

# 双量子点分子中激子的动态局域化行为<sup>\*</sup>

刘承师 马本堃 王立民

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

**摘要:** 采用两点 Hubbard 模型和 Floquet 定理研究了在交变电场驱动下双量子点分子中激子的动力学行为。数值计算表明, 系统准能随交变电场振幅的变化会出现一系列严格交叉和回避交叉。在某些弱场区的准能交叉点处, 初始局域在一个量子点的电子和空穴依旧保持其初始局域状态。特别是随着两粒子之间的库仑相互作用的增强, 这种动态局域化程度也得到加强。在强场区准能交叉点处, 激子的动态局域化也能够建立起来。应用微扰理论求解 Floquet 方程, 得到准能的解析解, 可更清晰地了解系统的这种动态局域化特性。

**关键词:** Floquet 态; 准能; 局域态

**PACC:** 7340G; 7335G; 7135; 7865H

**中图分类号:** 0471.1

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0253-4177(2003)07-0707-07

## 1 引言

受限在半导体量子点中的电子与受限在原子中电子的行为相类似, 因此, 通常把半导体量子点及电子系统称为“量子点原子”。进一步扩展这种类比, 也可以把量子点连在一起形成的系统称为“量子点分子”。最简单的量子点分子是耦合双量子点中包含一个电子<sup>[1]</sup>。Grossmann 和 Dittrich 应用 Floquet 方法研究了高频交变电场驱动下这种微结构的动力学性质<sup>[2,3]</sup>。研究表明, 在准能的严格交叉处, 量子隧穿表现出特殊性, 交变电场能够将电子长期束缚在单量子点中, 并首次借助“动态局域化”这个概念来描述这一量子现象。数值计算还表明, 当场强和频率之比是零阶贝塞耳方程的根时, 这种“动态局域化”现象就会发生。把两个电子引入到所研究的系统中, 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, 而外加电场的作用倾向使它们局域在同一个量子点中, 从而增加了系统动力学行为的复杂性。Zhang 和 Zhao 研究了弱场驱动下这种系统的动力学性质<sup>[4,5]</sup>, 发现 Floquet 态可以分为奇宇称和偶

宇称态, 对应的准能随参数变化会呈现严格交叉和回避交叉。特别是, 参数取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永远保持在其中, 即实现动态局域化。Creffield 和 Platero 研究强交变场驱动下这个系统的动力学行为<sup>[6]</sup>时发现, 在合适的振幅和频率强交变电场驱动下, 这种动态局域化也能够发生, 并用微扰论对其进行了解释。

通过光激发的方法可以在双量子点分子中产生一个电子和一个空穴(激子)。在这样的双量子点激子系统中, 电子与空穴之间的库仑吸引力使他们倾向于分布在同一个量子点中; 交变电场的作用有使它们空间上分离的倾向, 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, 它们在量子点之间的隧穿概率不同, 从而有可能产生一些新的量子现象。全面了解这种系统的动力学性质具有重要的实际意义, 因为用交变电场实现对激子快速控制有可能在量子计量和信息处理领域中得到应用<sup>[7]</sup>。我们采用两点 Hubbard 模型, 并应用 Floquet 定理及微扰理论, 分别研究了在弱场区和强场区激子的动力学性质。

\* 中国教育部博士点基金资助项目(No. 96002703)

刘承师 男, 1964 年出生, 博士研究生, 从事半导体量子点器件光电性质及输运性质的研究。

马本堃 男, 1933 年出生, 教授, 博士生导师, 从事半导体微结构、表面界面的标度生长等理论研究。

2002-08-31 收到, 2002-12-31 定稿

© 2003 中国电子学会

## 2 理论模型

假定双量子点分子是垂直耦合,且具有准一维结构.为简单起见,还假定在每一个量子点中只有一个电子能级和一个空穴能级.因此系统的哈密顿量<sup>[4,5]</sup>为:

