

抛物量子点中强耦合磁双极化子内部激发态性质*

额尔敦朝鲁^{1)†} 白旭芳²⁾ 韩超¹⁾

1)(河北科技师范学院物理系, 秦皇岛 066004)

2)(内蒙古民族大学物理与电子信息学院, 通辽 028043)

(2013年10月6日收到; 2013年10月24日收到修改稿)

基于Lee-Low-Pines么正变换, 采用Pekar类型变分法研究了抛物量子点中强耦合磁双极化子的内部激发态性质, 当考虑自旋和外磁场影响时, 推导出二维量子点中强耦合磁双极化子基态的能量 E_0 , 声子平均数 $\bar{N}_0$ 以及第一激发态的能量 E_1 , 声子平均数 $\bar{N}_1$ 随量子点受限强度 ω_0 , 介电常数比 η , 电子-声子耦合强度 α 和磁场的回旋共振频率 ω_C 的变化规律. 结果表明, 磁双极化子的基态能量 E_0 和第一激发态能量 E_1 由两电子的单粒子能量 E_E , 两电子间库仑相互作用能 E_C , 电子自旋与磁场相互作用能 E_s 和电子-声子相互作用能 E_{e-ph} 四部分组成; 单粒子“轨道”运动与磁场相互作用导致了第一激发态能级 E_1 分裂为 $E_1^{(1+1)}$, $E_1^{(1-1)}$ 两条, 而电子自旋-磁场相互作用的效应又使基态和第一激发态的各能级均产生了三条“精细结构”; $\bar{N}_0$ 和 $\bar{N}_1$ 随 ω_0 , α 和 ω_c 的增加而增大, E_{e-ph} 的取值总是小于零, 其绝对值随 α , ω_0 和 ω_c 的增加而增大; 电子-声子相互作用的效应是束缚态磁双极化子形成的有力因素, 而限定势和电子之间的库仑排斥能的存在不利于束缚态磁双极化子的形成; 能量为 $E_1^{(1-1)}$ 的磁双极化子要比能量为 $E_1^{(1+1)}$ 的磁双极化子更容易且更稳定地处于束缚态.

关键词: 量子点, 磁双极化子, 内部激发态

PACS: 78.67.Hc, 71.38.-k, 71.38.Mx

DOI: 10.7498/aps.63.027501

1 引言

随着微纳制造技术的出现和日臻发展, 极大地推动了人们对低维系统的广泛研究^[1-3], 尤其是近年来对纳米半导体量子点的研究更为引人注目^[4-6], 已成为量子功能器件研究领域的一个热点. 量子点是一种人造微结构, 人们通过控制门电压, 可以使量子点内的电子从1开始逐个增加, 从而形成少电子系统. 具有电子-电子关联的最简单量子点包含两个电子, 两个电子量子点也称为氦量子点或量子点分子, Kastner等^[7]又把量子点比拟为“人造原子”. 而其维度、约束势的形状、能级结构和被约束电子的数目的可控性又使量子点迥异于一一般的分子和原子. 因此, 可以利用人工控制其系统参量的量子点来构造qubit, 从而实现固态量

子计算的方案引起了人们的广泛关注. Loss等^[8,9]研究了利用耦合单量子点的自旋态实现量子计算机的方案. Harju等^[10]研究了磁场下双电子量子点分子的总自旋随磁场强度和量子点间距离变化的位相图, 从物理上证明了这种双电子量子点分子有可能被用来实现一个量子计算的基本单元qubit. 陈早生等^[11]研究了磁场中二维有限深抛物形量子点中双电子的电子态, 发现系统的基态总自旋 S 可以通过改变磁场的大小进行调制, 由此可以设计利用 $S=0$ 和 $S=1$ 两个自旋态组成一个量子比特.

