

交变电场驱动下耦合双量子点中激子的动力学行为^{*}

刘承师 马本堃 王立民

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

(2002 年 9 月 29 日收到 2003 年 1 月 10 日收到修改稿)

利用两点 Hubbard 模型和 Floquet 定理, 研究了交变电场驱动下耦合双量子点中激子的动力学行为。计算结果表明, 系统准能级随交变电场振幅的变化出现一系列严格交叉和回避交叉。在最低的两个准能级的第一个严格交叉点处, 初始局域状态一般能够保持, 并且随着点内的电子空穴之间库仑相互作用的增强, 动态局域化的程度会提高。在最低的两个准能级的第二和第三个严格交叉点处, 随着交变电场的增强, 这种动态局域化被破坏。在偏离准能严格交叉点和回避交叉点, 则不能存在动态局域化现象。

关键词: Floquet 态, 准能, 局域态

PACC: 7320D, 7215R, 6320K

1. 引言

最近, 在高频交变电场驱动下超晶格及其它固体微结构的动力学性质受到理论和实验的极大关注^[1-4]。利用 Floquet 定理^[5], Grossmann 和 Dittrich 研究了高频交变电场驱动下耦合双量子点中单电子的动力学性质^[6]。研究表明, 在准能的严格交叉和回避交叉处, 量子隧穿表现出特殊的性质, 交变电场能够将电子长期束缚在单量子点中。首次提出了“动态局域化”概念, 用来描述这一量子现象。数值计算表明, 当场强和频率之比为零阶贝塞尔方程的根时, 这种“动态局域化”现象就会发生^[7-9]。当耦合双量子点中存在两个电子时, 两电子之间的库仑排斥作用, 使两个电子倾向于在两个量子点中分布, 而外加电场的作用使它们向同一个方向移动, 即分布在同一个量子点中, 从而增加了系统动力学行为的复杂性。Zhang 和 Zhao^[10, 11]的研究表明: Floquet 态可以划分为奇宇称和偶宇称, 对应的准能会出现严格交叉和回避交叉。特别是在某些准能的严格交叉处, 两电子初始局域在一个量子点中仍能保持在其中。Creffield 和 Platero^[12]研究了在较强交变电场驱动下, 这个双电子系统的动力学行为, 发现当场强与频率之比为贝塞尔方程的根时, 双电子的量子隧穿得到抑制, 并

且用微扰论对其进行了解释。

通过光激发的方法可以在耦合量子点中产生一个电子和一个空穴。与双电子系统不同的是, 电子与空穴之间的库仑吸引力使它们倾向分布在同一个量子点中。外加电场的作用使它们分开, 即分布在两个量子点中。另外, 由于电子、空穴在量子点中具有不同的有效质量和受限势, 因此, 它们在量子点之间的隧穿不同, 从而可能产生一些与双电子系统不同的量子现象。全面了解这种驱动耦合双量子点中激子的动力学行为具有重要的实际意义, 因为用交变电场对激子实现快速控制有可能在量子计量和量子信息处理领域中得到应用^[13]。本文采用两点 Hubbard 模型并应用 Floquet 定理, 数值对角化一周期时间演化因子, 得到准能随系统参数的演化, 计算表明, 随参数的变化准能能够出现严格交叉和回避交叉, 分析在这些严格交叉点和回避交叉参数空间处系统的动力学行为。

2. 理论模型

所研究的耦合双量子点系统是垂直耦合, 且具有准一维结构。其(X, Y)平面上的尺度远小于 Z 方向, 因此可以简化为一维问题^[14]。为简单起见, 假定在每一个量子点中只有一个电子能级和一个空穴能

* 教育部博士点基金(批准号 96002703)资助的课题。

级.因此系统的哈密顿量^[10]为

$$\begin{aligned} H(t) = & \sum_{\sigma=e,h} \sum_{k=L,R} \epsilon_{\sigma k}(t) d_{\sigma k}^\dagger d_{\sigma k} \\ & + \sum_{\sigma=e,h} W_\sigma (d_{\sigma L}^\dagger d_{\sigma R} + h.c.) \\ & + U_1(n_{eL} n_{hL} + n_{eR} n_{hR}) \\ & + U_2(n_{eL} n_{hR} + n_{hL} n_{eR}), \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $d_{\sigma k}^\dagger$ 表示在左(右)点中电子(空穴)产生算符, $d_{\sigma k}$ 表示在左(右)点中电子(空穴)湮没算符. U_1 和 U_2 分别表示点内和点间的库仑相互作用. W_σ 描述电子(空穴)在两个量子点间隧穿的参数. 一般而言, W_e 和 V_e 是电子(空穴)有效质量和受限势有关的复杂函数^[15]. 由于在量子点中电子和空穴有着不同有效质量和受限势, 所以可以假定 $W_e > W_h$ 和 $V_e > V_h$. 当交变电场加到耦合双量子点上时, 能够引起

其中的能级发生振荡: $\epsilon_{\sigma k}(t) = \epsilon_\sigma^0 \pm \frac{V_\sigma}{2} \sin(\omega t)$, 其中 ϵ_σ^0 是电子(空穴)在单量子点中基态能级, 并假定 $\epsilon_{(ek)}^0 + \epsilon_{(hk)}^0 = 0$, V_σ 能级振荡振幅的大小与外加交变电场振幅成正比. 为了方便, 我们仍把 V 称为外加交变电场的振幅. $n_{\sigma k}$ 表示在左(右)量子点中的电子(空穴)数.