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

这里  $d_{\sigma,k}^*$  表示左(右)点中电子(空穴)的产生算符;  $d_{\sigma,k}$  表示在左(右)点中电子(空穴)的湮灭算符;  $U_1$  和  $U_2$  分别表示点内和点间的库仑相互作用;  $W_{\sigma}$  为电子(空穴)在两个量子点间隧穿的参数.当频率为  $\omega$  交变电场加到双量子点分子上时,能够引起其中的能级发生振荡:  $\lambda_{\sigma,k}(t) = \lambda_{\sigma,k}^0 \pm \frac{V_{\sigma}}{2} \cos(\omega t)$ , 其中  $\lambda_{\sigma,k}^0$  是电子(空穴)在单量子点中基态能级,并假定  $\lambda_e^0 + \lambda_h^0 = 0$ ,  $V_{\sigma}$  表示能级振荡振幅大小,与外加交变电场振幅成正比,为了方便仍把  $V_{\sigma}$  称为外加交变电场的振幅,  $n_{\sigma}$  表示在左(右)量子点中的电子(空穴)数.  $W_{\sigma}$  和  $V_{\sigma}$  是电子(空穴)有效质量和受限势有关的复杂函数<sup>[8]</sup>,一般认为,  $W_e > W_h$  和  $V_e > V_h$ .但在某些特殊情况下,有可能达到  $W_e$  和  $W_h$  及  $V_e$  和  $V_h$  近似相等.为了简化计算,本文讨论  $W_e = W_h = W$  和  $V_e = V_h = V$  的情况.

图 1 表示电子和空穴在双量子点分子中可能的四种状态<sup>[7]</sup>:  $|0,0\rangle, |1,1\rangle, |0,1\rangle, |1,0\rangle$ .其中,“0”和“1”表示量子点的序号,对应“L”、“R”两个量子点,前两个状态代表电子和空穴分布在同一个量子点中,后两个状态代表电子和空穴分布在两个量子点中.把后两个状态进行线性组合,取以下四种状态作为基矢:  $|1\rangle = |1,1\rangle, |2\rangle = (|1,0\rangle + |0,1\rangle)/\sqrt{2}, |3\rangle = |0,0\rangle, |4\rangle = (|1,0\rangle - |0,1\rangle)/\sqrt{2}$ .那么哈密顿(1)可以写成:

$$H(t) = H_1(t) \oplus U_2 I_{1 \times 1} \quad (2)$$

这里,  $I_{1 \times 1}$  是单位矩阵,又令  $H_1(t) = U_2 I_{3 \times 3} + H'(t)$

$$H'(t) = \begin{bmatrix} \kappa + V \cos(\omega t) & \sqrt{2}W & 0 \\ \sqrt{2}W & 0 & \sqrt{2}W \\ 0 & \sqrt{2}W & \kappa - V \cos(\omega t) \end{bmatrix} \quad (3)$$

这里,  $\kappa = U_1 - U_2$ .显然,基矢( $|0,1\rangle - |1,0\rangle$ )/ $\sqrt{2}$  是哈密顿(2)的本征矢,其对应的本征值与时间无关,研究系统的动力学性质就只需考虑哈密顿  $H'(t)$ ,所以这个四能级系统被简化成一个三能级系统.由于哈密顿量(方程(3))具有时间周期性,因此我们可以利用 Floquet 定理<sup>[2,3]</sup>对其进行分析,从而了解系统的动力学性质.

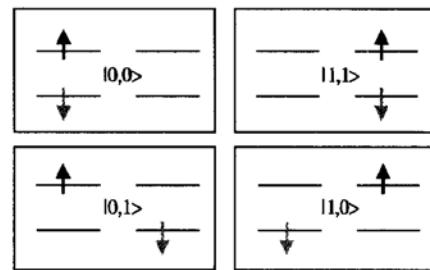


图 1 电子空穴对在双量子点中可能分布的示意图 在每一个子图中,左边对应 0 号量子点,右边对应 1 号量子点.深色箭头(向上)表示电子,而浅色箭头(向下)表示空穴.

Fig. 1 Scheme of the electron-hole pair configurations in two quantum dots In each panel, the left side corresponds to dot 0, the right side to dot 1. The dark arrows indicate the electron, the bright ones indicate the hole.

