

# DC-AC 驱动下耦合双量子点分子中激子的动力学行为

苏希玉 全秀梅<sup>†</sup> 郭德军

(曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

**摘要:** 利用两点 Hubbard 模型和 Floquet 理论, 用数值方法求解了含时 Schödinger 方程, 给出了电子-空穴局域于初始态的几率在 20 个驱动周期内的最小值, 研究了在直流和交流电场驱动下耦合双量子点分子中激子的动力学行为. 结果表明, 在弱场情况下, 激子主要在局域态之间隧穿; 在强场情况下, 电子和空穴可以独立地在量子点间隧穿. 驱动场倾向于使电子和空穴在空间分离, 但在合适的条件下量子点中的电子和空穴在短时间内仍可以保持在初始局域态. 直流电压破坏系统的动力学对称性, 并对动态局域化产生影响.

**关键词:** Floquet 理论; 准能; 局域态; 动态局域化

**PACC:** 7340G; 7335G; 7135

**中图分类号:** O471.1

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0253-4177(2007)03-0404-06

## 1 引言

激光技术的快速发展促进了人们对量子动力学相干控制的研究, 用激光场控制电子波函数成为令人感兴趣的问题之一. Grossmann 等人<sup>[1~3]</sup>研究发现, 在准能交叉点量子隧穿受到抑制, 并提出用动态局域化的概念来描述电子在势阱中的束缚现象. 随后的计算表明: 在高频情况下, 当场强与频率之比是零阶 Bessel 函数的根时, 这种局域化现象能够发生<sup>[4]</sup>.

由于量子点系统是实现 Rabi 振荡、量子纠缠等现象的简单系统, 在交变外场的作用下束缚一个电子或两个相互作用电子的耦合双量子点系统的动力学性质已被广泛研究<sup>[5~8]</sup>. 与双量子点单电子系统情况类似, 双量子点双电子系统在交变外场的作用下也能发生动态局域化现象, 即两个电子长时间内被束缚在一个量子点中<sup>[7,9]</sup>.

与天然分子不同, 可以通过光激发在量子点分子中产生电子和空穴. 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几率以及外电场引起的能级波动不同. Liu 等人<sup>[10~13]</sup>研究了交变外场的作用下, 对称耦合和非对称耦合量子点分子中激子的动力学行为, 发现激子也能发生动态局域化. 由于实验中, 直流电压跨源极和漏极加在量子点分子上, 可能会对动态局域化产生影响<sup>[14~16]</sup>, 所以作者考虑了直流电压影响,

研究了在直流和交流电场驱动下耦合双量子点分子中激子的动力学行为. 结果表明, 在弱场情况下激子主要在局域态之间隧穿, 准能随外场的变化出现回避交叉, 在回避交叉点可以发生动态局域化现象; 在强场情况下, 电子和空穴能独立地在量子点之间隧穿, 也可以发生动态局域化现象. 直流电压破坏系统的动力学对称性, 并对动态局域化产生影响.

## 2 理论模型和方法

假定双量子点分子是垂直耦合的, 其  $xy$  平面上的尺寸远小于  $z$  方向的尺寸, 可以简化为一维问题. 假设每一个量子点中只有一个电子能级和一个空穴能级, 采用两点 Hubbard 模型, 系统的哈密顿量可写为<sup>[10]</sup>:

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

其中  $d_{\sigma L}^{\dagger}$  ( $d_{\sigma L}$ ) 表示左边量子点中电子(空穴)的产生(湮灭)算符;  $d_{\sigma R}^{\dagger}$  ( $d_{\sigma R}$ ) 表示右边量子点中电子(空穴)的产生(湮灭)算符;  $U_1$  ( $U_2$ ) 表示点内(点间)的库仑相互作用;  $W_{\sigma}$  表示电子(空穴)在两个量子点间的隧穿系数, 量子点分子在直流和交流电压的作用下, 它的能级为  $\epsilon_{\sigma L(R)}(t) = - (+) \frac{1}{2} (V_0 + V \times$

<sup>†</sup> 通信作者. Email: quanxiumei@126.com

2006-10-01 收到, 2006-11-23 定稿

$\cos(\omega t)$ <sup>[15,16]</sup>,  $V_0$  为直流电压,  $V$  表示交流电场的振幅,  $\omega$  为交流电场的频率.

