

文章编号: 1000-7032(2016)02-0144-07

## 抛物势量子点中强耦合双极化子量子比特的性质

额尔敦朝鲁\*, 韩 超, 张 颖

(河北科技师范学院 物理系, 河北 秦皇岛 066004)

**摘要:** 基于 LLP 幺正变换, 采用 Pekar 型变分法得到了二维量子点中强耦合双极化子的基态和第一激发态的能量和波函数, 进而构造了一个双极化子的量子比特。数值结果表明: 在量子比特内, 两电子的空间几率密度的时间振荡周期  $T_0$  随电声子耦合强度  $\alpha$ 、量子点的受限强度  $\omega_0$  以及介质的介电常数比  $\eta$  的增加而减小; 在量子比特内, 两电子的空间几率密度  $Q$  随时间  $t$ 、角坐标  $\varphi_2$  及介电常数比  $\eta$  的变化而作周期性振荡; 两电子在量子点中心附近区域出现的几率较大, 而在远离量子点中心区域出现的几率很小。

**关 键 词:** 量子点; 双极化子; 量子比特; Lee-Low-Pines-Pekar 变分法

中图分类号: O469 文献标识码: A DOI: 10.3788/fjxb20163702.0144

## Properties of Strong-coupling Bipolaron Qubit in Parabolic Potential Quantum Dot

Eerdunchaolu\*, HAN Chao, ZHANG Ying

(Department of Physics, Hebei Normal University of Science & Technology, Qinhuangdao 066004, China)

\* Corresponding Author, E-mail: eerdunchaolu@163.com

**Abstract:** On the basis of Lee-Low-Pines (LLP) unitary transformation, the eigenenergy and eigenfunction of the ground-state and the first excited state of the strong-coupling bipolaron in two-dimensional quantum dot (QD) were obtained by using the variational method of Pekar type. A qubit was formed by overlaying both the ground state and the first excited state of the bipolaron system. Numerical calculations indicate that the oscillating period  $T_0$  of qubits decreases with the increasing the electron-phonon coupling strength  $\alpha$ , the confinement strength  $\omega_0$  of the quantum dot, and the dielectric constant ratio  $\eta$ ; the distribution of the probability density  $Q$  of the electrons in quantum dot oscillates periodically with time  $t$ , angle coordinate  $\varphi_2$ , and the dielectric constant ratio  $\eta$ , and there is a maximum at near the center and zero away from the center of quantum dot.

**Key words:** quantum dot; bipolaron; qubit; Lee-Low-Pines-Pekar variational method

### 1 引 言

量子计算机 (Quantum computer, QC) 是目前信息科学的研究热点之一, 它在很多方面都可以突破现有经典信息通信的极限, 将给信息科学与

通信技术带来深刻的革命, 为计算机科学与技术的可持续发展开辟了崭新的空间。量子计算机是遵循量子力学规律进行高速数学和逻辑运算、存储及处理量子信息的物理装置, 其基本信息单位是量子比特 (Qubit)。量子比特是两个任意正交

收稿日期: 2015-10-19; 修订日期: 2015-11-09

基金项目: 河北省自然科学基金 (E2013407119); 河北省高等学校科学技术研究项目 (ZD20131008, Z2015248, Z2015219) 资助

量子态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  的叠加态  $|\text{qubit}\rangle = c_1|0\rangle + c_2|1\rangle$ , 许多两态量子系统均可作为 qubit 的载体, 如二能级原子、光子的两个偏振态、电子的两个自旋态等。近年来, 人们提出了多种实现量子比特的方案, 如离子阱<sup>[1]</sup>、核与电子自旋<sup>[2-3]</sup>、量子点<sup>[4]</sup>等。量子点具有能级结构可调、可以实现全光操作、便于实现量子比特的集成等优点, 有可能作为量子光学技术的基本单元, 因此, 许多学者<sup>[5-8]</sup>对量子点量子比特进行了研究, 获得了一系列重要结果。最近, 人们对量子点中电子与声子相互作用对量子比特的影响进行了研究。Yu 等<sup>[9]</sup>研究了单电子量子点量子比特的消相干, Xiao<sup>[10]</sup>研究了非对称量子点量子比特的电场效应, Chen 等<sup>[11]</sup>讨论了电场中抛物量子点量子比特的温度依赖性, Sun 等<sup>[12]</sup>研究了磁场对抛物量子点量子比特的消相干时间的影响。然而, 不难看出, 这些研究仅限于讨论由单极化子的基态和第一激发态构造的量子比特。据我们所知, 关于量子点中双极化子量子比特的研究工作至今尚无报道。事实上, 由于大多数人工低维结构是离子晶体或极性半导体材料制备的, 而且因维度的降低, 使得量子点结构中电子-声子相互作用变得更强(电声子耦合强度  $\alpha > 6.0$ ), 致使两个相同的电子通过声子场相互作用, 将形成双极化子的束缚态<sup>[13-15]</sup>。毫无疑问, 对这类材料的量子点结构而言, 抑制双极化子的产生既无可能也无必要。随着人工材料制备高新技术的发展, 研究其中形成的双极化子量子比特要比单研究极化子量子比特更有实际意义和潜在的应用价值。本文基于 Lee-Low-Pines (LLP) 么正变换, 采用 Pekar 型变分法, 首次研究了二维量子点中强耦合双极化子的基态和第一激发态构造的量子比特的性质。