Floquet 定理表明,薛定谔方程( $\hbar = 1$ )

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H'(t) |\psi(t)\rangle \quad (4)$$

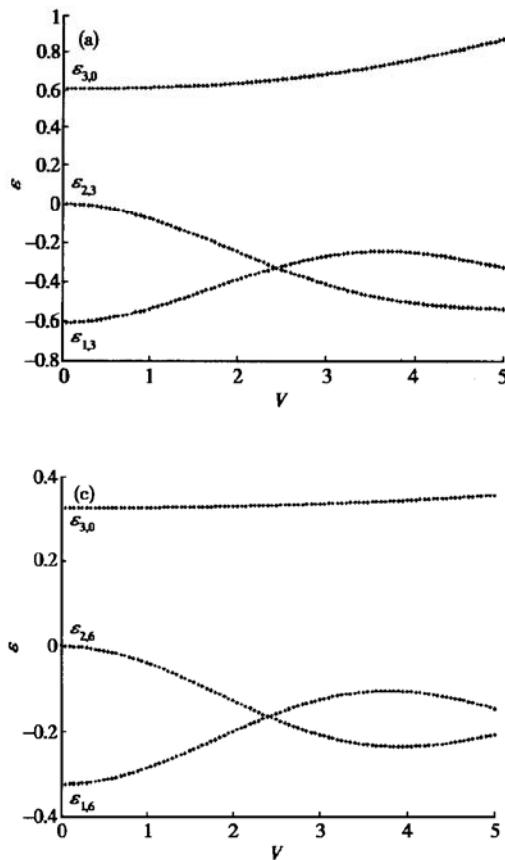
有准能解:  $|\Psi_{\alpha,l}\rangle = \exp(-i\epsilon_{\alpha,l}t) |u_{\alpha,l}(t)\rangle$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ).其中  $|u_{\alpha,l}(t)\rangle = |u_{\alpha,l}(t+T)\rangle$  是时间周期的 Floquet 态.上式中准能  $\epsilon_{\alpha,l}$  定义在第一布里渊区  $\epsilon \in [-0.5\omega, 0.5\omega]$  中,这里下标  $l$  的含义是:当绝热地去掉驱动场后,准能  $\epsilon_{\alpha,l}$  和 Floquet 态  $|u_{\alpha,l}(t)\rangle$  与相应的本征值和本征态之间的联系:  $\epsilon_{\alpha,l} \rightarrow \epsilon_{\alpha,l}^0 = E_{\alpha} + l\omega$ ;  $|u_{\alpha,l}(t)\rangle \rightarrow |u_{\alpha,l}^0(t)\rangle = |\Psi_l\rangle \exp(il\omega t)$ .由于哈密顿(方程(3))在空间反演( $z \rightarrow -z$ )和时间平移( $t \rightarrow t + 2\pi/\omega$ )时保持不变,因此系统的 Floquet 态具有确定的宇称.随着参数的变化,与不同宇称 Floquet 态对应的两条准能级会发生严格交叉,而与相同宇称 Floquet 态对应的准能则会发生回避交叉.在对应准能严格交叉点处,相应两个 Floquet 态会发生共振,系统的动力学性质将表现出特殊性,因此研究系统的动力学性质应集中分析在这些特殊点的动力学性质.

### 3 数值计算结果与讨论

#### 3.1 弱场驱动下系统的动力学性质

参数取  $W = 1$ ,  $\omega = 2$ ,  $\kappa = -6$ <sup>[6]</sup>, 计算准能随交变电场振幅的变化, 在计算准能时, 我们通过对角化一周期时间演化因子来获得<sup>[4,5]</sup>, 计算结果如图 2 所示。