图 1 表示电子和空穴在双量子点分子中可能的四种状态, 分别用  $|LL\rangle$ ,  $|RR\rangle$ ,  $|LR\rangle$  和  $|RL\rangle$  表示.

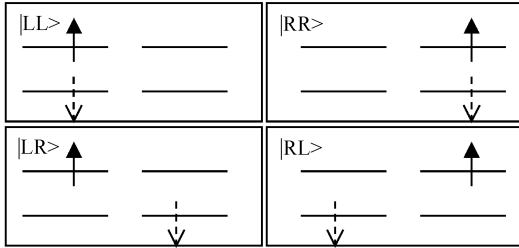


图 1 电子和空穴在双量子点分子中的可能分布 左边量子点用 L 表示, 右边量子点用 R 表示, 实箭头表示电子, 虚箭头表示空穴.

Fig.1 Possible configuration of electron and hole in two quantum dots L corresponds to the left dot, and R corresponds to the right dot. Solid arrows denote electron, and dotted ones denote hole.

取这四种状态作为基矢, 系统的哈密顿量可表示为:

$$H(t) = \begin{pmatrix} k - (V_0 + V\cos(\omega t)) & 0 & W_h & W_c \\ 0 & k + (V_0 + V\cos(\omega t)) & W_c & W_h \\ W_h & W_c & 0 & 0 \\ W_c & W_h & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

其中  $k = U_1 - U_2$ , 系统的薛定谔方程为 ( $\hbar = 1$ ):

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

因为系统的哈密顿量是时间的周期函数  $H(t+T) = H(t)$ , 可用 Floquet 理论<sup>[17]</sup> 进行处理, 有准能解:

$$|\varphi_{a,l}(t)\rangle = \exp(-i\epsilon_{a,l}t) |u_{a,l}(t)\rangle \quad (4)$$

$\epsilon_{a,l}$  为准能, 对应的波函数  $|u_{a,l}(t)\rangle$  为 Floquet 态, 是时间的周期函数, 满足下列关系:

$$|u_{a,l}(t+T)\rangle = |u_{a,l}(t)\rangle \quad (5)$$

其中  $T$  是交流电场的周期. 为了得到准能和 Floquet 态, 求解时间(一个周期)演化方程

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

初始条件取为  $U(0,0) = I_{4 \times 4}$ , 可以得到准能  $\{\epsilon_{a,l}\}$  和  $|u_{a,l}(0)\rangle$ . 态  $|u_{a,l}(t)\rangle$  可以通过本征方程得到.

$$(H(t) - i \frac{\partial}{\partial t}) |u_{a,l}(t)\rangle = \epsilon_{a,l} |u_{a,l}(t)\rangle \quad (7)$$

准能通常被限制在第一布里渊区  $[-0.5\omega, +0.5\omega]$ . 当绝热地撤除交变电场时, 本征值  $E_a$  和准能  $\epsilon_{a,l}$  以及本征态  $|\varphi_a\rangle$  和 Floquet 态的关系如下:

$$\begin{aligned} \epsilon_{a,l} &\rightarrow \epsilon_{a,l}^0 = E_a - l\omega \\ |u_{a,l}(t)\rangle &\rightarrow |u_{a,l}^0(t)\rangle = |\varphi_a\rangle \exp(il\omega t) \end{aligned} \quad (8)$$

在强外场驱动及弱的量子点间的耦合作用下, 可以把哈密顿矩阵分成以下形式:

$$H(t) = \begin{pmatrix} k - (V_0 + V\cos(\omega t)) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & k + (V_0 + V\cos(\omega t)) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & W_h & W_c \\ 0 & 0 & W_c & W_h \\ W_h & W_c & 0 & 0 \\ W_c & W_h & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

即  $H(t) = H_I(t) + H_I$ . 把  $H_I$  作为微扰, 用微扰理论<sup>[7]</sup> 求解 Floquet 方程 (7). 在实空间中算符