由于在离子晶体或极性半导体量子点结构中, 两个相同的电子通过声子场相互作用, 能够形成双极化子的束缚态^[12]. 这类研究有助于对低维纳米结构中的电子-声子相互作用的深入理解, 另一方面, 它与铜氧化物高温超导体的双极化子机制^[13], 有机磁电导现象的双极化子机理^[14,15]等密

* 河北省自然科学基金(批准号: E2013407119) 和河北省高等学校科学技术研究重点项目(批准号: ZD20131008)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: eerdunchaolu@163.com

切相关. 因而, 近年来量子点中双极化子的研究正逐渐引起重视. Pokatilov 等^[16]在 Feynman 路径积分框架内研究了椭圆形量子点中双极化子的状态, 对电子-声子强耦合情形, Senger 和 Erçelebi^[17]讨论了球形量子点中双极化子的稳态判据. Ruan 等^[18]采用 Feynman 变分路径理论研究了抛物量子阱中双极化子的基态能量. Hohenadler 和 Littlewood^[19]采用蒙特卡罗模拟方法研究了二维晶格与谐波约束下的量子点模型中双极化子. Fai 等^[20]采用 Feynman 变分原理研究了球形抛物限势下准零维量子点中双极化子的状态. 最近, 本文作者^[21,22]研究了抛物量子点中双极化子的诱生势、有效势和有效质量的温度依赖性. 据目前所知, 人们对外磁场中双极化子 (以下称为磁双极化子, magneto-bipolaron) 自旋极化态性质的研究工作尚无报道. 本文基于 Lee-Low-Pines 变分法, 采用 Pekar 类型的变分法研究了磁场、电子自旋、纵光学 (longitudinal optical, LO) 声子效应和量子尺寸效应对抛物量子点中磁双极化子的基态和内部激发态的影响.

2 理论模型与方法

考虑被约束在一个二维 (x - y 平面) 抛物势量子点中与 LO 相互作用的两电子体系, 设外磁场 $\mathbf{B}$ 沿 z 轴方向, 则体系的 Frölich 哈密顿量为^[21]

$$H = \frac{1}{2m_b} \sum_{j=1}^2 (\mathbf{p}_j + e\mathbf{A}_j)^2 + \frac{1}{2}m_b\omega_0^2 \sum_{j=1}^2 \rho_j^2 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0|\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2|} + \frac{1}{2}g^*\mu_B\mathbf{B} \sum_{j=1}^2 \boldsymbol{\sigma}_{jz} + \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega_{LO} a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + \sum_{j=1}^2 \sum_{\mathbf{k}} (v_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}_j} + v_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}}^+ e^{-i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}_j}) \quad (1)$$

上式前两项表示两电子的单粒子能量 (其中第二项表示量子点的限定势)、第三项表示两电子间库仑相互作用能, 第四项表示电子自旋与外磁场相互作用能, 第五项表示局域 LO 声子场的能量, 最后一项表示电子-LO 声子耦合项; $\mathbf{A}_j = \mathbf{B}(y_j, x_j, 0)/2$ ($j = 1, 2$) 是在电子处的矢势, $\mathbf{p}_j$ 和 $\boldsymbol{\rho}_j$ ($j = 1, 2$) 分别是电子在 x - y 平面上的动量和矢量坐标, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 是 Pauli 算符, μ_B 是玻尔磁子, ϵ 是电子运动所处介质的相对介电常数, ω_0 为电子所受量子点约束势强度, g^* 是朗德因子, $a_{\mathbf{k}}^+$ 和 $a_{\mathbf{k}}$ 分别

是波矢为 $\mathbf{k}$ 、频率为 ω_{LO} 的 LO 声子的产生和湮灭算符. 相互作用系数为

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

这里 V 是晶体的体积, α 是无量纲的电子-声子耦合强度.

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

其中, $\epsilon_\infty(\epsilon_0)$ 是高频 (静态) 介电常数.

