $\Omega(t)$ 和含时隧穿耦合系数 $T(t)$ 具有如下的函数形式:

$$\Omega(t) = \Omega_0 f(t) \cos(\omega_0 t), \quad (16)$$

$$T(t) = T_0 f(t), \quad (17)$$

式中: Ω_0 和 T_0 为对应脉冲振幅的峰值; ω_0 为激光脉冲的中心频率; $f(t)$ 为激光脉冲的包络函数, 不同的包络函数形式对应了不同形状的脉冲。这里为了方便讨论, 考虑 $\Omega(t)$ 和 $T(t)$ 具有相同的脉冲形状。

高斯脉冲的包络函数 $f(t)$ 可表示为

$$f(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (18)$$

式中: τ_0 为脉冲的时间宽度。

多周期余弦式脉冲的包络函数 $f(t)$ 可表示为

$$f(t) = \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{\tau_0}\right)^n, \quad (19)$$

式中: $n = 2, 4, 8$ 。

单周期余弦式脉冲的包络函数 $f(t)$ 可表示为

$$f(t) = \begin{cases} \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{\tau_0}\right)^n, & 0 \leq t \leq \tau_0 \\ 0, & \tau_0 \leq t \leq t_f \end{cases} \quad (20)$$

数值模拟所采用的参数如下: 三个能级的能量分别为 $E_1 = 0.1 \text{ eV}$ 、 $E_2 = 0.5 \text{ eV}$ 和 $E_3 = 0.5 \text{ eV}$; 脉冲的时间宽度 $\tau_0 = 1000 \text{ fs}$; 脉冲的总时间 $t_f = 8\tau_0$ 。

图 2(a)~(c) 分别给出了使用高斯脉冲、多周期余弦式脉冲和单周期余弦式脉冲等三类不同形状脉冲得到的布居转移的概率随脉冲面积 $|\theta_E(t_f)|$ 和 $|\theta_T(t_f)|$ 变化的图像。三张图像几乎一样, 这从数值上验证了布居转移的概率只与脉冲面积有关而与具体的脉冲形状没有关系, 图中三处最大值也刚好对应脉冲面积条件 [式 (15)] 中的 $k = 0, 1, 2$ 。在后面的数值

模拟中, 考虑弱耦合情况, 选取 $k = 0$, 也就是脉冲面积 $|\theta_E(t_f)| = |\theta_T(t_f)| = \pi/\sqrt{2}$ 。为了清晰了解不同脉冲形状对于系统动力学演化的影响, 采用高斯脉冲、多周期余弦式脉冲和单周期余弦式脉冲等三类不同形状的脉冲数值模拟了间接激子态的布居随时间的演化, 如图 2(d)~(f) 所示。从图中可以看到, 虽然三类不同形状的脉冲都可以实现完全的布居转移, 但是具体的动力学实现过程是不一样的。其中, 单周期余弦式脉冲可以在最短的时间内实现完全布居转移, 而多周期余弦式脉冲需要通过多个周期的激发阶梯式地实现完全布居转移。此外, 对于余弦式脉冲, n 取不同的值也会导致布居的动力学演化过程有细微的差别, 例如, 在图 2(f) 中可以看到, n 越大则实现完全布居转移的时间就越短。这些都表明布居转移的动力学演化过程依赖于脉冲的形状, 但是最终实现布居转移的概率只依赖驱动脉冲的脉冲面积, 只要使用的驱动脉冲满足脉冲面积条件, 就都能实现完全的布居转移。