$(H_I - i \frac{\partial}{\partial t})$  的本征矢为:

$$|u_1(t)\rangle = \left\{ \exp\left\{-i(k - V_0 - \epsilon_1)t + i \frac{V}{\omega} \sin\omega t\right\}, 0, 0, 0 \right\}$$

$$|u_2(t)\rangle = \left\{ 0, \exp\left\{-i(k + V_0 - \epsilon_2)t - i \frac{V}{\omega} \sin\omega t\right\}, 0, 0 \right\}$$

$$|u_3(t)\rangle = \{0, 0, \exp(-i\epsilon_3 t), 0\}$$

$$|u_4(t)\rangle = \{0, 0, 0, \exp(-i\epsilon_4 t)\}$$

(10)

根据周期性条件(5)式可以得到本征值  $\epsilon_1 = k - V_0$ ,  $\epsilon_2 = k + V_0$ ,  $\epsilon_3 = \epsilon_4 = 0$ , 这是零阶近似的结果. 当  $k - V_0 = m\omega$ ,  $k + V_0 = m'\omega$  时, 四个准能级简并, 可以用简并微扰理论求解准能的一阶近似.

在广义希尔伯特空间中, 微扰矩阵元定义为:

$$(H_I)_{i,j} = \langle\langle \epsilon_i | H_I | \epsilon_j \rangle\rangle = \frac{1}{T} \int_0^T dt \langle \epsilon_i | H_I | \epsilon_j \rangle \quad (11)$$

利用关系

$$\exp(-i\beta \sin\omega t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\beta) \exp(-im\omega t) \quad (12)$$

可以得到微扰矩阵:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & W_h J_m\left(\frac{V}{\omega}\right) & W_c J_m\left(\frac{V}{\omega}\right) \\ 0 & 0 & W_c J_{m'}\left(\frac{V}{\omega}\right) & W_h J_{m'}\left(\frac{V}{\omega}\right) \\ W_h J_m\left(\frac{V}{\omega}\right) & W_c J_{m'}\left(\frac{V}{\omega}\right) & 0 & 0 \\ W_c J_m\left(\frac{V}{\omega}\right) & W_h J_{m'}\left(\frac{V}{\omega}\right) & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

对角化微扰矩阵可以得到准能的一阶近似.

### 3 计算与讨论

下面讨论系统的动力学性质. 在基矢构成的希尔伯特空间中系统状态为:

$$|\psi(t)\rangle = a_1(t) |LL\rangle + a_2(t) |RR\rangle + a_3(t) |LR\rangle + a_4(t) |RL\rangle \quad (14)$$

把波函数的展开式(14)式代入薛定谔方程(3)式可得到展开系数的一阶微分方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} a_1(t) \\ a_2(t) \\ a_3(t) \\ a_4(t) \end{bmatrix} = H(t) \begin{bmatrix} a_1(t) \\ a_2(t) \\ a_3(t) \\ a_4(t) \end{bmatrix} \quad (15)$$

当初始条件给定时,用龙格-库塔法求解微分方程(15)式,可得到展开系数  $a_\alpha(t)$  ( $\alpha=1,2,3,4$ ).取系统的初态为局域态,即假定两粒子初始处于  $|LL\rangle$  态中,求出  $P_{LL} = |a_1(t)|^2$  在 20 个驱动周期内的最小值  $P_{\min}$ ,用  $P_{\min}$  来描述系统的动态性质.  $P_{\min} = 1$  时,表示电子和空穴在短时间内可保持其初始局域态,激子的动态局域化建立.  $P_{\min} = 0$  时,激子的动态局域化不能建立起来.

图 2 为准能和  $P_{\min}$  随交变电场振幅  $V$  的变化.图 2(a) 中实线代表准能的近似解,点线为准能严格解.从图中可以看出,当驱动交变电场振幅比较低