## 2 理论模型与方法

考虑被约束在一个二维 ( $x$ - $y$  平面) 抛物势量子点中并与体纵光学 (Longitudinal optical, LO) 声子相互作用的两电子体系, 体系的 Frölich 哈密顿量<sup>[15]</sup>为

$$H = \sum_{j=1}^2 \left[ \frac{\mathbf{p}_j^2}{2m_b} + \frac{1}{2} m_b \omega_0^2 \rho_j^2 + \sum_{\mathbf{k}_j} (v_{\mathbf{k}_j} a_{\mathbf{k}_j} e^{i\mathbf{k}_j \cdot \rho_j} + v_{\mathbf{k}_j}^* a_{\mathbf{k}_j}^+ e^{-i\mathbf{k}_j \cdot \rho_j}) + \sum_{\mathbf{k}_j} \hbar \omega_{\text{LO}} a_{\mathbf{k}_j}^+ a_{\mathbf{k}_j} \right] + \frac{e^2}{\epsilon_\infty |\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2|}, \quad (1)$$

上式右边求和号中的 4 项依次表示单电子的动能、量子点的限定势、局域 LO 声子场的能量及电子-LO 声子耦合项, 最后一项表示两电子间库伦相互作用能。 $\mathbf{p}_j$  和  $\boldsymbol{\rho}_j$  ( $j = 1, 2$ ) 分别是两电子在  $x$ - $y$  平面上的动量和坐标,  $\omega_0$  为电子所受量子点的约束势强度,  $a_{\mathbf{k}_j}^+$  和  $a_{\mathbf{k}_j}$  分别是波矢为  $\mathbf{k}_j$ 、频率为  $\omega_{\text{LO}}$  的 LO 声子的产生和湮灭算符, 相互作用系数为

$$v_{\mathbf{k}_j} = \frac{\hbar \omega_{\text{LO}}}{k_j} \left[ \frac{4\pi\alpha}{V} \left( \frac{\hbar}{2m_b \omega_{\text{LO}}} \right)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

这里  $V$  是晶体的体积,  $\alpha$  是无量纲的电子-声子耦合强度:

$$\alpha = \frac{e^2}{2\hbar r_p \omega_{\text{LO}}} \left( \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right), \quad r_p = \left( \frac{\hbar}{2m_b \omega_{\text{LO}}} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

其中,  $\epsilon_\infty$  ( $\epsilon_0$ ) 为电子所处介质的高频(静态)介电常数,  $r_p$  为极化子的半径。

为了求体系的能量, 我们讨论变分函数  $U^{-1} H U$  在  $|\Psi\rangle$  态中的期待值  $\overline{H}$  的极值问题。按照变分原理

$$\delta \overline{H} = \delta \langle \Psi | U^{-1} H U | \Psi \rangle = 0, \quad (4)$$

这里

$$U = \exp \left[ \sum_{\mathbf{k}_j} (f_{\mathbf{k}_j} a_{\mathbf{k}_j}^+ - f_{\mathbf{k}_j}^* a_{\mathbf{k}_j}) \right], \quad (5)$$

是 LLP 么正变换<sup>[16]</sup>, 其中,  $f_{\mathbf{k}_j}$  和  $f_{\mathbf{k}_j}^*$  为变分参数。假设对于体系的基态和第一激发态, 高斯函数近似成立, 则依据 Pekar 类型的变分法<sup>[17]</sup>, 体系的基态尝试波函数  $|\Psi_{00}\rangle$  和第一激发态尝试波函数  $|\Psi_{01}\rangle$  分别选为

$$\begin{aligned} |\Psi_{00}\rangle &= \Psi_0(\boldsymbol{\rho}_1) \Psi_0(\boldsymbol{\rho}_2 | 0_{\text{ph}}), \\ \Psi_0(\boldsymbol{\rho}_j) &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\lambda_0^2 \rho_j^2}{2}\right) \quad (j = 1, 2), \quad (6) \\ |\Psi_{01}\rangle &= \Psi_0(\boldsymbol{\rho}_1) \Psi_1(\boldsymbol{\rho}_2 | 0_{\text{ph}}), \\ \Psi_1(\boldsymbol{\rho}_j) &= \frac{\lambda_1}{\sqrt{\pi}} \rho_j \exp\left(-\frac{\lambda_1^2 \rho_j^2}{2}\right) \exp(\pm i\varphi_j) \quad (j = 1, 2), \end{aligned} \quad (7)$$