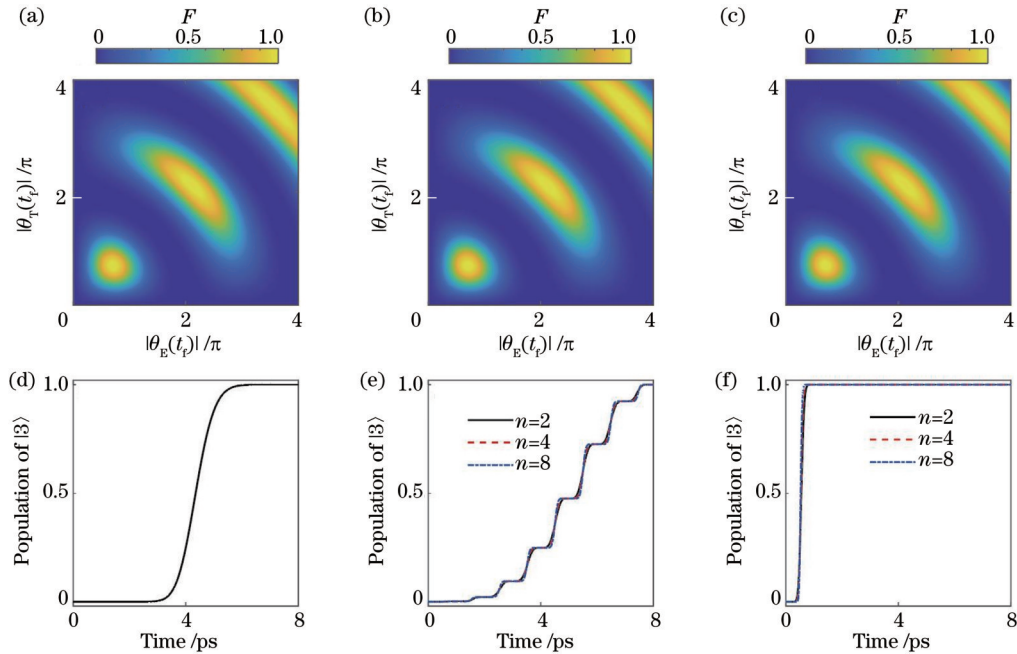


图 2 脉冲面积条件的数值模拟。(a)高斯脉冲、(b)多周期余弦式脉冲和(c)单周期余弦式脉冲实现布居转移的概率 F 随脉冲面积的变化; (d)高斯脉冲、(e)多周期余弦式脉冲和(f)单周期余弦式脉冲驱动下, 间接激子态的布居随时间的演化

Fig. 2 Numerical simulation of pulse-area condition. Probability of population transfer F as a function of pulse area for (a) Gaussian pulse, (b) multi-period cos-like pulse, and (c) single-period cos-like pulse; population evolution of indirect exciton states driven by (d) Gaussian pulse, (e) multi-period cos-like pulse, and (f) single-period cos-like pulse

本文接下来将从两方面分析比较三类不同形状脉冲实现布居转移方案的鲁棒性。首先, 考虑激光脉冲的振幅和中心频率值的偏离对于布居转移概率的影响。这里引入 $\delta y = (Y - y)/y$ 描述参数的相对偏离, 其中, y 为理论值, Y 为实际值。图 3(a) 给出了布居转移概率 F 随着拉比频率振幅相对偏离 $\delta\Omega_0$ 的变化。可以发现, 对于振幅的偏离, 三类不同脉冲实现布居转移的概率变化几乎一样, 没有明显的区别。在

$\delta\Omega_0 \in [-0.1, 0.1]$ 的范围内, 转移概率都大于 0.974, 而如果可以控制 $\delta\Omega_0$ 在 $[-0.02, 0.02]$ 范围之内, 三类脉冲就都可以实现 $F > 0.999$ 的布居转移。图 3(b) 给出了布居转移概率 F 随着中心频率相对偏离 $\delta\omega_0$ 的变化。从图中可以看到, 对于中心频率的偏离, 三类不同形状脉冲的表现有着非常明显的区别。随着中心频率的逐渐偏离, 高斯脉冲实现布居转移的概率会迅速下降, 当 $|\delta\omega_0|$ 达到 0.006 时, 概率趋近于 0。多周期余