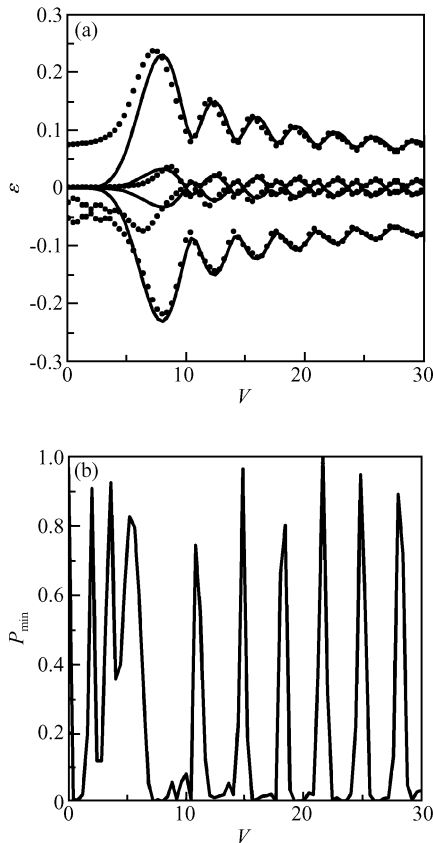


图 2 (a) 激子的准能随驱动交变电场振幅的变化(点线表示准能的严格解,实线表示准能的近似解);(b)  $P_{\min}$  随驱动交变电场振幅的变化 ( $W_h = 0.3$ ,  $W_c = 0.4$ ,  $k = -6.5$ ,  $V_0 = 0.5$ )

Fig.2 Quasi-energy spectra (a) and  $P_{\min}$  (b) of the driven exciton system as a function of the amplitude of the driving AC field. Dotted line is numerical result, and solid line is perturbation result. The parameters are  $W_h = 0.3$ ,  $W_c = 0.4$ ,  $k = -6.5$ , and  $V_0 = 0.5$ .

时,哈密顿相互作用项  $H_1$  不占主导地位,隧穿项  $H_1$  不能看成微扰,此时微扰解和严格解有较大差别,出现一些新的共振点.当驱动的交变电场的振幅足够大时,两者符合得很好.这表明可根据交流电场振幅的大小分强场和弱场两种情况讨论系统的动力学性质.图 2(b) 是与图 2(a) 相对应的 20 个驱动周期内  $|a_1(t)|^2$  的最小值  $P_{\min}$ ,从  $P_{\min}$  随交流电场振幅  $V$  的变化可以看出,当直流电压不为零时,也能发生动态局域化行为.

对于强场情况,可以用微扰理论解释激子的动力学行为.利用(10)式中的简并的 Floquet 态可以得到(13)式中的隧穿矩阵元

$$(H_1)_{13} = \begin{cases} W_h J_m \left( \frac{V}{\omega} \right), & k - V_0 = m\omega \\ 0, & k - V_0 \neq m\omega \end{cases}$$

$$(H_1)_{14} = \begin{cases} W_c J_m \left( \frac{V}{\omega} \right), & k - V_0 = m\omega \\ 0, & k - V_0 \neq m\omega \end{cases} \quad (16)$$

且  $(H_1)_{12} = 0$  (17)

其中  $J_m \left( \frac{V}{\omega} \right)$  是  $m$  阶 Bessel 函数.这些结果意味着对于任意的电场值,若  $k - V_0 \neq m\omega$ ,从初态到其余态的跃迁被禁止,动态局域化发生.当  $k - V_0 = m\omega$ ,除了  $\frac{V}{\omega}$  是  $J_m \left( \frac{V}{\omega} \right) = 0$  的根外,对于任意的交流电场均存在从局域  $|LL\rangle$  态到非局域  $|LR\rangle$  态和  $|RL\rangle$  态的跃迁.即电子和空穴可独立地在两量子点间隧穿.发生动态局域化现象的约束条件为  $k - V_0 = m\omega$  且  $J_m \left( \frac{V}{\omega} \right) = 0$ ,这表明了库仑相互作用和直流电压在量子隧穿中的作用.

当驱动的交变电场振幅较低时,电子和空穴的隧穿系数很小,满足  $|k|$  远大于  $W_h$  和  $W_c$ ,库仑相互作用充当一个重要角色,  $a_3(t)$  和  $a_4(t)$  可以近似表示为<sup>[8,10]</sup>:

$$a_3(t) = \frac{W_h}{k} a_1(t) + \frac{W_c}{k} a_2(t)$$

$$a_4(t) = \frac{W_c}{k} a_1(t) + \frac{W_h}{k} a_2(t) \quad (18)$$

这样,方程(15)中  $a_3(t)$  和  $a_4(t)$  被消除,四能级系统转化为二能级系统,可以用二能级近似理论来讨论系统的动力学性质.在  $\omega \gg \left| \frac{2W_h W_c}{k} \right|$  的条件下,可以得到

$$i \begin{bmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{2W_h W_c}{k} J_n(x) \\ \frac{2W_h W_c}{k} J_n(x) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (19)$$