图 1 表示电子和空穴在耦合双量子点中可能的四种状态^[13]: $|0,0\rangle$, $|1,1\rangle$, $|0,1\rangle$, $|1,0\rangle$. “0”和“1”表示量子点的序号, 对应“L”、“R”两个量子点, 前两个状态代表直接电子-空穴对, 即分布在同一个量子点中, 后两个状态代表间接电子-空穴对, 电子、空穴分布在两个不同的量子点中. 取这四种状态作为基矢, 那么哈密顿量 $H(t)$ 可以写成

$$H(t) = \begin{pmatrix} U_1 + V \sin(\omega t) & 0 & W_h & W_e \\ 0 & U_1 - V \sin(\omega t) & W_e & W_h \\ W_h & W_e & U_2 + \Delta V \sin(\omega t) & 0 \\ W_e & W_h & 0 & U_2 - \Delta V \sin(\omega t) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

式中, $V = (V_e + V_h)/2$, $\Delta V = (V_e - V_h)/2$. 将波函数在四个基矢中展开 $|\psi(t)\rangle = \sum_a C_a(t) |\alpha\rangle$, $|\alpha$

是基矢(图 1), $a = 1, 2, 3, 4$, 代入薛定谔方程中,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) = H(t) \psi(t). \quad (3)$$

从而得到了展开系数 $C_a(t)$ 满足的微分方程,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \end{pmatrix} = H(t) \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

当初始 $C_a(0)$ 给定时, 用四阶龙格-库塔法求解微分方程(4)得到 $C_a(t)$.

3. 数值计算结果和讨论

先讨论一种简单的情况, 空穴不能在量子点之间隧穿, 即 $W_h = 0$, 有助于了解电子在量子点间隧穿的特性. 此时系统可简化成交变电场驱动的两能级系统(2)式可以写成

$$H(t) = \begin{pmatrix} U_1 + V \sin(\omega t) & W_e \\ W_e & U_2 - \Delta V \sin(\omega t) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

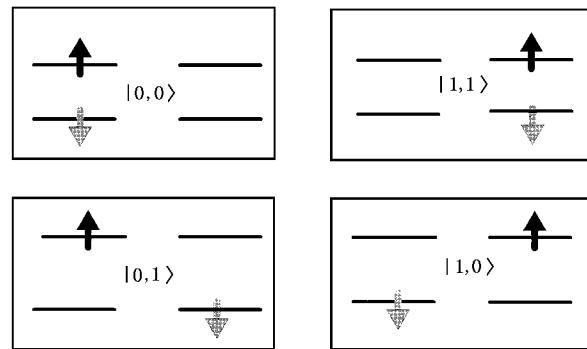


图 1 电子和空穴在耦合双量子点中四种可能的分布状态. 图中左边两个能级对应 0 号量子点电子和空穴能级, 右边两个能级对应 1 号量子点电子和空穴能级. 向上的箭头表示电子, 向下的箭头表示空穴.

因此, 时间演化微分方程(4)也可以简化成

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_1 + V \sin(\omega t) & W_e \\ W_e & U_2 - \Delta V \sin(\omega t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_4 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

为了解交变电场驱动的双能级系统的动力学性质, 首先计算了在不同强度外加交变电场((a) $V = 0.5$ (b) $V = 1$ (c) $V = 1.5$ (d) $V = 2$) 驱动下, 系统

处于局域态 $|0,0\rangle$ 的时间演化. 其它参数取 $U_1 = -3.1$, $U_2 = -0.1$, $W_e = 0.25$, $W_h = 0$, $\omega = 0.5$, $\Delta V = 0.5V$. 在计算时初始条件取 $C_1(t) = 1$, $C_4(t) = 0$, 求解方程(6), 从而得到 $|C_1(t)|^2$ 和 $|C_4(t)|^2$, 计算结果如图 2(a)–(d) 所示. 计算表明, 在交变电场的驱动下, $|C_1(t)|^2$ 和 $|C_4(t)|^2$ 随时间振荡. 随交变电场振幅的增加, 两者的振幅变大、频率提高. 当振幅足够大时, 两者交替振荡. 所以, 随交变电场振幅的变大, 激子的初始局域化状态被破坏, 非局域化状态得到加强, 振幅足够大时, 局域态和非局域态二者之间发生拉比振荡.