其中,  $\lambda_0$  和  $\lambda_1$  为变分参数,  $\Psi_0(\boldsymbol{\rho}_j)$  和  $\Psi_1(\boldsymbol{\rho}_j)$  分别表示单电子基态和第一激发态试探波函数,  $|0_{\text{ph}}\rangle$  是声子的真空态。将式(1)~(3)和式(5)~(7)代入式(4)中, 可确定变分参数  $f_k$ ,  $f_k^*$ ,  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$ 。再经过冗长的计算, 得到双极化子体系的基态能量和第一激发态能量分别为

$$E_0(\lambda_0) = \langle \Psi_{00} | H | \Psi_{00} \rangle =$$

$$\left(2r_p^2\lambda_0^2 + \frac{\omega_0^2}{2r_p^2\lambda_0^2\omega_{L0}^2} - \sqrt{2\pi}\alpha r_p\lambda_0\right)\hbar\omega_{L0} + E_c^{(0)}, \quad (8)$$

$$E_1(\lambda_0, \lambda_1) = \langle \Psi_1 | H | \Psi_1 \rangle = \left(r_p^2\lambda_0^2 + \frac{\omega_0^2}{4r_p^2\lambda_0^2\omega_{L0}^2} - \sqrt{\frac{\pi}{2}}\alpha r_p\lambda_0 + 2r_p^2\lambda_1^2 + \frac{\omega_0^2}{2r_p^2\lambda_1^2\omega_{L0}^2} - \frac{11}{32}\sqrt{2\pi}\alpha r_p\lambda_1\right)\hbar\omega_{L0} + E_c^{(1)}, \quad (9)$$

$$E_c^{(0)} = \frac{2\lambda_0^4 r_p^4 \alpha \hbar \omega_{L0}}{\pi^2(1-\eta)} \int_0^\infty dx_1 \int_0^\infty dx_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \cdot x_1 x_2 \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{2} r_p^2 \lambda_0^2\right) \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2 - 2x_1 x_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}}, \quad (10)$$

$$E_c^{(1)} = \frac{2\lambda_0^2 \lambda_1^4 r_p^6 \alpha \hbar \omega_{L0}}{\pi^2(1-\eta)} \int_0^\infty dx_1 \int_0^\infty dx_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \cdot x_1 x_2^3 \exp\left(-\frac{\lambda_0^2 x_1^2 + \lambda_1^2 x_2^2}{2} r_p^2\right) \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2 - 2x_1 x_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}}, \quad (11)$$

式中  $\eta = \varepsilon_\infty / \varepsilon_0$  称为介质的介电常数比。至此, 可以构造一个二能级体系, 当电子处于叠加态

$$\Psi(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ |\Psi_{00}\rangle \exp\left(-i \frac{E_0}{\hbar} t\right) + |\Psi_{01}\rangle \exp\left(-i \frac{E_1}{\hbar} t\right) \right], \quad (12)$$

时, 即构成一个量子点双极化子量子比特, 量子比特内两电子的几率密度为

$$Q(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, t) = |\Psi(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, t)|^2, \quad (13)$$

它随时间  $t$  做振荡的周期  $T_0$  为

$$T_0 = \frac{2\pi\hbar}{E_1 - E_0}. \quad (14)$$

### 3 结果与讨论

为了直观地揭示准二维量子点中双极化子的基态能量  $E_0$ 、第一激发态能量  $E_1$ 、量子比特内电子的几率密度  $Q$  及其随时间变化的周期  $T_0$  随量子点的受限强度  $\omega_0$ 、介电常数比  $\eta$ 、电子-声子耦合强度  $\alpha$  的变化规律, 我们给出了数值计算结果, 如图 1~7 所示。图中各量采用极化子单位 ( $2m_b = \hbar = \omega_{L0} = 1$ )。

图 1 描写了双极化子基态能量  $E_0$  和第一激发态能量  $E_1$  在不同电声子耦合强度  $\alpha$  下随量子点的受限强度  $\omega_0$  (a) 和介质的介电常数比  $\eta$  (b) 的变化。由图 1(a)、(b) 可以看出, 双极化子的