弦式脉冲实现布居转移的概率会更迅速地下降,但不同的是,随着中心频率的进一步偏离,转移概率又会迅速恢复然后再次迅速下降,呈现出恢复的最大值逐渐减小至 0 的振荡过程,且恢复的最大值与 n 有关, n 越大,每一次恢复的最大值也越大。不同于多周期余弦式脉冲,单周期余弦式脉冲实现布居转移的概率不会出现振荡;但相对于高斯脉冲,单周期余弦式脉冲实现布居转移的概率随着中心频率的偏离缓慢下降,而且 n 越大,转移概率下降的速度就越慢。这表明三类脉冲对于脉冲振幅的偏离具有相同的鲁棒性,但对于中心频率的偏离,单周期余弦式脉冲的鲁棒性要强于多周期余弦式脉冲和高斯脉冲。为了能够理解其

物理机理,对三类脉冲的时域函数进行傅里叶变换,得到脉冲的频谱函数 $f=A(\omega)\exp[i\phi(\omega)]$,其中, $A(\omega)$ 和 $\phi(\omega)$ 分别为脉冲的频谱振幅和频谱相位。图 3(c) 给出了三类不同脉冲的频谱振幅 $A(\omega)$ 随频率 ω 变化的图像。从图中可以清晰地看到,三类不同脉冲在共振频率处的振幅相同,这正是三类脉冲对于脉冲振幅的偏离具有相同鲁棒性的原因,也表明了弱耦合情况下的布居转移只依赖于共振激发。而三类不同脉冲的频谱曲线和布居转移概率随频率 ω 变化的曲线刚好相对应,正是这三类脉冲不同的频谱成分导致了布居转移概率对应中心频率偏离的不同表现。

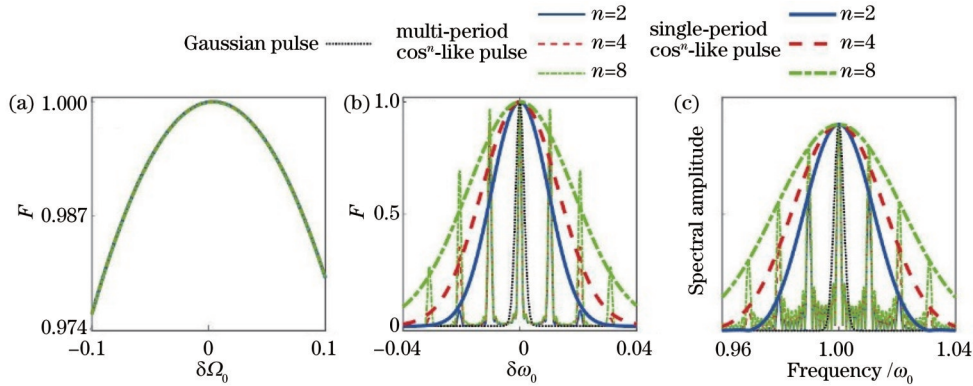


图 3 方案的鲁棒性。(a) 脉冲振幅相对偏离对布居转移概率的影响; (b) 脉冲中心频率相对偏离对布居转移概率的影响; (c) 脉冲谱振幅随频率的变化

Fig. 3 Robustness of schemes. (a) Effect of relative deviation of pulse amplitude on probability of population transfer; (b) effect of relative deviation of pulse center frequency on probability of population transfer; (c) spectral amplitude varying with frequency

接下来考虑退相干效应对于布居转移概率的影响。这时,系统的动力学演化满足 Lindblad 主方程:

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H, \rho] + \mathcal{L}\rho, \quad (21)$$

式中: ρ 为系统的密度矩阵。超算符 $\mathcal{L}\rho$ 的定义如下:

$$\mathcal{L}\rho = -\sum_{i=2,3} \frac{\gamma_{1i}}{2} (\sigma_{1i}^\dagger \sigma_{1i} \rho - 2\sigma_{1i} \rho \sigma_{1i}^\dagger + \rho \sigma_{1i}^\dagger \sigma_{1i}) - \sum_{j=1,2,3, k=1,2,3} \Gamma_{jk} \sigma_{ij} \rho \sigma_{kk}, \quad (22)$$