利用相同的计算方法, 又计算了在不同频率交变电场((a) $\omega = 0.5$ (b) $\omega = 1$ (c) $\omega = 1.5$; (d) $\omega = 2$) 驱动下, 系统处于局域态 $|0,0\rangle$ 随时间的演化概率 $|C_1(t)|^2$ 和 $|C_4(t)|^2$. 其它参数分别为 $U_1 = -3.1$, $U_2 = -0.1$, $W_e = 0.25$, $W_h = 0$, $V = 1.5$, $\Delta V = 0.5V$, 计算结果如图 3(a)–(d) 所示. 从图 3 明显可以看出, 交变电场振幅不是很大时, 在低频率的驱动电场(图 3(a) (b)) 和高频率的驱动电场(图 3(c) (d)) 下, 系统处于局域态 $|0,0\rangle$ (实线) 和非局域态 $|1,0\rangle$ (点线) 随时间的演化.

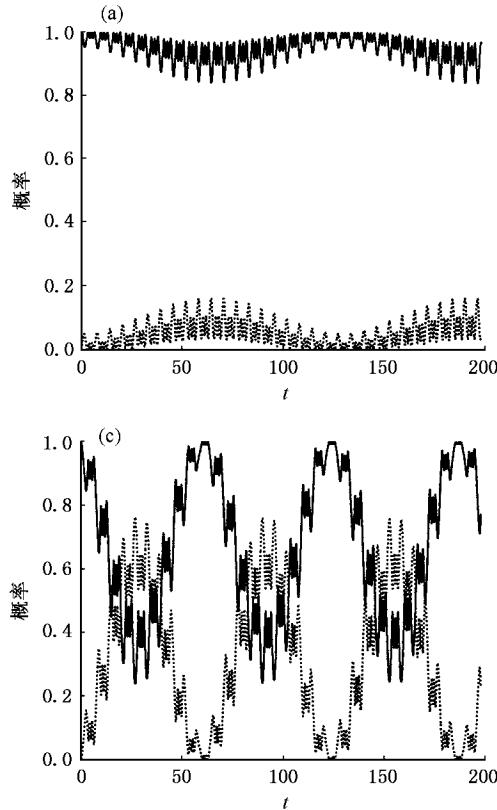


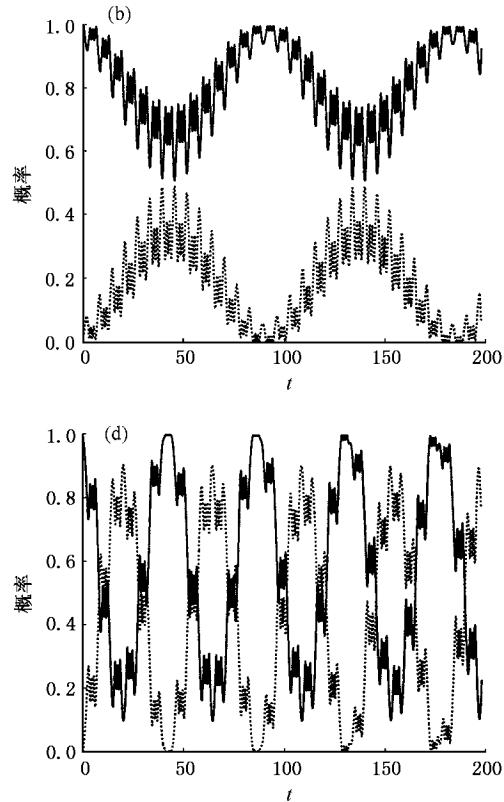
图 2 系统状态 $|0,0\rangle$ (实线) 和 $|1,0\rangle$ (点线) 随时间的演化 初始 $C_1(0) = 1$, $C_4(0) = 0$. 参数为 $U_1 = -3.1$, $U_2 = -0.1$, $W_e = 0.25$, $W_h = 0$, $\omega = 0.5$, $\Delta V = 0.5V$. 驱动交变电场振幅分别为 (a) $V = 0.5$ (b) $V = 1$ (c) $V = 1.5$ (d) $V = 2$

(d) 下, 非局域态概率 $|C_4(t)|^2$ 随时间振荡的振幅都比较小, 只有驱动电场的频率合适时(图 3(c)), 非局域态概率 $|C_4(t)|^2$ 随时间振荡的振幅才比较大. 说明电子在两个量子点中隧穿振荡有一个固有频率, 当驱动电场频率与之相匹配时, 电子隧穿得到加强, 否则当驱动电场频率与之偏离时, 振荡被削弱.