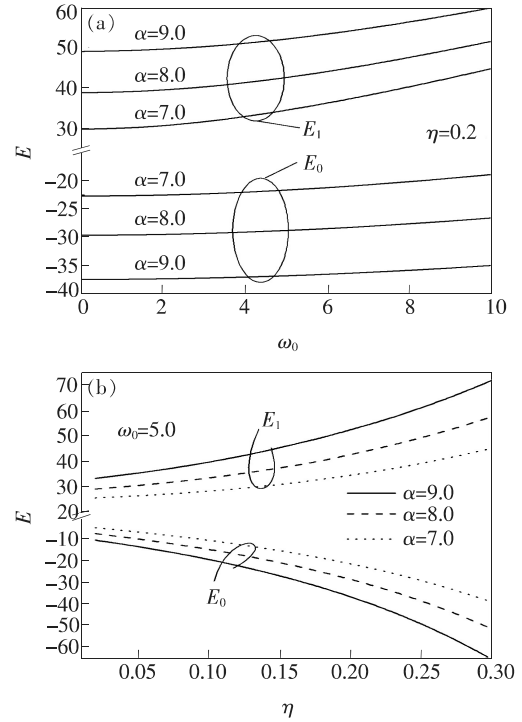


图 1 双极化子的基态能量  $E_0$  和第一激发态能量  $E_1$  在不同电声耦合强度  $\alpha$  下随受限强度  $\omega_0$  (a) 及介电常数比  $\eta$  (b) 的变化

Fig. 1 Variations of ground state energy  $E_0$  and the first excited state energy  $E_1$  of bipolaron with the confinement strength  $\omega_0$  (a) and the dielectric constant ratio  $\eta$  (b) at different electron-phonon coupling strength  $\alpha$

基态能级  $E_0 < 0$ , 而且基态能级掉得很低。这表明基态双极化子将处于较为稳定的束缚态, 激发它需很大能量。因此, 双极化子的第一激发态应该是由一个电子留在单粒子基态, 而另一个电子被激发至单粒子第一激发态所形成。这就是本文选取式(6)为双极化子基态试探波函数及式(7)为第一激发态试探波函数的依据之一。由图 1(a) 可以看出, 基态能量的绝对值  $|E_0|$  随  $\omega_0$  的增加而减小, 而第一激发态能量  $E_1$  随  $\omega_0$  增加而增大; 在  $\omega_0$  给定时,  $|E_0|$  和  $E_1$  都随  $\alpha$  增加而增大。由图 1(b) 可以看出,  $|E_0|$  和  $E_1$  均随  $\eta$  的增加增大。物理原因分析如下: 由于双极化子的能量当中的电声子相互作用能总是小于 0<sup>[18]</sup>, 所以由电子-声子耦合引起的两极化子间的相互作用是吸引力。在基态下, 电声子相互作用能的绝对值大于激发态下电声子相互作用能的绝对值, 这是因为体系处于基态时声子被激发的几率比激发态更大, 致使基态双极化子周围声子平均数多于激发态双极化子周围声子平均数, 导致基态双极

化子的电声子相互作用要比激发态更强,以至于电声子相互作用能在基态能量中占主导地位,而在激发态中却不是。在激发态中,库仑势和量子点的约束势的能量变得更加重要,且它们的取值都是正定的,这可以说明图1中为什么双极化子的基态能量总是负的,而激发态能量不是,且两者随 $\alpha$ 、 $\eta$ 和 $\omega_0$ 的变化规律也不尽相同的物理原因。

图2表示了振荡周期 $T_0$ 在不同电声耦合强度 $\alpha$ 下随受限强度 $\omega_0$ (a)和介电常数比 $\eta$ (b)的变化。由图2(a)可以看出, $T_0$ 随 $\omega_0$ 的增加而减小。这是由 $E_0$ 、 $E_1$ 的正负号及其随 $\omega_0$ 的变化规律不同导致的。由图1(a)可以看出,随着 $\omega_0$ 的增加, $E_1$ 随 $\omega_0$ 的增大而增加,而基态能量是负的,其绝对值 $|E_0|$ 随受限强度 $\omega_0$ 的增大而减小,且减小的幅度比 $E_1$ 随 $\omega_0$ 的增大的幅度小,这使得能级差 $\Delta E = E_1 - E_0$ 随 $\omega_0$ 的增加而增大,导致 $T_0$ 随 $\omega_0$ 的增加而减小。当 $\omega_0$ 给定时, $T_0$ 随 $\alpha$ 的增加而减小。由图1(a)、(b)可以看出,随着 $\alpha$ 的增大,不仅 $|E_0|$ 随之增加,而且 $E_1$ 也随之增加。这是因为对双极化子的激发态而言,尽管电声子相互作用不再占主导,但它也通过影响库仑