为了分析系统的动力学行为, 首先计算哈密顿(方程(3))的本征值和本征函数( $V=0$ ), 计算结果为:



$$\begin{aligned} Q_1^S &= \{1, -a/\sqrt{2W}, 1\}, E_1 = b \\ Q_2^S &= \{1, 0, -1\}, E_2 = \kappa \\ Q_3^S &= \{1, -b/\sqrt{2W}, 1\}, E_3 = a \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $a = (\sqrt{\kappa^2 + 16W^2} + \kappa)/2$ ;  $b = (-\sqrt{\kappa^2 + 16W^2} + \kappa)/2$ . 方程(5)中上标表示本征态的对称性, S 表示对称, A 表示反对称. 计算表明, 三个准能  $\epsilon_{\alpha,l}$  与相应本征值  $E_{\alpha}$  之间的关系为:  $\epsilon_{1,3} = E_1 + 3\omega$ ,  $\epsilon_{2,3} = E_2 + 3\omega$ ,  $\epsilon_{3,0} = E_3$ . 根据 Floquet 定理, Floquet 态  $u_{1,3}$  和  $u_{2,3}$  分别具有反对称和对称宇称, 所以对应的准能级  $\epsilon_{1,3}$  与  $\epsilon_{2,3}$  发展成严格交叉.

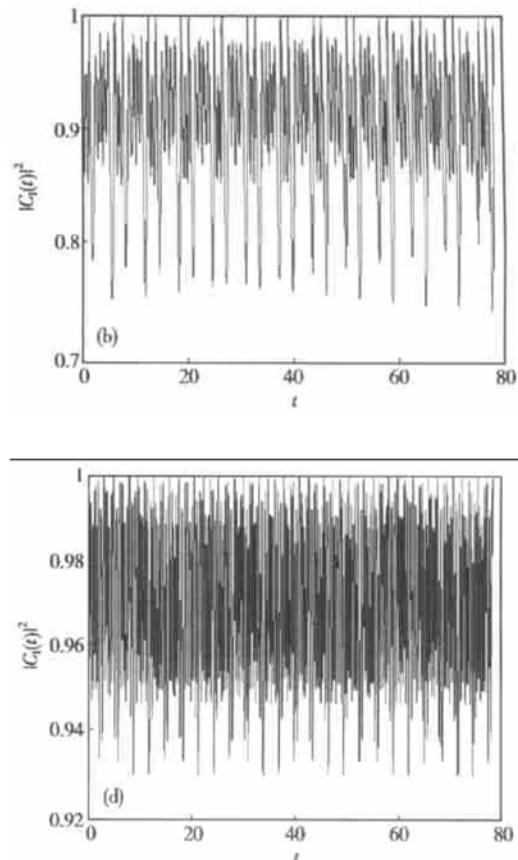


图 2 (a), (c) 激子的准能随交变电场振幅的变化 参数取  $W = 1$ ,  $\omega = 2$ ,  $\kappa = -6, -12$ ; (b), (d) 在对应图 2(a), (c) 准能严格交叉点参数空间中, 初始局域态随时间的演化概率

Fig. 2 (a), (c) The quasi-energy spectra of driven an exciton system as a function of the amplitude of the driving field for the parameters  $W = 1$ ,  $\omega = 2$ ,  $\kappa = -6, -12$ ; (b), (d) The time evolution of the initial localization state for the parameters corresponding to the crossing of quasi-energies shown in Figs. 2(a) and (c)

为了研究在准能交叉点系统的动力学行为, 计算了电子和空穴初始局域在一个量子点中的状态随时间的演化. 在计算时把波函数在基矢空间中展开:

$|\psi(t)\rangle = \sum_{\alpha} C_{\alpha} |\alpha\rangle$ ,  $|\alpha\rangle$  是基矢,  $\alpha = 1, 2, 3$ . 代入系统的薛定谔方程(4)中, 从而得到展开系数  $C_{\alpha}$  的一阶微分方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \\ C_3(t) \end{pmatrix} = H'(t) \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \\ C_3(t) \end{pmatrix} \quad (6)$$

取初始条件:  $C_1(0) = 1, C_2(0) = 0, C_3(0) = 0$ , 用龙格-库塔法求解微分方程(6), 从而得到  $C_\alpha(t)$ . 计算  $P = |C_1(t)|^2$ , 用  $P$  来表示这种初始局域态随时间的演化. 在对应图 2(a) 两准能  $\epsilon_{1,3}$  与  $\epsilon_{2,3}$  严格交叉点的参数空间中, 我们计算了  $P = |C_1(t)|^2$ , 其结果如图 2(b) 所示. 表明  $|C_1(t)|^2$  随时间快速振荡, 但其大小基本接近 1, 说明尽管外加电场使电子和空穴趋向于分布在两个量子点中, 但在合适的、较弱的、交变电场的驱动下, 初始局域态能够保持, 我们把这种现象称为“激子的动态局域化”.