下面讨论 $W_h \neq 0$ 的一般情况, 在驱动交变电场的作用下, 由于 $[H(t_1), H(t_2)] \neq 0$, 所以不能对这个驱动系统进行严格求解. 然而系统哈密顿量具有时间周期性, 因此可以利用 Floquet 定理^[5]对其进行分析, 有助于全面了解系统的动力学性质. Floquet 定理表明, 方程(3)具有准能解,

$$|\varphi_{\alpha,l}(t)\rangle = \exp(-i\varepsilon_{\alpha,l}t)|u_{\alpha,l}(t)\rangle \quad (\alpha = 1, 2, 3, 4), \quad (7)$$

式中 $\varepsilon_{\alpha,l}$ 称为准能, 与时间无关. 对应的波函数 $|u_{\alpha,l}(t)\rangle$ 称为 Floquet 态, 是时间的周期函数, 满足 $|u_{\alpha,l}(t)\rangle = |u_{\alpha,l}(t+nT)\rangle$, T 是驱动电场的周期. 对角化一周期时间演化因子 $U(T, 0)$, 得到准能 $\varepsilon_{\alpha,l}$ 和



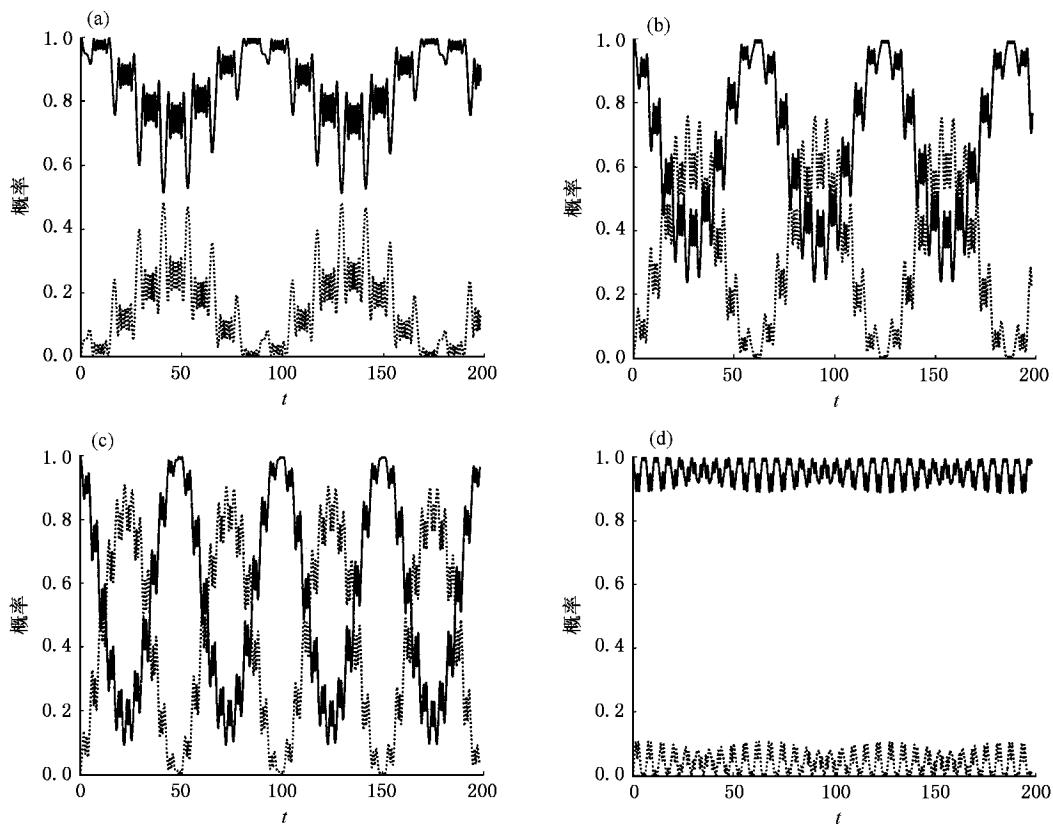


图3 系统状态 $|0,0\rangle$ (实线)和 $|1,0\rangle$ (点线)随时间的演化 初始 $C_1(0)=1, C_4(0)=0$. 参数为 $U_1=-3.1, U_2=-0.1, W_e=0.25, W_h=0, V=1.5, \Delta V=0.5V$. 驱动交变电场频率分别为(a) $\omega=0.5$ (b) $\omega=1$ (c) $\omega=1.5$ (d) $\omega=2$