其中  $J_n(x) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\tau \exp(i(x \sin\tau + n\tau))$ ,  $n = \frac{2V_0}{\omega}$ ,  $\tau = \omega t$ ,  $x = \frac{2V}{\omega}$ ,  $J_n(x)$  是  $n$  阶 Bessel 函数. 从方程 (19) 可以看出  $J_n(x) = 0$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, n = \frac{2V_0}{\omega}$ ), 即  $x$  是  $n$  阶 Bessel 函数的根时, 电子和空穴就会被局域在一个量子点中, 且状态不随时间而变化, 动态局域化现象发生. 需要特别指出的是, 当  $n = 0$ ,  $V_0 = 0$ , 即不考虑直流电压时, 如果  $x$  是零阶 Bessel 函数的根也能发生动态局域化现象. 当  $n$  为非整数时, 不论  $V$  取什么值都能发生动态局域化<sup>[14]</sup>.

图 3 描述的是弱场情况下数值计算的结果. 可以看出, 其中两条准能几乎不随外场变化, 另外两条准能发生回避交叉. 与仅在交流电场驱动的情况相比可看出, 准能由严格交叉变为回避交叉, 交叉点处满足  $\frac{2V}{\omega}$  为  $n$  阶 Bessel 函数的根. 从图 3(b) 可以看出,  $P_{\min}$  的最大值与相应的准能的交叉点相对应, 说明在准能的回避交叉点能发生动态局域化行为. 数

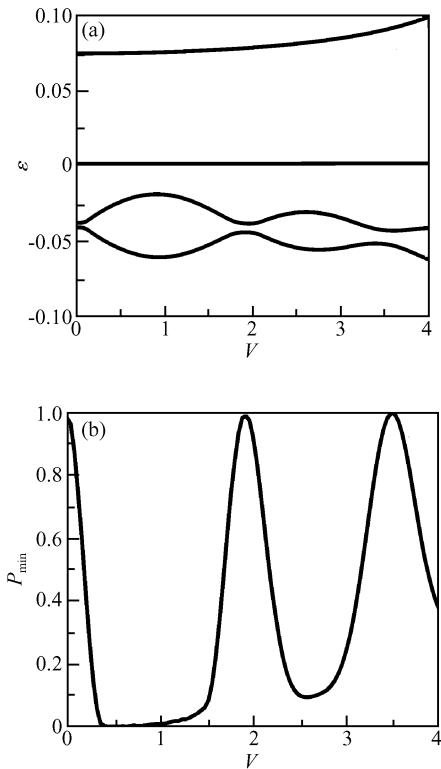


图 3 弱场情况下, 激子的准能 (a) 和  $P_{\min}$  (b) 随交变电场振幅的变化  $W_h = 0.3$ ,  $W_e = 0.4$ ,  $k = -6.5$ ,  $V_0 = 0.5$ ,  $n = 1$   
 Fig.3 Quasi-energy spectra (a) and  $P_{\min}$  (b) of the exciton system driven by weak AC field as a function of the amplitude of the AC field with  $W_h = 0.3$ ,  $W_e = 0.4$ ,  $k = -6.5$ ,  $V_0 = 0.5$ , and  $n = 1$

值计算和二能级近似得到相同的结论, 可以用二能级近似理论解释弱场情况下系统的动力学行为. 图 4 是直流电压值为 0.2 的情况, 从图中可以看到准能几乎不随外场变化,  $P_{\min}$  始终接近于 1, 这时不论  $V$  取什么值都能发生动态局域化现象. 以上说明直流电压的存在使系统的动力学对称性遭到了破坏, 不能用准能的交叉点来判断是否能发生动态局域化现象, 所以本文采用了 20 个周期的占据初态的几率的最小值  $P_{\min}$  来判断能否发生动态局域化现象.