分析这种量子现象出现的原因, 在弱交变电场的驱动下, 这时弱驱动电场可以看成微扰, 此时的 Floquet 态  $u_{\alpha,t}$  接近相应的本征态  $\varphi_\alpha$ . 我们注意到, 当  $|\kappa| \gg W$  时,  $|a| \ll 1$ . 所以基态  $\varphi_1$  中, 有很小非局域

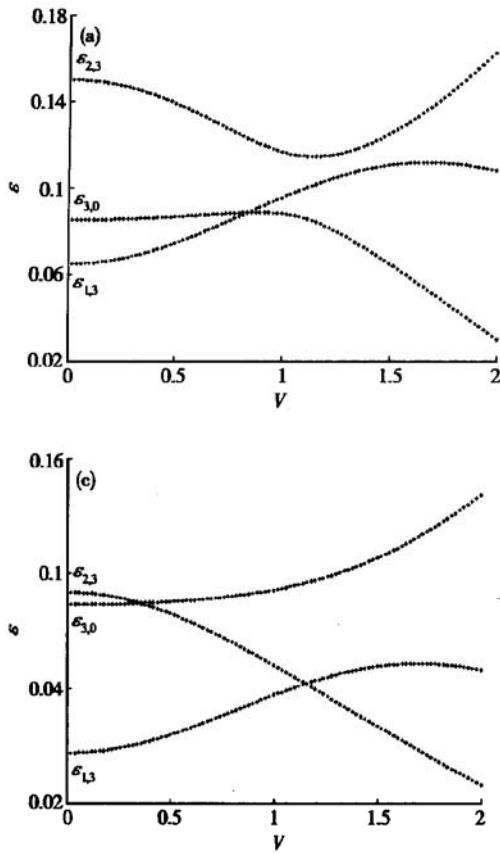


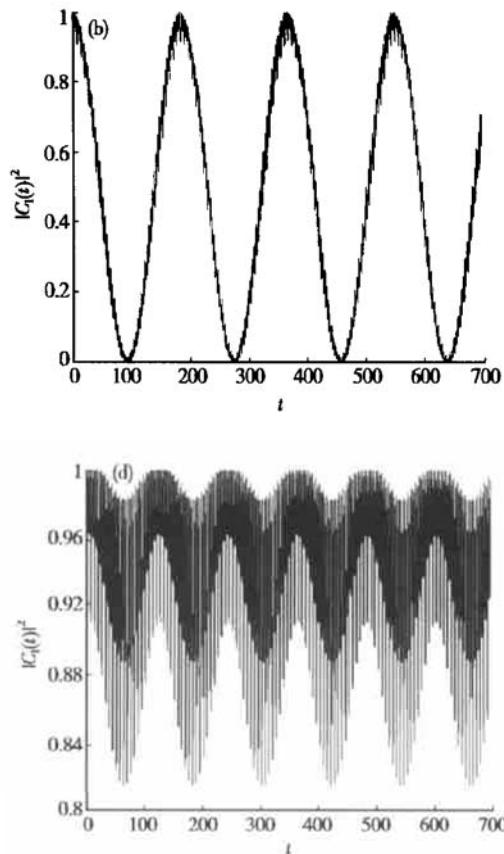
图 3 (a), (c) 激子的准能随交变电场振幅的变化 参数取  $W = 0.25, \omega = 1, \kappa = -2.85, -2.91$ ; (b), (d) 在对应(a), (c) 准能严格交叉点参数空间中, 初始局域态随时间的演化概率.