相应的 Floquet 态 $|u_{\alpha,l}(0)\rangle$. 准能 $\epsilon_{\alpha,l}$ 被限制在第一布里渊区 $[-0.5\omega, 0.5\omega]$. 当绝热撤除交变电场时, 此时本征态 $|\varphi_\alpha\rangle$ 和 Floquet 态 $|u_{\alpha,l}\rangle$ 以及本征值 E_α 和准能 $\epsilon_{\alpha,l}$ 的关系如下:

$$\epsilon_{\alpha l} \rightarrow \epsilon_{\alpha l}^0 = E_\alpha - l\omega,$$

$$|u_{\alpha,l}(t)\rangle \rightarrow |u_{\alpha,l}^0(t)\rangle = |\varphi_\alpha \exp(i l\omega t)\rangle. \quad (8)$$

指标 l 表示本征值和准能相差 l 个光子的能量. 值得注意的是(2)式在空间反演和时间平移 $t \rightarrow t + T/2$ 都是不变的, 因此 Floquet 具有确定的宇称. 根据上述本征态和 Floquet 的关系, 容易确定 Floquet 态的宇称.

通常准能是系统参数的复杂函数, 因为 Floquet 态可以分成不同的宇称态, 相应的准能将会出现严格交叉和回避交叉点. 在这些交叉点处, 两个准能发生简并而引起相应的 Floquet 态发生共振, 激子的动力学行为具有新的特点. 为此 取不同库仑相互作用 U_1 分别为 -3.1 和 -4.1 , 计算准能随驱动交变电场振幅的变化, 如图 4(a)(b) 所示, 其它参数分别为 $U_2 = -0.1, W_e = 0.25, W_h = 0.2, \omega = 1$. 当 $V \rightarrow 0$

时, 四个准能与相应本征值之间的关系为 $\epsilon_{1,0}^0 = E_1, \epsilon_{2,0}^0 = E_2, \epsilon_{3,4}^0 = E_3 + 4\omega, \epsilon_{4,4}^0 = E_4 + 4\omega$, 因此 Floquet 态的宇称与相应本征态的宇称相同. Floquet 态 $u_{1,0}$ 和 $u_{2,0}$ 宇称相反, 导致准能级 $\epsilon_{1,0}$ 和 $\epsilon_{2,0}$ 随 V 变化会出现严格交叉. 而 Floquet 态 $u_{3,4}$ 和 $u_{4,4}$ 宇称也相反, 导致准能级 $\epsilon_{3,4}$ 和 $\epsilon_{4,4}$ 随 V 变化也会出现严格交叉. 而 Floquet 态 $u_{2,0}$ 和 $u_{3,4}$ 宇称相同, 导致准能级 $\epsilon_{2,0}$ 和 $\epsilon_{3,4}$ 随 V 变化会出现回避交叉(只能接近而不能相交).

为研究准能的严格交叉点处激子的动力学性质, 计算了初始局域态 $|0,0\rangle$ 的时间演化. 参数取准能 $\epsilon_{3,4}$ 和 $\epsilon_{4,4}$ (图 4)的第一个交叉点, 给定初始条件为 $C_1(0)=1, C_4(0)=0$, 当 $\alpha \neq 1$ 时. 求解微分方程(4), 得到初始局域态 $|0,0\rangle$ 的时间演化概率 $|C_\alpha(t)|^2$. 计算结果如图 4(a')(b') 所示. 计算表明, $|C_1(t)|^2$ 随时间的变化有一些振荡, 但大小接近 1 好像两个粒子被冻结在一个量子点中. 因此, 尽管外加电场倾向于破坏电子和空穴的局域态, 但在合适交变电场的驱动下, 初始局域态能够保持. 我

们把这种量子现象称为激子的动态局域化。

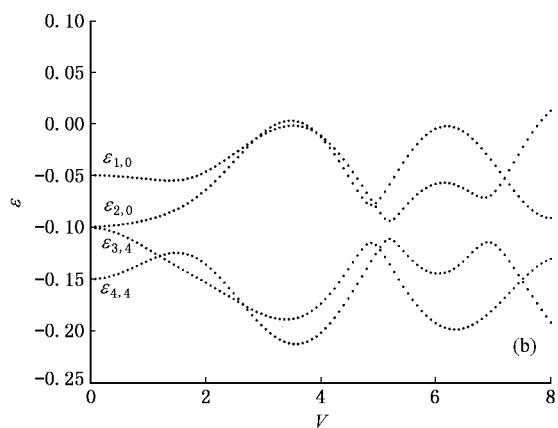
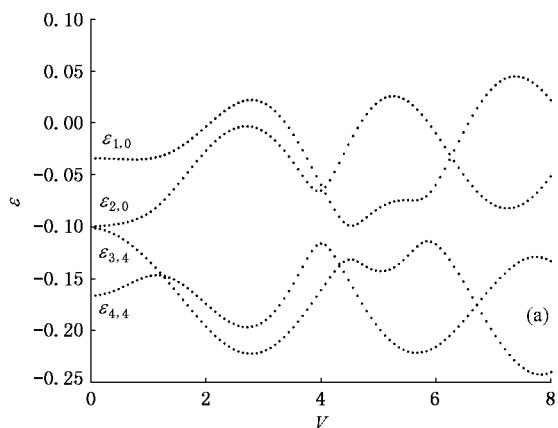
为了分析这种量子现象出现的原因,有必要先计算系统的本征态和本征值。当交变电场没有加到耦合双量子点系统上时, $V=0$ 和 $\Delta V=0$,对角化与时间无关的哈密顿量,得到没有归一化的本征态和对应的本征值如下:

$$|\varphi_1^S\rangle = \left(\frac{\kappa + (\kappa^2 + 4W^2)^{1/2}}{2W}, \frac{\kappa + (\kappa^2 + 4W^2)^{1/2}}{2W}, 1, 1 \right),$$

$$E_1 = \frac{\kappa + (\kappa^2 + 4W^2)^{1/2}}{2} + U_2,$$

$$|\varphi_2^A\rangle = \left(\frac{\kappa + (\kappa^2 + 4\Delta W^2)^{1/2}}{2\Delta W}, \frac{-\kappa - (\kappa^2 + 4\Delta W^2)^{1/2}}{2\Delta W}, -1, 1 \right),$$

$$E_2 = \frac{\kappa + (\kappa^2 + 4\Delta W^2)^{1/2}}{2} + U_2,$$



$$\begin{aligned} |\varphi_3^A\rangle &= \left(\frac{\kappa - (\kappa^2 + 4\Delta W^2)^{1/2}}{2\Delta W}, \frac{-\kappa + (\kappa^2 + 4\Delta W^2)^{1/2}}{2\Delta W}, -1, 1 \right), \\ E_3 &= \frac{\kappa - (\kappa^2 + 4\Delta W^2)^{1/2}}{2} + U_2, \\ |\varphi_4^S\rangle &= \left(\frac{\kappa - (\kappa^2 + 4W^2)^{1/2}}{2W}, \frac{\kappa - (\kappa^2 + 4W^2)^{1/2}}{2W}, 1, 1 \right), \\ E_4 &= \frac{\kappa - (\kappa^2 + 4W^2)^{1/2}}{2} + U_2, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $\kappa = U_1 - U_2$, $W = W_e + W_h$, $\Delta W = W_e - W_h$. 方程(9)中上标表示本征态的对称性,S 表示对称,A 表示反对称。当驱动交变电场强度不太大时,这时驱动电场可以看成微扰,Floquet 态可以用相应的本征态来近似。我们注意到本征态 $|\varphi_3\rangle$ 和 $|\varphi_4\rangle$ 中 $|\kappa| \gg$

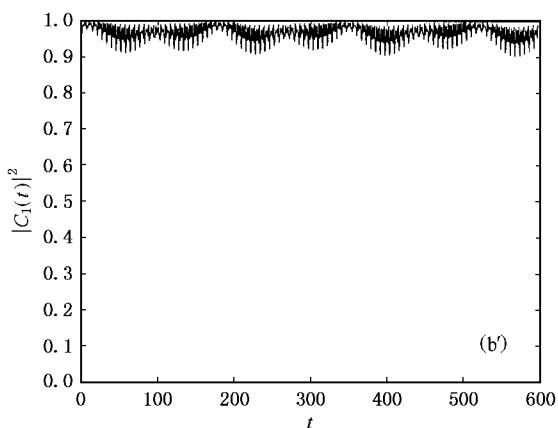
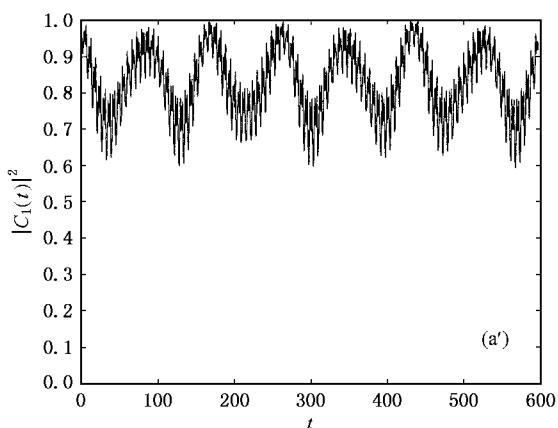


图 4 激子的准能谱随交变电场振幅的演化(a)(b)及准能 $\epsilon_{3,4}$ 和 $\epsilon_{4,4}$ 的第一个严格交叉点处初始局域态 $|0,0\rangle$ 随时间的演化(a')(b') 库仑相互作用分别取(a)和(a') $U_1 = -3.1$ (b)和(b') $U_1 = -4.1$. $U_2 = -0.1$, $W_e = 0.25$, $W_h = 0.2$, $\omega = 1$