式中: $\sigma_{jk} = |j\rangle\langle k|$; γ_{jk} 为从 $|k\rangle$ 到 $|j\rangle$ 态的布居衰减率;

Γ_{jk} 为退相率, $\Gamma_{12} = (\gamma_{12} + \gamma_{23})/2 + \gamma_{12}^{(p)}$, $\Gamma_{13} = \gamma_{13}/2 + \gamma_{13}^{(p)}$, $\Gamma_{23} = (\gamma_{12} + \gamma_{13} + \gamma_{23})/2 + \gamma_{23}^{(p)}$, $\gamma_{jk}^{(p)}$ 为纯退相率。

图 4 分别给出了高斯脉冲、多周期余弦式脉冲 ($n=2$) 和单周期余弦式脉冲 ($n=2$) 等三类不同形状脉冲下布居转移的概率随布居衰减率 γ_{12} 和纯退相率 $\gamma_{12}^{(p)}$ 变化的图形,其中选取的参数为 $\gamma_{23} = \gamma_{23}^{(p)} = 0$, $\gamma_{13}^{(p)} = 10^{-3}\gamma_{12}^{(p)}$, 以及 $\gamma_{13} = 10^{-4}\gamma_{12}$ 。从图中可以知道,三类脉冲实现布居转移的概率都是随着衰减率 γ_{12} 和纯退相率 $\gamma_{12}^{(p)}$ 的增加而降低,只是它们减小的快慢程度不同。

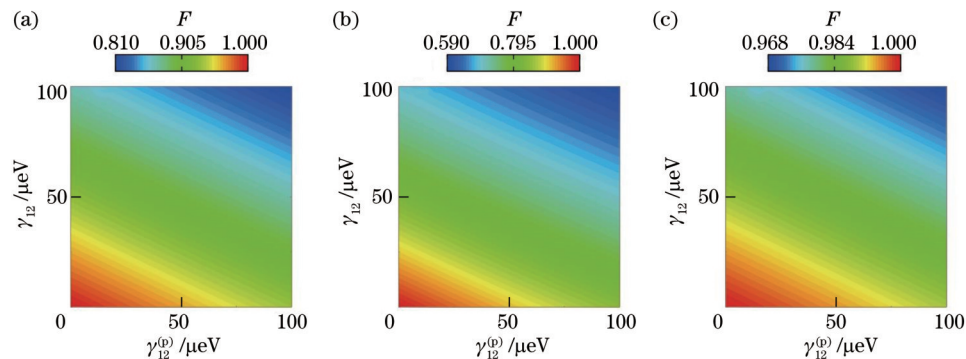


图 4 退相干效应的影响。(a) 高斯脉冲; (b) 多周期余弦式脉冲; (c) 单周期余弦式脉冲

Fig. 4 Influence of decoherence effect. (a) Gaussian pulse; (b) multi-period cos-like pulse; (c) single-period cos-like pulse

例如,当取 $\gamma_{12} = \gamma_{12}^{(p)} = 100 \mu\text{eV}$ 时,多周期余弦式脉冲的布居转移概率已经减小到 0.590, 高斯脉冲的布居转移概率大于 0.810, 而单周期余弦式脉冲的布居转移概率却依然高达 0.968。为了更清晰地比较三类不同脉冲抵抗退相干的能力,图 5 给出了三类不同形状脉冲的布居转移概率随布居衰减率 γ_{12} 变化的图形,这里取纯退相率 $\gamma_{12}^{(p)} = 20 \mu\text{eV}$ 。从图中可以清晰地看到,多周期余弦式脉冲的布居转移概率的下降速度最快,而单周期余弦式脉冲的布居转移概率下降得最缓慢。这是因为相对于高斯脉冲和多周期余弦式脉冲,单周期脉冲能在更短的时间内完成布居转移,从而在一定程度上减小了退相干效应的影响,因此,单周期余弦式脉冲抵抗退相干的能力要强于高斯脉冲和多周期余弦式脉冲。