Fig. 3 (a), (c) The quasi-energy spectrum of driven an exciton system as a function of the amplitude of the driving field for the parameters  $W = 0.25, \omega = 1, \kappa = -2.85, -2.91$  respectively; (b), (d) The time evolution of the initial localization state for the parameters corresponding to the crossing of quasi-energies shown in (a), (c)

态成分, 故本征基态  $\varphi_1$  和第一激发态  $\varphi_2$  与对称阱中单电子最低的对称态和反对称态相类似, 所以此时系统与交变电场驱动的对称双量子点中单电子系统相类似. 因此在准能交叉点处能够保持这种初始局域状态. 另外一个事实是, 准能  $\epsilon_{1,3}$  和  $\epsilon_{2,3}$  的交点处(图 2(a)):  $V/\omega \approx 1.2$ , 恰好是零阶贝塞尔方程  $J_0(V/\omega) = 0$  的根, 这也证实了这种动态局域化可以用驱动的二能级模型来近似.

当增大电子空穴之间的相互作用  $|\kappa|$ , 本征态基态  $\varphi_1$  中的非局域成分  $|a| / (\sqrt{2} W)$  的大小随之减小, 那么这种动态局域化程度将得到加强. 为此我们又计算了  $\kappa = -12$ (其它参数不变) 时准能及相应交叉点处初始局域态随时间的演化, 计算方法不变, 其计算结果如图 2(c) (d) 所示. 比较图 2(b) 和图 2(d),  $|C_1(t)|^2$ (图 2(d)) 随时间振荡的幅度明显变小, 其大小更接近 1, 从而证实了我们的推断.

当上述条件不满足时, 这种动态局域化一般不



能建立起来, 有一种情形值得特殊说明。参数取  $W = 0.25$ ,  $\omega = 1$ ,  $\kappa = -2.85^{[4,5]}$ , 用同样的方法计算了准能随  $V$  变化以及在准能交叉点处初始局域态随时间的演化, 计算结果如图 3 所示。

在图 3(a) 中, 准能  $\epsilon_{1,3}$  和  $\epsilon_{3,0}$  所对应的 Floquet 态  $u_{1,3}$  和  $u_{3,0}$  的宇称相反, 因此两个准能级发生严格交叉, 准能  $\epsilon_{1,3}$  和  $\epsilon_{2,3}$  所对应的 Floquet 态  $u_{1,3}$  和  $u_{2,3}$  的宇称相同, 因此两个准能级发生回避交叉。而与 Floquet 态  $u_{3,0}$  相对应的本征态  $Q_3$  包含很大的非局域化成分 ( $|b|/(\sqrt{2}W) > 1$ ), 因此预期在准能  $\epsilon_{1,3}$  和  $\epsilon_{3,0}$  的严格交叉点处这种动态局域化现象不能出现。计算结果证实了这一点, 图 3(b) 显示出  $|C_1(t)|^2$  随时间做周期振荡, 初始局域态不能保持。尽管如此, 调整系统参数, 可以使准能的交叉点远离原点, 从而使 Floquet 态偏离相应的本征态, 此时系统动力学性质将表现出特殊性。为此取  $\kappa = -2.91^{[4,5]}$ , 其他参数与图 3(a) 的参数一样, 又计算了准能随  $V$  变化以及在准能交叉点处初始局域态随时间的演化, 其计算结果如图 3(c) 和(d) 所示。与图 3(a) 相比, 在图 3(c) 中我们可以明显看出, 随着两粒子相互作用  $|\kappa|$  的增加, 准能的严格交叉点远离原点, 并且严格交叉点和回避交叉点交换其相对位置。在准能严格交叉点处, 尽管有一些振荡,  $|C_1(t)|^2$  大小基本保持为 1(图 3(d)), 说明此时系统的动力学局域化被建立起来。

另外需要说明的是, 在准能回避交叉点及偏离准能的严格交叉点的参数空间中, 激子的动力学局域化都不能建立起来, 系统的动力学行为一般表现为三个量子态之间的拉比(Rabi)振荡(这里没有画出)。