为了求体系的能量, 讨论变分函数 $U_2^{-1}U_1^{-1}HU_1U_2$ 在 $|\Psi\rangle$ 态中的期待值

$$\bar{H} = \langle \Psi | U_2^{-1}U_1^{-1}HU_1U_2 | \Psi \rangle \quad (4)$$

的极值问题, 这里

$$U_1 = \exp \left(-i \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}_1 \right) \times \exp \left(-i \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}_2 \right), \quad (5)$$

$$U_2 = \exp \left[\sum_{\mathbf{k}} (f_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^+ - f_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}}) \right] \quad (6)$$

是 Lee-Low-Pines (LLP) 么正变换^[23], 其中, $f_{\mathbf{k}}$ 和 $f_{\mathbf{k}}^*$ 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^[24], 体系的尝试波函数 $|\Psi\rangle$ 可以选为

$$|\Psi_l\rangle = \psi_l(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) |n_{\mathbf{k}}\rangle |S, M_s\rangle \quad (l = 0, 1), \quad (7)$$

其中, $\psi_l(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \phi_{n_1, m_1}(\boldsymbol{\rho}_1) \phi_{n_2, m_2}(\boldsymbol{\rho}_2)$ 是两电子的“轨道”运动的波函数, 式中 $\phi_{n, m}(\boldsymbol{\rho})$ 是频率为 ω_e , 能量为 $E_{n, m} = (2n + |m| + 1)\hbar\omega_e$ ($n = 0, 1, 2, \dots; m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $\omega_e = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2/4}$; $\omega_c = eB/m_b$) 的二维谐振子的本征函数:

$$\phi_{n, m}(\boldsymbol{\rho}) = \phi_{n, m}(\rho, \varphi) = N \times (\lambda\rho)^{|m|} e^{-\frac{\lambda^2 \rho^2}{2}} \times F \left(-n, |m| + 1, \frac{\lambda^2 \rho^2}{2} \right) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi}, \quad (8)$$

其中, $F(-n, |m| + 1, \lambda^2 \rho^2/2)$ 是超几何函数, N 为归一化系数, λ 为变分参数. 对于体系的基态: $\psi_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \phi_{0,0}(\boldsymbol{\rho}_1) \phi_{0,0}(\boldsymbol{\rho}_2)$; 第一激发态: $\psi_1(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \phi_{0,0}(\boldsymbol{\rho}_1) \phi_{0,\pm 1}(\boldsymbol{\rho}_2)$. $|n_{\mathbf{k}}\rangle$ 是声子态; $|S, M_s\rangle$ 是两电子体系的自旋波函数^[25], $S = 0, 1$ 为总自旋量子数, $M_s = -S, -S + 1, \dots, S$ 为总自旋磁量子数.

将(1)–(3)和(5)–(8)式代入(4)式中,再求 $\bar{H}$ 对 $f_{\mathbf{k}}$, $f_{\mathbf{k}}^*$, λ_1 和 λ_2 的变分极值,经过冗长的计算,可以得到体系的基态能量和第一激发态能量

$$E_l = E_e^{(l)} + E_C^{(l)} + E_s + E_{e-ph}^{(l)} \quad (l = 0, 1), \quad (9)$$

其中, $E_e^{(l)}$, $E_C^{(l)}$, E_s 和 $E_{e-ph}^{(l)}$ 分别表示两电子的单粒子“轨道”运动能量、两电子间库仑相互作用能、电子自旋与磁场相互作用能和电子-声子相互作用能, $l = 0$ 和 1 分别对应磁双极化子的基态和第一激发态. 考虑到篇幅所限,下面只给出 $E_C^{(1)}$ 和 $E_{e-ph}^{(1)}$ 的表达式:

$$\begin{aligned} E_C^{(1)} = & -\frac{\alpha\hbar\omega_{LO}}{16\pi^3(1-\eta)}\left(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2\right)^{3/2} \\ & \times \int_0^\infty d\rho_1 \int_0^\infty d\rho_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \\ & \times \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{2} \times \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2}\right) \\ & \times \frac{\rho_1\rho_2^3}{\sqrt{\rho_1^2 + \rho_2^2 + 2\rho_1\rho_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}}, \quad (10) \\ E_{e-ph}^{(1)} = & -\frac{\alpha\hbar\omega_{LO}}{16\pi^3}\left(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2\right)^3 \\ & \times \int_0^\infty d\mathbf{k}_{||} \int_0^\infty d\rho_1 \int_0^\infty d\rho_2 \\ & \times \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \\ & \times \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{2} \times \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2}\right) \\ & \times \frac{\rho_1\rho_2^3}{u_l^2 + \mathbf{k}_{||}^2} \cos^2\left[\frac{1}{2}\mathbf{k}_{||}\cos\left(\mathbf{k}_{||}\cos\theta\right.\right. \\ & \left.\left.\times \sqrt{\rho_1^2 + \rho_2^2 + 2\rho_1\rho_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}\right)\right], \quad (11) \end{aligned}$$

其中 $\eta = \varepsilon_\infty/\varepsilon_0$ 称为介电常数比. 利用变分参量 $f_{\mathbf{k}}$, $f_{\mathbf{k}}^*$, λ_1 和 λ_2 ,还可算出电子-声子相互作用体系的声子平均值 $\bar{N}_l^T$

$$\begin{aligned} \bar{N}_l^T = & \left\langle \Psi_l | U_1^{-1} U_2^{-1} \sum_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} U_1 U_2 | \Psi_l \right\rangle \\ = & \sum_{\mathbf{k}} \bar{n}_{\mathbf{k}} + \bar{N}_l \quad (l = 0, 1), \quad (12) \end{aligned}$$

其中 $\bar{N}_l$ 表示磁双极化子的声子平均数,对于第一激发态

$$\begin{aligned} \bar{N}_1 = & \frac{\alpha}{32\pi^3} \left(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2\right)^{3/2} \int_0^\infty d\mathbf{k}_{||} \int_0^\infty d\rho_1 \\ & \times \int_0^\infty d\rho_2 \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \frac{\rho_1\rho_2^3}{(u_l^2 + \mathbf{k}_{||}^2)^2} \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{2}\right) \\ & \times \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2} \cos^2\left[\frac{1}{2}\mathbf{k}_{||}\cos\theta\right. \\ & \left.\times \sqrt{\rho_1^2 + \rho_2^2 + 2\rho_1\rho_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}\right]. \quad (13) \end{aligned}$$

3 结果与讨论

由(9)–(13)式可知,量子点中磁双极化子的基态能量 E_0 和声子平均数 $\bar{N}_0$,第一激发态能量 E_1 和声子平均数 $\bar{N}_1$ 均与量子点的受限强度 ω_0 ,介电常数比 η ,电子-声子耦合强度 α 和外磁场的回旋频率 ω_c 有关.为更清楚、直观地了解 E_0 和 $\bar{N}_0$ 以及 E_1 和 $\bar{N}_1$ 随 ω_0 , η , α 和 ω_c 的变化规律,给出了数值计算结果,如图1–6所示.表中以 $\hbar\omega_{LO}$ 作为能量的单位,以 ω_{LO} 作为 ω_c 的单位,选取 $g^*m_b = 0.1$.