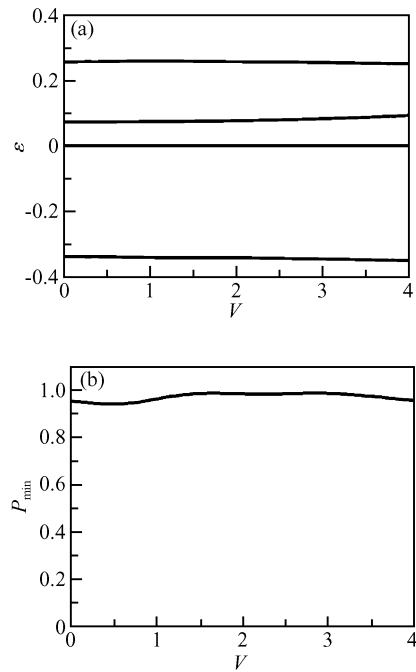


图 4 弱场情况下, 准能 (a) 和  $P_{\min}$  (b) 随交变电场振幅的变化  $W_h = 0.3$ ,  $W_e = 0.4$ ,  $k = -6.5$ ,  $V_0 = 0.2$ ,  $n =$  非整数  
 Fig.4 Quasi-energy spectra (a) and  $P_{\min}$  (b) of the exciton system driven by weak AC field as a function of the amplitude of the driving AC field with  $W_h = 0.3$ ,  $W_e = 0.4$ ,  $k = -6.5$ ,  $V_0 = 0.2$ , and  $n =$  non-integer

图(5)是  $k = -6.5$ ,  $V_0 = 0.5$  时,  $P_0 = |a_1(t)|^2 + |a_2(t)|^2$  随  $V$  的变化, 从图中可以看出在弱场情况下,  $P_0$  几乎为 1; 在强场情况下,  $P_0$  在 0~1 之间变化. 从数值计算的结果可以看出, 在强场情况下激子可在  $P$  子空间 (非局域态构成的子空间) 和  $Q$  子空间 (局域态构成的子空间) 之间跃迁. 在弱场情况跃迁被禁止, 激子的动力学行为主要发生在  $Q$  子空间. 电子和空穴作为一个整体在两个局域态之间隧穿, 这说明当驱动场的振幅不大时库仑相互作用起重要作用. 二能级近似理论也证明了这一点. 随着外场的增大, 电子和空穴占据非局域态的几率增大, 库仑相互作用的影响变弱, 电子和空穴可作为独立的粒子在两个量子点之间隧穿.

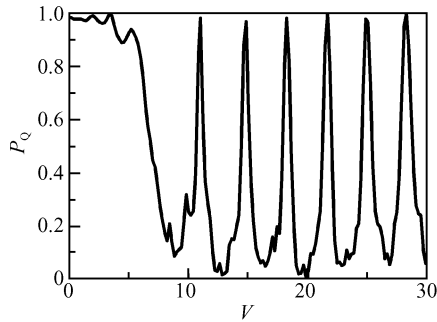


图 5  $P_0$  随驱动交变电场振幅的变化  $W_h = 0.3$ ,  $W_e = 0.4$ ,  $k = -6.5$ ,  $V_0 = 0.5$

Fig.5  $P_0$  as a function of the driving AC field with  $W_h = 0.3$ ,  $W_e = 0.4$ ,  $k = -6.5$ , and  $V_0 = 0.5$

## 4 结论

本文利用两点 Hubbard 模型和 Floquet 理论研究了直流和交流电场驱动下耦合双量子点分子中激子的动力学行为. 研究表明, 根据交变电场振幅的大小可分两种情况讨论激子的动力学行为, 尽管驱动场倾向于使电子和空穴在空间分离, 但在合适的外场驱动下初始局域在一个量子点中的电子和空穴仍旧保持其初始局域态. 直流电压破坏了系统的动力学对称性, 使得除了  $k - V_0 = m\omega$  和  $2V_0 = n\omega$  外, 动态局域化现象均能发生. 在弱场情况下激子主要在两个局域态之间隧穿, 准能随外场的变化出现回避交叉, 在回避交叉点能发生动态局域化现象, 此时要求  $2V_0 = n\omega$ , 且  $J_n \left( \frac{2V}{\omega} \right) = 0$ . 在强场情况下, 电子和空穴可以独立在量子点间隧穿, 准能出现新的共振情况, 当  $k - V_0 = m\omega$ , 交流电场的振幅满足  $J_m \left( \frac{V}{\omega} \right) = 0$  时, 能够发生动态局域化现象.