$W(\Delta W)$, $\frac{-\kappa+(\kappa^2+4W^2)^{1/2}}{2W} \gg 1$, 故有很小非局域态成分。所以此时系统与对称双量子点单电子系统相类似, 故本征态 $|\varphi_3\rangle$ 和 $|\varphi_4\rangle$ 类似于单电子在对称阱中最低的对称态和反对称态。因此在准能交叉点处, 初始局域态能够保持。另外一个事实是, 在准能 ϵ_{3A} 和 ϵ_{4A} 第一个严格交叉点处, 驱动交变电场振幅和频率之比满足 $2V/\omega \approx 2.4$, 恰好是零阶贝塞尔方程的根, 这也证实了我们的解释^[5,7]。

随着两粒子相互作用 $|U_1|$ 的增强, 本征态 $|\varphi_3\rangle$ 和 $|\varphi_4\rangle$ 中局域化成分 $\frac{-\kappa+(\kappa^2+4W^2)^{1/2}}{2W}$ 逐渐增加, 因此在准能 ϵ_{3A} 和 ϵ_{4A} 的第一个交叉点处, 这种动态局域化程度将得到提高。比较图 4(a')(b') 相互作用分别为 (a'): $U_2 = -3.1$ (b'): $U_3 = -4.1$, 这种动态局域化效应程度的变化是十分明显的。

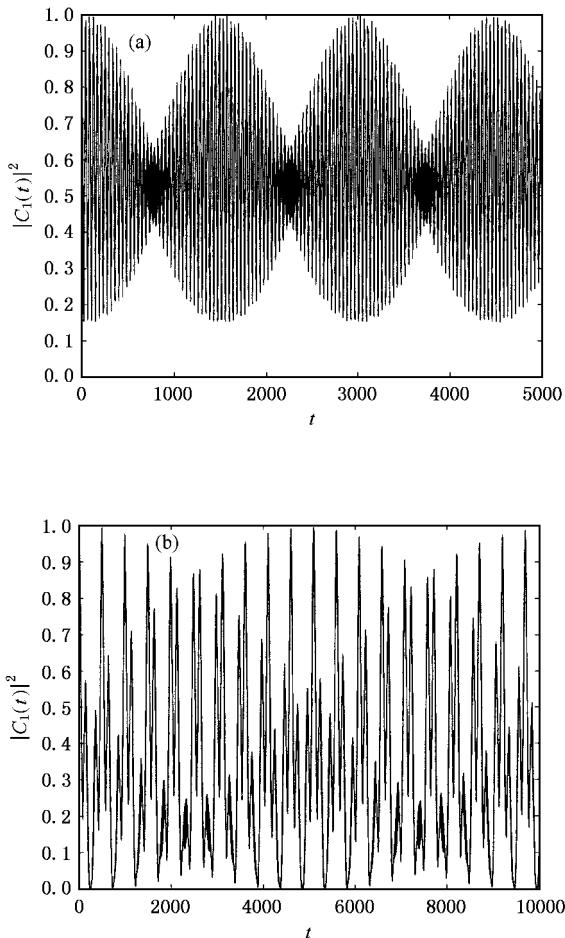


图 5 在图 4(b) 中对应准能 ϵ_{3A} 和 ϵ_{4A} 的第二(a)、第三(b)交叉点处, 初始局域态 $|0,0\rangle$ 的时间演化

随着驱动交变电场振幅的变化, 准能 ϵ_{3A} 和 ϵ_{4A} 会相继出现一系列的严格交叉。在图 4(b) 中的 ϵ_{3A} 和 ϵ_{4A} 在第二及第三个严格交叉点, 由于驱动电场的增强, 导致相应的 Floquet 态偏离相应的本征态, Floquet 态 $|u_{3A}\rangle$ 和 $|u_{4A}\rangle$ 中局域化成分随之变小, 动态局域化程度会随之变低。因此, 激子在严格交叉点的动态局域化被破坏。图 5 给出了计算结果, 图 5 中显示这种效应是很明显的。在第二个严格交叉点(图 5(a))中, 初始局域化状态随时间振荡, 类似量子拍频, 而在第三个严格交叉点(图 5(b))中, 这种动态局域化完全消失。

值得指出的是, 对于偏离准能严格交叉点以及回避交叉点, 激子的动态局域化都不能建立起来, 激子的演化表现为多个 Floquet 态之间的拉比振荡。为展示激子的这个动力学性质, 取参数偏离准能 ϵ_{3A} 和 ϵ_{4A} 在第一个严格交叉点(图 4(b)), $V = 1.3114$, 计算了初始态 $|0,0\rangle$ 随时间的演化概率 $|C_a(t)|^2$ 。
 $|C_a(t)|^2$ 和 $|C_b(t)|^2$ 随时间的变化如同图 6 所示。计算表明, 激子的初始局域态不能保持, 将在两个局域状态 $|0,0\rangle$ 和 $|1,1\rangle$ 之间进行拉比振荡。