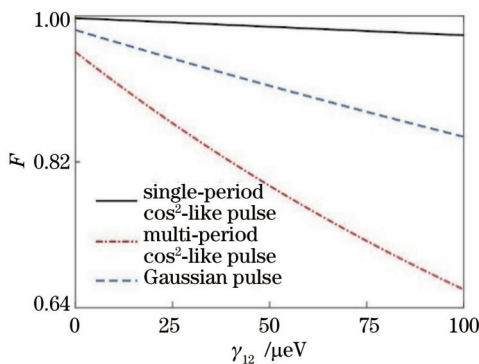


图 5 布居转移概率随布居衰减率的变化

Fig. 5 Probability of population transfer varying with population decay rate

4 结 论

研究了基于脉冲式含时隧穿耦合的三能级非对称双量子点系统的相干布居转移问题。利用一阶 Magnus 展开方法解析推导了该系统随时间演化的波函数,并且得到了可以实现系统从基态到间接激子态完全布居转移的脉冲面积条件。通过数值模拟验证了该脉冲面积条件的有效性,并且比较了高斯脉冲、多周期余弦式脉冲和单周期余弦式脉冲实现布居转移的特点。结果表明:虽然三类不同形状的脉冲引起的动力学演化过程不一样,但是实现布居转移的概率只与脉冲面积有关:只要满足脉冲面积条件就都可以实现完全的布居转移。在鲁棒性方面:对于光场振幅偏离的影响,三类脉冲具有相同的鲁棒性;而对于光场中心频率的偏离,单周期余弦式脉冲的鲁棒性要强于多周期余弦式脉冲和高斯脉冲。最后,对于退相干效应的影响,单周期余弦式脉冲抵抗退相干效应的能力也强于多周期余弦式脉冲和高斯脉冲。

接下来的工作将进一步发展该模型:考虑双量子点系统与超导电极耦合,探究约瑟夫森效应^[47-48]及其对相干布居转移的影响;考虑基于双量子点的腔阵列^[49]系统,探究量子态转移和量子纠缠制备的光学调

控,为开展双量子点系统的进一步实验研究提供理论依据。此外,将进一步推广模型,考虑多能级双量子点系统,为了获得时域和频域整形调控的光场,需要用到多约束量子最优控制理论或者使用机器学习的方法^[50-53]。

参 考 文 献

- [1] Bergmann K, Theuer H, Shore B W. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 1003-1025.
- [2] Guo Y, Liao J Q, Kuang L M. Quantum state transfer in trapped-ion-cavity systems[J]. *Chinese Physics Letters*, 2007, 24(11): 3044-3047.
- [3] Zhdanovich S, Shapiro E A, Shapiro M, et al. Population transfer between two quantum states by piecewise chirping of femtosecond pulses: theory and experiment[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(10): 103004.
- [4] Liu Y, Guo Y, Zhou D L. Optimal transfer of an unknown state via a bipartite quantum operation[J]. *EPL*, 2013, 102(5): 50003.
- [5] Stefanatos D, Paspalakis E. Optimized pulses for population transfer via laser-induced continuum structures [J]. *Physical Review A*, 2021, 104(3): 033101.
- [6] Vitanov N V, Rangelov A A, Shore B W, et al. Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(1): 015006.
- [7] Fedoseev V, Luna F, Hedgepeth I, et al. Stimulated Raman adiabatic passage in optomechanics[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(11): 113601.
- [8] Chen X, Lizuain I, Ruschhaupt A, et al. Shortcut to adiabatic passage in two- and three-level atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(12): 123003.
- [9] Guéry-Odelin D, Ruschhaupt A, Kiely A, et al. Shortcuts to adiabaticity: concepts, methods, and applications[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(4): 045001.
- [10] Luan T Z, Shen H Z, Yi X X. Shortcuts to adiabaticity with general two-level non-Hermitian systems[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(1): 013714.
- [11] Torosov B T, Guérin S, Vitanov N V. High-fidelity adiabatic passage by composite sequences of chirped pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(23): 233001.
- [12] Guo Y, Shu C C, Dong D Y, et al. Vanishing and revival of resonance Raman scattering[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(22): 223202.
- [13] Guo Y, Gong X, Ma S S, et al. Cyclic three-level-pulse-area theorem for enantioselective state transfer of chiral molecules[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(1): 013102.
- [14] Shu C C, Ho T S, Rabitz H. Monotonic convergent quantum optimal control method with exact equality constraints on the optimized control fields[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(5): 053418.