### 3.2 强场驱动下系统的动力学性质

为了研究系统在强场驱动下系统的动力学性质, 首先定义  $P_{\min}$ 。取系统的初态为电子空穴的局域态, 即  $C_1(0) = 1$ ,  $C_2(0) = 0$ ,  $C_3(0) = 0$ , 用龙格-库塔法求解微分方程(6), 从而得到  $C_a(t)$ , 把 20 个驱动周期  $|C_1(t)|^2$  的最小值定义为  $P_{\min}$ 。用  $P_{\min}$  来描述电子空穴的局域化程度, 例如  $P_{\min} = 1$ , 表示两个粒子能够在 20 个驱动周期内局域在一个量子点中。当驱动交变电场强度很强时, 哈密顿量((3)式中)与隧穿有关的部分可以当作微扰来处理。为此我们用微扰方法<sup>[6]</sup>求解 Floquet 方程, 从而得出准能的解析表达式。特别当  $\kappa = -n\omega$  时, 可以用简并微扰方法

求解 Floquet 方程, 此时准能的解析解具有简单形式  $\epsilon_{\pm} = \pm 2WJ_n(V/\omega)$  和 0。

利用以上的方法, 计算了准能及  $P_{\min}$  随  $V$  的变化, 结果如图 4 所示, 参数取  $W = 1$ ,  $\omega = 2$ ,  $\kappa = -8^{[6]}$ 。图 4(a) 中, 点线表示准能的数值解, 实线表示准能的微扰解析解, 比较准能的数值解和解析解可以看出, 在强场区域, 两者符合得很好。三条准能级在 4 阶贝塞耳函数零点处相交。而在弱场区,

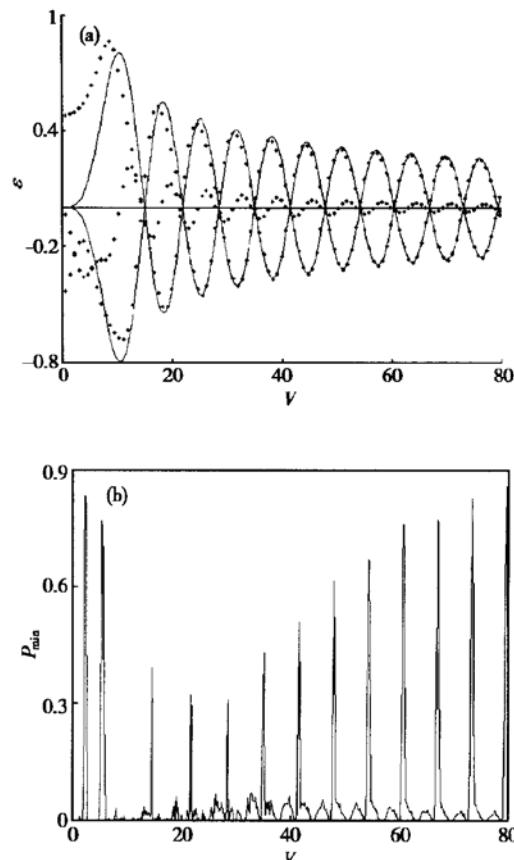


图 4 (a) 激子的准能随驱动交变电场振幅的变化 点线表示准能的严格解, 实线表示准能的微扰解; (b)  $P_{\min}$  随驱动交变电场振幅的变化。

Fig. 4 (a) Quasi-energy spectra of driven an exciton system as a function of the amplitude of the driving field for the parameters Dotted line expresses exact results, the solid line expresses perturbation theory; (b) Dependence of  $P_{\min}$  as a function of amplitude of driving AC electric field.

穿不能看成微扰, 因此准能的微扰解与数值解有较大的差别。分析  $P_{\min}$  随  $V$  的变化(图 4(b)), 在强场区域  $P_{\min}$  随  $V$  的变化出现一系列峰, 并且这些峰恰好出现在准能的交叉点处。说明强驱动场倾向使电子与空穴在空间上分离, 但在合适的交变电场驱

动下, 初始局域在一个量子点中还能保持其初始状态. 而在弱场区域,  $P_{\min}$  随  $V$  的变化出现两个明显的峰, 第一个峰明显高于第二个峰, 其位置恰好位于准能的严格交叉点处.