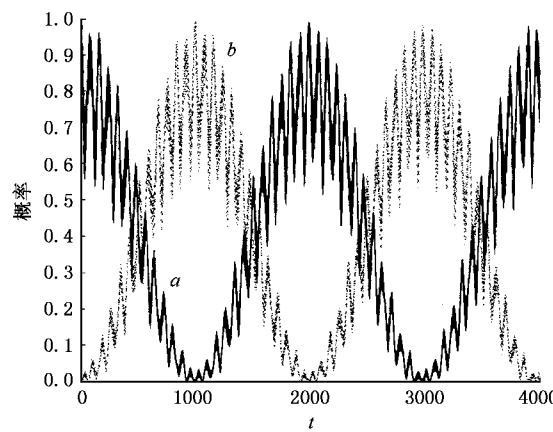


图 6 在准能 ϵ_{3A} 和 ϵ_{4A} 偏离第一个交叉点 $V = 1.3114$ 处(图 4(b)), 初始局域态 $|0,0\rangle$ 随时间的演化 实线 a 表示 $|C_1(t)|^2$, 点线 b 表示 $|C_2(t)|^2$

4. 结论

我们研究了交变电场驱动下受限在耦合双量子点中激子问题。虽然在双量子点中激子与双电子系统中, 库仑作用与外加交变电场所起的作用正好相反。对于前者, 电子与空穴之间的库仑吸引力, 使它

们倾向于局域在同一个量子点中,交变电场的作用倾向使它们在空间上分开,即分布在两个量子点中。对于后者,两电子之间的库仑排斥作用,倾向使两个电子分布在两个量子点中,外加电场的作用倾向使它们分布在同一个量子点中。计算表明,与双电子双量子点系统一样,双量子点中激子(电子和空穴),在

准能的某些交叉点,初始局域在一个量子点中,在演化过程中依然能保持动态局域化。这些计算结果有助于了解交变电场驱动下半导体微结构中多激子的动力学问题,并有可能在量子计量和量子信息处理中得到应用。

-
- [1] Livermore C *et al* 1996 *Science* **274** 1332
 - [2] Schedelbeck G *et al* 1997 *Science* **278** 1792
 - [3] Zhang A Z 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 537 (in Chinese) [张爱珍 2001 *物理学报* **50** 537]
 - [4] Liu W M *et al* 2002 *Phys. Rev. B* **65** 33102
 - [5] Grifoni M, Hänggi P 1998 *Phys. Rep.* **304** 229
 - [6] Grossmann F *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 516
 - [7] Grossmann F, Hänggi P 1992 *Europhys. Lett.* **18** 571
 - [8] Holthaus M 1992 *Z. Phys. B* **59** 251
 - [9] Zhao X G 1994 *J. Phys.: Condens Matter* **6** 2751
 - [10] Zhang P, Zhao X G 2000 *Phys. Lett. A* **271** 419
 - [11] Zhang P, Zhao X G 2000 *J. Phys.: Condens Matter* **12** 2351
 - [12] Creffield C E, Platero G 2002 *Phys. Rev. B* **65** 113304
 - [13] Bayer M *et al* 2001 *Science* **291** 19
 - [14] Peeter F M, Schweigert V A 1995 *Phys. Rev. B* **53** 1468
 - [15] Burkard G, Loss D 1999 *Phys. Rev. B* **59** 2070

Dynamic behaviours of an exciton confined in coupled quantum dots driven by an alternating current electrical field^{*}

Liu Cheng-Shi Ma Ben-Kun Wang Li-Min

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

(Received 29 September 2002; revised manuscript received 10 January 2003)

Abstract

With a two-site Hubbard model and Floquet theorem, we investigate the dynamic behaviour of an exciton confined in a coupled double-quantum-dot system driven by an alternating current (AC) electrical field. The calculation shows that the quasi-energy levels versus the amplitude of the external field undergo a series of exact-crossing and avoid-crossing. Generally, the initially localized state can remain forever at the first exact-crossing point of two ground quasi-energy levels. Increasing the interaction of the electron and hole, the degree of dynamical localization is enhanced. At the second exact-crossing point of ground quasi-energy levels, this kind of dynamical localization is decayed. At the point of avoid-crossing and offset from the exact-crossing, the dynamical localization ceases to maintain. This demonstrates the possibility to control the exciton states on extremely short time scales using the appropriate AC field with the adjustable amplitude and frequency, which may be useful for quantum information processing.

Keywords: Floquet state, quasi-energy, localized state

PACC: 7320D, 7215R, 6320K

* Project supported by the Doctoral Foundation of the Ministry of Education of China (Grant No. 96002703).