- [15] Guo Y, Dong D Y, Shu C C. Optimal and robust control of quantum state transfer by shaping the spectral phase of ultrafast laser pulses[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2018, 20(14): 9498-9506.
- [16] Guo Y. High fidelity and fast population transfer in a system of interacting two-level particles via optimal control[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2018, 57(12): 3865-3873.
- [17] Loss D, DiVincenzo D P. Quantum computation with quantum dots[J]. *Physical Review A*, 1998, 57(1): 120-126.
- [18] Wang K, Xu G, Gao F, et al. Ultrafast coherent control of a hole spin qubit in a germanium quantum dot[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 206.
- [19] 肖姗, 许秀来. 基于半导体量子点的片上手性纳米光子器件[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327009.
Xiao S, Xu X L. On-chip chiral nanophotonic devices based on semiconductor quantum dots[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327009.
- [20] 胡雅萌, 张豆豆, 张建华, 等. CdSe/ZnS 量子点白光器件的热稳定性[J]. *光学学报*, 2020, 40(8): 0823002.
Hu Y M, Zhang D D, Zhang J H, et al. Thermal stability of CdSe/ZnS quantum dot white light device[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(8): 0823002.
- [21] 吕尊仁, 张中恺, 王虹, 等. 1.3 μm 半导体量子点激光器的研究进展[J]. *中国激光*, 2020, 47(7): 0701016.
Lü Z R, Zhang Z K, Wang H, et al. Research progress on 1.3 μm semiconductor quantum-dot lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0701016.
- [22] Villas-Bôas J M, Govorov A O, Ulloa S E. Coherent control of tunneling in a quantum dot molecule[J]. *Physical Review B*, 2004, 69(12): 125342.
- [23] Voutsinas E, Terzis A F, Paspalakis E. Control of indirect exciton population in an asymmetric quantum dot molecule[J]. *Physics Letters A*, 2014, 378(3): 219-225.
- [24] Li J, Liu J, Yang X. Controllable gain, absorption and dispersion properties of an asymmetric double quantum dot nanostructure[J]. *Superlattices and Microstructures*, 2008, 44(2): 166-172.
- [25] Li J H, Yu R, Si L G, et al. Propagation of a voltage-controlled infrared laser pulse and electro-optic switch in a coupled quantum-dot nanostructure[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2009, 42(5): 055509.
- [26] Peng Y D, Yang A H, Xu Y, et al. Tunneling induced absorption with competing nonlinearities[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 38251.
- [27] Kosionis S G. Four-wave mixing in an asymmetric double quantum dot molecule[J]. *Superlattices and Microstructures*, 2018, 118: 152-159.
- [28] Wang H, Zhu K D. Voltage-controlled negative refractive index in vertically coupled quantum dot systems [J]. *Optics Communications*, 2010, 283(20): 4008-4011.
- [29] Peng Y D, Niu Y P, Cui N, et al. Cavity linewidth narrowing by voltage-controlled induced transparency in asymmetry quantum dot molecules[J]. *Optics Communications*, 2011, 284(3): 824-827.
- [30] Borges H S, Sanz L, Villas-Bôas J M, et al. Tunneling induced transparency and slow light in quantum dot molecules[J]. *Physical Review B*, 2012, 85(11): 115425.
- [31] Li J H, Yu R, Si L G, et al. Voltage-controlled storage and retrieval of an infrared-light pulse in a quantum-dot molecule[J]. *Optics Communications*, 2009, 282(12): 2437-2441.
- [32] Hu Y S, Cheng G L, Chen A X. Tunneling-induced phase grating in quantum dot molecules[J]. *Optics Express*, 2020, 28(20): 29805-29814.
- [33] Sun R J, Hu Y S, Cheng G L, et al. Gain-phase grating via double tunneling in quantum dot molecules[J]. *Laser Physics Letters*, 2021, 18(9): 095202.
- [34] 郭洪菊, 陈辰, 杨艾红. 不对称双量子点系统中电压调控电磁诱导光栅研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(23): 2305001.
Guo H J, Chen C, Yang A H. Voltage control of electromagnetically induced grating in asymmetric double quantum dot system[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(23): 2305001.
- [35] Li J H, Yu R, Yang X X. Design of electro-optic switching via a photonic crystal cavity coupled to a quantum-dot molecule and waveguides[J]. *Physics Letters A*, 2010, 374(36): 3762-3767.
- [36] Cheng M T, Ma X S, Luo Y Q, et al. Entanglement generation and quantum state transfer between two quantum dot molecules mediated by quantum bus of plasmonic circuits[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(22): 223509.
- [37] Liu S P, Yu R, Li J H, et al. Generation of a multi-qubit W entangled state through spatially separated semiconductor quantum-dot-molecules in cavity-quantum electrodynamics arrays[J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, 115(13): 134312.
- [38] Lü X Y, Wu J, Zheng L L, et al. Voltage-controlled entanglement and quantum-information transfer between spatially separated quantum-dot molecules[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(4): 042302.
- [39] Yao H F, Cui N, Niu Y P, et al. Voltage-controlled coherent population transfer in an asymmetric semiconductor quantum dot molecule[J]. *Photonics and Nanostructures: Fundamentals and Applications*, 2011, 9(2): 174-178.
- [40] Renzoni F, Brandes T. Charge transport through quantum dots via time-varying tunnel coupling[J]. *Physical Review B*, 2001, 64(24): 245301.
- [41] Ban Y, Chen X, Platero G. Fast long-range charge transfer in quantum dot arrays[J]. *Nanotechnology*, 2018, 29(50): 505201.
- [42] Ban Y, Jiang L X, Li Y C, et al. Fast creation and transfer of coherence in triple quantum dots by using shortcuts to adiabaticity[J]. *Optics Express*, 2018, 26(24): 31137-31149.
- [43] Gullans M J, Petta J R. Coherent transport of spin by adiabatic passage in quantum dot arrays[J]. *Physical Review B*, 2020, 102(15): 155404.
- [44] Shchedrin G, O'Brien C, Rostovtsev Y, et al. Analytic