## 4 结论

本文利用 Floquet 定理研究了交变电场驱动下受限在量子点分子中激子的动力学行为. 通过对角化一周期时间演化因子, 得到了准能和 Floquet 态, Floquet 态可以分成不同的宇称, 相应的准能级发展成严格交叉和回避交叉. 计算表明, 对于弱场区域, 在准能级  $\epsilon_1$  与  $\epsilon_2$  的第一严格交叉点上, 初始局域态一般能够保持, 并且随电子空穴的相互作用的增强, 这种动态局域化程度得到提高. 在准能基态的两个能级  $\epsilon_1$  与  $\epsilon_3$  的两个能级的严格交叉点上, 通过调节系统的参数, 改变严格交叉和回避交叉点的相对位置, 初始局域态仍能保持其局域态. 在准能级的回避交叉点以及偏离准能交叉点上, 初始局域态不能保持, 系统的演化表现为三个 Floquet 态之间的拉比振荡. 强场区域中, 在合适的交变电场的驱动下, 初始局域态仍能保持, 并且可用微扰理论进行解释. 以上结果表明, 不仅在交变电场驱动的双量子点双电子系统实现动态局域化, 而且也能在交变电场驱动

的双量子点分子激子系统中实现动态局域化. 我们相信本文计算有可能在量子计量和量子信息处理中得到应用. 所使用的简单两点 Hubbard 模型, 可用来讨论量子点分子交变电场驱动的多激子问题.

## 参考文献

- [ 1 ] Wang Limin, et al. Effects of electric field on the Valence-bond property of an electron in a quantum-dot molecule. Chin Phys Lett, 2002, 19: 846
- [ 2 ] Grossmann F, Dittrich T, Jung P, et al. Coherent destruction of tunneling. Phys Rev Lett, 1991, 67: 516
- [ 3 ] Holthaus M. The quantum theory of ideal superlattice responding to far-infrared laser radiation. Z Phys B, 1992, 59: 251
- [ 4 ] Zhang P, Zhao X G. Quantum dynamics of a driven double quantum dot. Phys Lett A, 2000, 271: 419
- [ 5 ] Zhang P, Zhao X G. The Floquet spectrum and dynamical localization of a two-electron system driven by an alternating-current field. J Phys: Condens Matter, 2000, 12: 2351
- [ 6 ] Creffield C E, Platero G. Coherent transport in a two-electron quantum dot molecule. Phys Rev B, 2002, 65: 113304
- [ 7 ] Bayer M, et al. Coupling and entangling of quantum states in quantum dot molecules. Science, 2001, 291: 19
- [ 8 ] Burkard G, Loss D. Coupled quantum dots as quantum gates. Phys Rev B, 1999, 59: 2070

## Dynamical Localization of an Exciton Confined in Two Quantum Dot Molecular Driven by an AC Electric Field<sup>\*</sup>

Liu Chengshi, Ma Benkun and Wang Limin

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

**Abstract:** With a two-site Hubbard model and the Floquet theorem, the dynamical behaviors of an exciton confined in two quantum dots molecular are investigated. Applying AC electric field to the system, the calculation shows that the quasi-energy levels versus the amplitude of external field undergo a series of exact-crossing and avoid-crossing. At the weak regime, it is found that the initial localized state can be maintained at some exact-crossing of quasi-energies. In particular, the Coulomb interaction between electron and hole enhances this kind of dynamical localization. At the strong field regime, the dynamical localization can also be set up. The phenomena by the perturbation theory are explained, which lead to a detailed understanding of the system dynamic behaviors.

**Key words:** Floquet state; quasi-energy; localization state

**PACC:** 7340G; 7335G; 7135; 7865H

**Article ID:** 0253-4177(2003)07-0707-07

\* Project supported by the Doctorial Program of Education Ministry of China (No. 96002703)

Liu Chengshi male, was born in 1964, PhD candidate. He is primarily involved in optical and electronic character, transport feature of semiconductor self-assembled quantum dot devices.

Ma Benkun male, was born in 1933, professor and advisor of PhD candidates. His research interests include theories of semiconductor microstructures, crystal surface and interface scaling growth etc.