能( $2\alpha/(1-\eta)$ )来抬高激发态的能量,使得能级差 $\Delta E = E_1 - E_0$ 随 $\alpha$ 的增加而增大,导致 $T_0$ 随 $\alpha$ 的增加而减小。由图1(b)可以看出, $T_0$ 随 $\eta$ 的增加而减小。这是因为随着 $\eta$ 的增加,不仅 $E_1$ 增大,基态能量的绝对值 $|E_0|$ 也增大。当介电常数比 $\eta$ 增大时,尽管两电子间库伦排斥力增加,但同时因两电子间空间电场强度的增大,势必引起两电子间介质的极化加强,以此进一步推高占据主导地位的电声子相互作用能,使得能级差 $\Delta E = E_1 - E_0$ 随 $\eta$ 的增加而增大,导致 $T_0$ 随 $\eta$ 的增加而减小。

图3(a)描写了几率密度 $Q$ 在介电常数比 $\eta=0.2$ 、电声子耦合强度 $\alpha=7.0$ 、电子坐标 $\rho_1 = \rho_2 = 2.0$ 和 $\varphi_2 = \pi$ 、时间 $t=0.5$  ps时随量子点受限强度 $\omega_0$ 的变化;图3(b)描写了几率密度 $Q$ 在受限强度 $\omega_0$ 、耦合强度 $\alpha=7.0$ 、电子坐标 $\rho_1 = \rho_2 = 2.0$ 和 $\varphi_2 = \pi$ 、时间 $t=0.5$  ps时随介电常数比 $\eta$ 的变化。由图3(a)可见, $Q$ 随 $\omega_0$ 的增加而先减小至一最小值,然后迅速增大。由图3(b)可见, $Q$ 随 $\eta$ 的增大而振荡上升。

图4描写了几率密度 $Q$ 在给定参数 $\eta=0.2$ 、

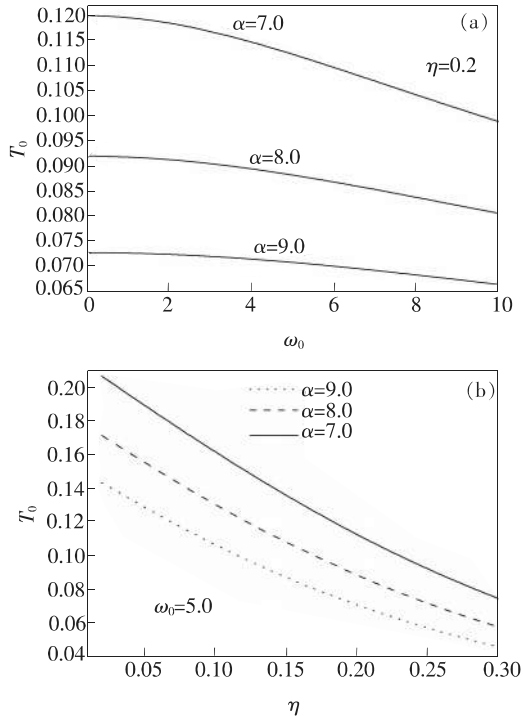


图2 振荡周期 $T_0$ 在不同电声耦合强度 $\alpha$ 下随受限强度 $\omega_0$ (a)及介电常数比 $\eta$ (b)的变化

Fig. 2 Variations of oscillation period  $T_0$  with the confinement strength  $\omega_0$ (a) and the dielectric constant ratio  $\eta$  (b) at different electron-phonon coupling strength  $\alpha$

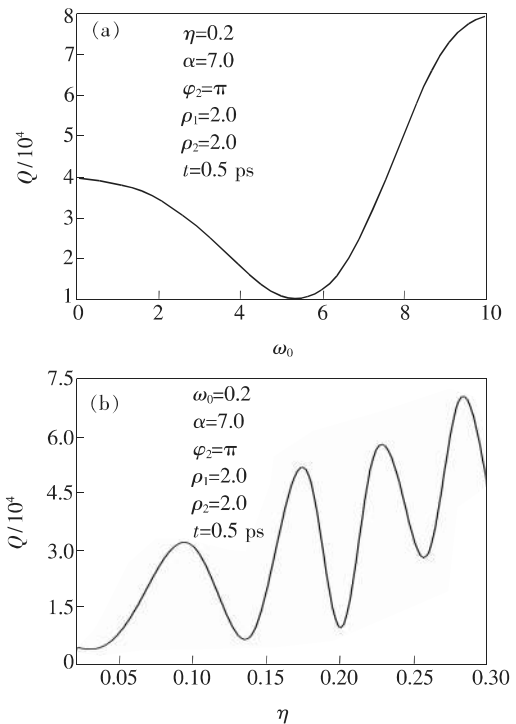
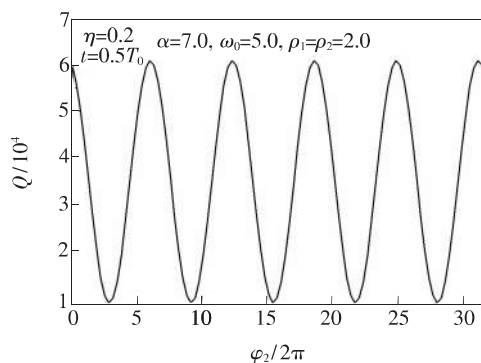