## 参考文献

[1] Grossmann F, Dittrich T, Jung P, et al. Coherent destruction of tunneling. *Phys Rev Lett*, 1991, 67: 516

- [2] Llorente G J M, Plata J. Tunneling control in a two-level system. *Phys Rev A*, 1992, 45: R6958
- [3] Kayanuma Y. Role of phase coherence in the transition dynamics of a periodically driven two-level system. *Phys Rev A*, 1994, 50: 843
- [4] Holthaus M. Collapse of minibands in far-infrared irradiated superlattices. *Phys Rev Lett*, 1992, 69: 351
- [5] Shirley J H. Solution of the Schrödinger equation with a Hamiltonian periodic in time. *Phys Rev*, 1965, 138: B979
- [6] Zhang Zhiyong, Xiong Shijie. Dynamics of electrons in a double quantum dot biased by an AC voltage: Nonlinear effect of Coulomb interaction. *Phys Rev E*, 1998, 57: 3668
- [7] Greffield C E, Platero G. AC-driven localization in a two-electron quantum dot molecule. *Phys Rev B*, 2002, 65: 113304
- [8] Paspalakis E. Localizing two interacting electrons in a driven quantum dot molecule. *Phys Rev B*, 2003, 67: 233306
- [9] Zhang P, Zhao X G. Localization and entanglement of two interacting electrons in a double quantum dot. *J Phys: Condens Matter*, 2001, 13: 8389
- [10] Liu Yushen, Chen Hao. Localization and entanglement of an exciton in a quantum dot molecule by an AC electric field. *Phys Lett A*, 2004, 324: 235
- [11] Liu Chengshi, Ma Benkun, Wang Limin. Dynamic behaviors of an exciton in double quantum dots driven by an alternating current electrical field. *Acta Physica Sinica*, 2003, 52: 2020 (in Chinese) [刘承师, 马本堃, 王立民. 交变电场驱动下耦合双量子点中激子的动力学行为. *物理学报*, 2003, 52: 2020]
- [12] Liu Chengshi, Ma Benkun. Quantum tunneling of an exciton confined in coupled quantum dots driven by an AC electric field. *Phys Lett A*, 2003, 315: 301
- [13] Liu Cande, Su Xiyu, Liu Yushen. Dynamical localization of exciton in asymmetric quantum dots by alternating-current electric field. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2005, 26 (6): 1139 (in Chinese) [刘灿德, 苏希玉, 刘玉申. 非对称耦合量子点中激子的动力学行为. *半导体学报*, 2005, 26(6): 1139]
- [14] Wang Hao, Zhao Xiangeng. Localization of two-level systems driven by AC-DC fields. *J Phys: Condens Matter*, 1995, 7: L89
- [15] Wang Limin, Duan Suqing, Zhao Xiangeng, et al. Effects of bias on dynamics of an AC-driven two-electron quantum-dot molecule. *Chin Phys*, 2005, 14: 0409
- [16] Paspalakis E, Terzis A F. Localization effects in a two-electron quantum dot molecule: The case of AC-DC driving fields. *J Appl Phys*, 2004, 95: 1603
- [17] Grifoni M, Hänggi P. Driven quantum tunneling. *Physics Reports*, 1998, 304: 229

## Dynamic Behavior of Excitons in Coupled Double Quantum Dots Driven by DC-AC Electric Fields

Su Xiyu, Quan Xiumei<sup>†</sup>, and Guo Dejun

(College of Physics and Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

**Abstract:** With a two-site Hubbard model and the Floquet theory, the dynamic behavior of excitons in coupled double quantum dots driven by DC-AC electric fields is investigated. The time-dependent Schrödinger equation is numerically solved, and  $P_{\min}$ , the minimum probability for the electron and the hole to remain in the initial localized state within 20 periods of the external field, is given. Results show that for a weak field, the exciton mainly oscillates between two localized states; however, for a strong field, the electron and the hole can independently tunnel between the two quantum dots. The driving field tends to drive the electron and the hole apart, and under appropriate conditions they can be localized in the initial state for a short time. The DC field breaks the dynamic symmetry of the system and affects the dynamic localization.

**Key words:** Floquet theory; quasi-energy; localized states; dynamical localization

**PACC:** 7340G; 7335G; 7135

**Article ID:** 0253-4177(2007)03-0404-06

---

<sup>†</sup> Corresponding author. Email: quanxiumei@126.com

Received 1 October 2006, revised manuscript received 23 November 2006