- solution and pulse area theorem for three-level atoms[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(6): 063815.
- [45] Shu C C, Hong Q Q, Guo Y, et al. Orientational quantum revivals induced by a single-cycle terahertz pulse [J]. *Physical Review A*, 2020, 102(6): 063124.
- [46] Shu C C, Guo Y, Yuan K J, et al. Attosecond all-optical control and visualization of quantum interference between degenerate magnetic states by circularly polarized pulses [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(4): 960-963.
- [47] Ji A C, Sun Q, Xie X C, et al. Josephson effect for photons in two weakly linked microcavities[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(2): 023602.
- [48] Qi R, Yu X L, Li Z B, et al. Non-Abelian Josephson effect between two $F=2$ spinor Bose-Einstein condensates in double optical traps[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(18): 185301.
- [49] Ji A C, Xie X C, Liu W M. Quantum magnetic dynamics of polarized light in arrays of microcavities[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(18): 183602.
- [50] Shu C C, Ho T S, Xing X, et al. Frequency domain quantum optimal control under multiple constraints[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(3): 033417.
- [51] Guo Y, Luo X B, Ma S, et al. All-optical generation of quantum entangled states with strictly constrained ultrafast laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(2): 023409.
- [52] Liu X W, Zhang G J, Li J, et al. Deep learning for Feynman's path integral in strong-field time-dependent dynamics[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(11): 113202.
- [53] Dong D Y, Shu C C, Chen J C, et al. Learning control of quantum systems using frequency-domain optimization algorithms[J]. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 2021, 29(4): 1791-1798.