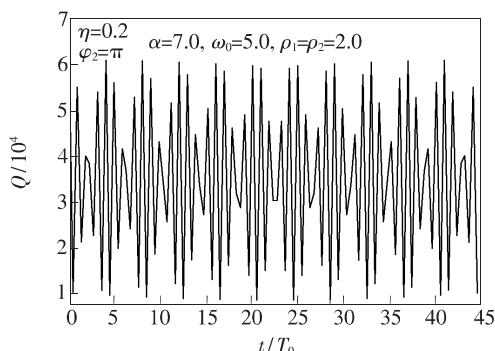
图3 几率密度 $Q$ 随受限强度 $\omega_0$ (a)和介电常数比 $\eta$ (b)的变化

Fig. 3 Variations of the probability density  $Q$  with the confinement strength  $\omega_0$  (a) and the dielectric constant ratio  $\eta$  (b)

图 4 几率密度  $Q$  随极角  $\varphi_2$  的变化Fig. 4 Variations of the probability density  $Q$  with polar angle  $\varphi_2$ 

$\alpha = 7.0$ 、 $\omega_0 = 5.0$ 、 $\rho_1 = \rho_2 = 2.0$ 、 $t = 0.5T_0$  时随极角  $\varphi_2$  的变化。由图 4 可以看出,  $Q$  随  $\varphi_2$  的增加而以  $2\pi$  的 6.28 倍为周期作等幅振荡变化。

图 5 描写了几率密度  $Q$  在给定参数  $\eta = 0.2$ 、 $\alpha = 7.0$ 、 $\omega_0 = 5.0$ 、 $\rho_1 = \rho_2 = 2.0$ 、 $\varphi_2 = \pi$  时随时间  $t$  的变化。由图 5 可以看出,  $Q$  随  $t$  的增加而以  $T_0$  为周期作调幅振荡变化。

图 5 几率密度  $Q$  随时间  $t$  的变化Fig. 5 Variations of the probability density  $Q$  with time  $t$ 

综上所述,量子比特内两电子的空间几率密度  $Q$  随时间  $t$ 、角坐标  $\varphi$  及介质的介电常数比  $\eta$  作周期性振荡变化,从物理上讲这是双极化子叠加态的波动性的表现。具体来说,双极化子的几率波的相位变化取决于时间  $t$ 、角坐标  $\varphi$  及介质的介电常数比  $\eta$ 。

图 6(a) 描写了几率密度  $Q$  在给定参数  $\eta = 0.2$ 、 $\alpha = 7.0$ 、 $\rho_1 = 2.0$ 、 $\varphi_2 = \pi$ 、 $t = 0.5T_0$  及不同受限强度  $\omega_0$  下随电子坐标  $\rho_2$  的变化;图 6(b) 描写了几率密度  $Q$  在给定参数  $\eta = 0.2$ 、 $\omega_0 = 5.0$ 、 $\rho_1 = 2.0$ 、 $\varphi_2 = \pi$ 、 $t = 0.5T_0$  和不同电声耦合强度  $\alpha$  下随电子坐标  $\rho_2$  的变化。由图 6(a) 可以看出,当  $\rho_2$  较小(一般  $\rho_2 < 3.0$ ) 时,  $Q$  随  $\rho_2$  的增大而先显

著减小至一最小值,然后以小幅缓慢增大至一极大值,最后以小幅缓慢减小至 0;同时,  $\omega_0$  对  $Q$  随  $\rho_2$  的变化有一定影响,即不同  $\omega_0$  对应的各  $Q$ - $\rho_2$  曲线随  $\omega_0$  的增加而整体向左上移。由图 6(b) 可以看出,  $Q$  在不同  $\alpha$  下随  $\rho_2$  的变化规律与图 6(a) 描写的在不同  $\omega_0$  下  $Q$  随  $\rho_2$  的变化规律相似。综合图 6(a) 和 (b) 可以得出这样的结论:电子 2 在靠近量子点的中心( $\rho_2 < 3.0$ ) 区域出现的几率较大,而在远离量子点中心区域出现的几率很小。

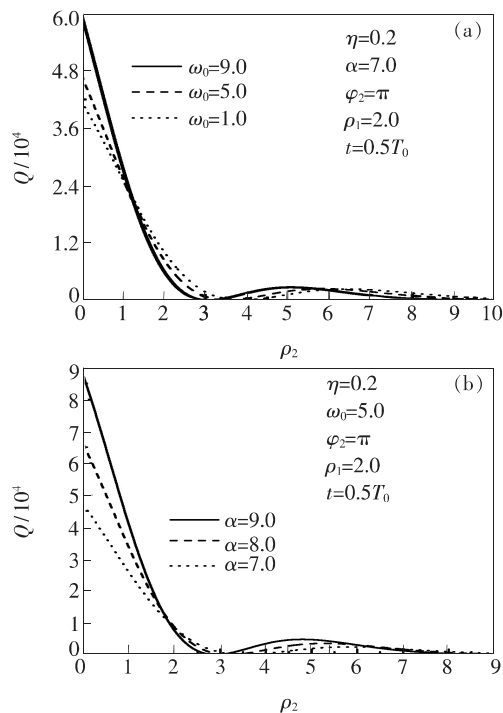
图 6 几率密度  $Q$  在不同受限强度  $\omega_0$  (a) 和不同电声耦合强度  $\alpha$  (b) 下随坐标  $\rho_2$  的变化Fig. 6 Variations of the probability density  $Q$  with coordinate  $\rho_2$  at the confinement strength  $\omega_0$  (a) and different electron-phonon coupling strength  $\alpha$  (b)

图 7(a) 描写了几率密度  $Q$  在给定参数  $\eta = 0.2$ 、 $\alpha = 7.0$ 、 $\rho_1 = 2.0$ 、 $\varphi_2 = \pi$ 、 $t = 0.5T_0$  及不同受限强度  $\omega_0$  下随坐标  $\rho_1$  的变化;图 7(b) 描写了几率密度  $Q$  在给定参数  $\eta = 0.2$ 、 $\omega_0 = 5.0$ 、 $\rho_2 = 2.0$ 、 $\varphi_2 = \pi$ 、 $t = 0.5T_0$  和不同电声耦合强度  $\alpha$  下随坐标  $\rho_1$  的变化。由图 7(a) 可以看出,  $Q$  随  $\rho_1$  的增加而显著减小并趋向 0;  $\omega_0$  对  $Q$  随  $\rho_1$  的变化有一定影响,即不同  $\omega_0$  对应的各  $Q$ - $\rho_1$  曲线随  $\omega_0$  的增加而上移。由图 7(b) 可以看出,  $\alpha$  对  $Q$  随  $\rho_1$  的变化也有一定影响,即不同  $\alpha$  对应的各  $Q$ - $\rho_1$  曲线随  $\alpha$  的增加而整体上移。综合图 7(a) 和 (b) 可以看出,电子 1 在量子点中心附近区域出现的几

率较大,但范围比电子2要大一些( $\rho_1 < 5.0$ ),而

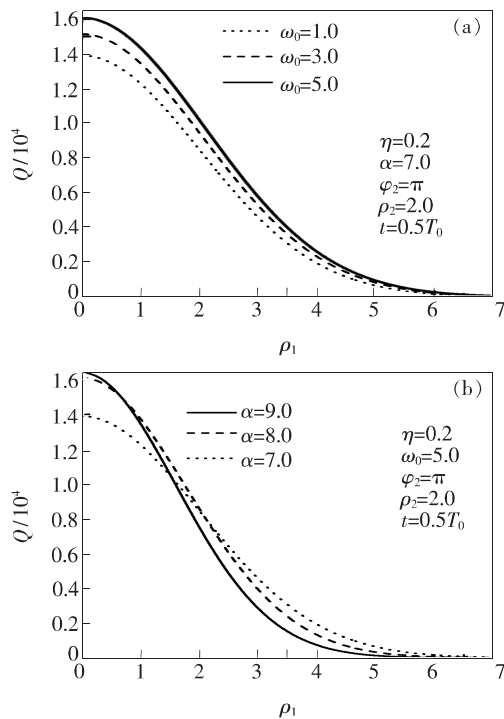


图7 几率密度  $Q$  在不同受限强度  $\omega_0$  (a) 和不同电声耦合强度  $\alpha$  (b) 下随坐标  $\rho_1$  的变化

Fig. 7 Variations of the probability density  $Q$  with coordinate  $\rho_1$  at the confinement strength  $\omega_0$  (a) and different electron-phonon coupling strength  $\alpha$  (b)

在远离量子点中心区域出现的几率很小。可以这样理解上述图6和图7表示的电子在量子点中心附近区域出现的几率较大的现象,是由于量子点的简谐限定势在中心小、电子在中心时系统能量低所致。

## 4 结 论

讨论了被约束在二维抛物势量子点中并与LO声子强耦合(电声子耦合强度  $\alpha > 6.0$ )的两电子体系。基于LLP幺正变换,采用Pekar型变分法得到了强耦合双极化子的基态、第一激发态能量及波函数,进而构造了一个量子点双极化子的量子比特。数值结果表明:在量子比特内,两电子的几率密度的时间振荡周期  $T_0$  随电声子耦合强度  $\alpha$ 、量子点受限强度  $\omega_0$  以及介质的介电常数比  $\eta$  的增加而减小;在量子比特内,两电子的空间几率密度  $Q$  随时间  $t$ 、角坐标  $\varphi_2$  及介质的介电常数比  $\eta$  的变化作周期性振荡;电子在量子点中心附近区域出现的几率较大,而在远离量子点中心区域出现的几率极小。

下一步的工作将在本文研究基础上,进一步探究调控量子点中双极化子二能级体系的物理方法,以该量子比特为载体,构造物理上可操控的量子信息处理和量子计算方案。

## 参 考 文 献:

- [1] CIRAC J I, ZOLLER P. Quantum computations with cold trapped ions [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74(20): 4091-4094.
- [2] GERSHENFELD N A, CHUANG I L. Bulk spin-resonance quantum computation [J]. *Science*, 1997, 275(5298): 350-356.
- [3] KANE B E. A silicon-based nuclear spin quantum computer [J]. *Nature*, 1998, 393(6681):133-137.
- [4] LOSS D, DIVINCENZO D P. Quantum computation with quantum dots [J]. *Phys. Rev. A*, 1998, 57(1):120-126.
- [5] KYRIAKIDIS J, PENNEY S J. Coherent rotations of a single spin-based qubit in a single quantum dot at fixed Zeeman energy [J]. *Phys. Rev. B*, 2005, 71(12):125332-1-5.
- [6] FURUTA S, BARNES C H W, DORAN C J L. Single-qubit gates and measurements in the surface acoustic wave quantum computer [J]. *Phys. Rev. B*, 2004, 70(20):205320-1-12.
- [7] LI S S, LONG G L, BAI F S, et al.. Quantum computing [J]. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 2001, 98(21): 11847-11848.
- [8] LI S S, XIA J B, LIU J L, et al.. InAs/GaAs single-electron quantum dot qubit [J]. *J. Appl. Phys.*, 2001, 90(12): 6151-6155.
- [9] YU Y F, LI W P, YIN J W, et al.. The decoherence of single electron quantum dot qubit [J]. *Int. J. Theor. Phys.*, 2011, 50(11):3322-3328.
- [10] XIAO J L. The effect of electric field on an asymmetric quantum dot qubit [J]. *Quant. Inf. Proc.*, 2013, 12(12):3707-3716.

- [11] CHEN Y J, XIAO J L. The temperature effects on the parabolic quantum dot qubit in the electric field [J]. *J. Low Temp. Phys.*, 2013, 170(1-2):60-67.
- [12] SUN Y, DING Z H, XIAO J L. Effects of magnetic field on the coherence time of a parabolic quantum dot qubit [J]. *J. Low Temp. Phys.*, 2014, 177(3-4):151-156.
- [13] EERDUNCHAOLU, XIN W. Temperature dependence of the properties of strong-coupling bipolaron in a quantum dot [J]. *Phys. B*, 2011, 406(3):358-362.
- [14] XIAO J L. Properties of a strong coupling bipolaron in an asymmetric quantum dot [J]. *J. Low Temp. Phys.*, 2014, 174(5-6):284-291.
- [15] ZHAO Y W, HAN C, XIN W, *et al.*. Spin polarization ground state of quasi-2D magneto-bipolarons in the strong-coupling limit [J]. *Superlattices Microstruct.*, 2014, 74:198-205.
- [16] LEE T D, LOW F E, PINES D. The motion of slow electrons in a polar crystal [J]. *Phys. Rev.*, 1953, 90(2):297-302.
- [17] YILDIRIM T, ERCELEBI A. The ground-state description of the optical polaron *versus* the effective dimensionality in quantum-well-type systems [J]. *J. Phys. Condens. Matter*, 1991, 3(10):1271-1277.
- [18] 额尔敦朝鲁, 白旭芳, 韩超. 抛物量子点中强耦合磁双极化子内部激发态性质 [J]. *物理学报*, 2014, 63(2): 027501-1-8.
- EERDUNCHAOLU, BAI X F, HAN C. Properties of the internal excited state of the strong-coupling magneto-bipolaron in a parabolic quantum dot [J]. *Acta Phys. Sinica*, 2014, 63(2): 027501-1-8. (in Chinese)



额尔敦朝鲁(1960 -),男,内蒙古奈曼旗人,教授,硕士生导师,1982年于内蒙古民族大学获得学士学位,主要从事凝聚态光学性质方面的研究。

E-mail: eerdunchaolu@163.com