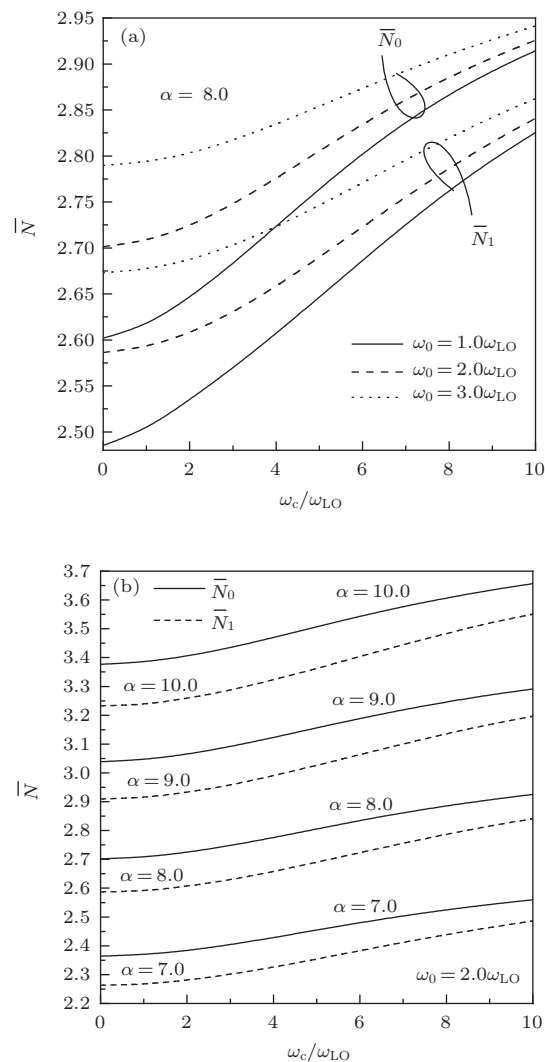


图1 声子平均值 $\bar{N}_0$ 和 $\bar{N}_1$ 在(a)不同受限强度 ω_0 下和(b)不同耦合强度 α 下随共振频率 ω_c 的变化

图1描述了磁双极化子的基态和第一激发态声子平均值 $\bar{N}_0$ 和 $\bar{N}_1$ 在量子点不同受限强度 ω_0 和不同电子-声子耦合强度 α 下随磁场的共振频率 ω_c 的变化. 由图1可以看出, 在相同 ω_0 或 α 下, $\bar{N}_0 > \bar{N}_1$, 这表明当体系处于基态时声子被激发的概率要比激发态大一些, 这一结果符合物理实际, 否则就发生所谓“粒子(声子)数反转”的反常现象. 另外, $\bar{N}_0$ 和 $\bar{N}_1$ 随 ω_c 的增加而增大, 这表明, 外磁场导致电子-晶格的极化场加强, 使电子与更多声子相互作用, 进而导致磁双极化子的声子平均数增大. 由图1(a)可以看出, ω_0 对 $\bar{N}_0$ 和 $\bar{N}_1$ 随 ω_c 的变化产生显著影响, 当 ω_c 给定时, $\bar{N}_0$ 和 $\bar{N}_1$ 随 ω_0 的增加而增大, 增大的幅度(即 $\bar{N}_0-\omega_c$ 和 $\bar{N}_1-\omega_c$ 曲线的斜率)随 ω_0 的增加而减小, 这是因为随着量子点限定势(ω_0)的增大, 以声子为媒介的电子-声子之间相互作用由于粒子运动范围缩小而增强, 使电子与更多声子相互作用, 导致磁双极化子的声子平均数增多. 由图1(b)可以看出, 当 ω_c 给定值时, $\bar{N}_0$ 和 $\bar{N}_1$ 随耦合强度 α 的增加而增大, 这是因为随着 α 的增强, 电子-声子之间的相互作用增强, 声子被激发的概率就愈大, 使电子与更多的声子相互作用, 导致磁双极化子周围声子平均数增大.

图2描述了磁双极化子基态和第一激发态的电子-声子相互作用能量 $E_{e-ph}^{(0)}$ 和 $E_{e-ph}^{(1)}$ 在不同受限强度 ω_0 下和不同耦合强度 α 下随磁场的共振频率 ω_c 的变化. 由图2可以看出, E_{e-ph} 总是小于0, 这表明, 由电子-声子耦合引起的两极化子间的相互作用是吸引力, 这一结果与文献[21]的结论一致; 在给定 ω_0 或 α 下, $|E_{e-ph}^{(0)}| > |E_{e-ph}^{(1)}|$, 这是因为 $\bar{N}_0 > \bar{N}_1$, 所以基态的磁双极化子的电子-声子相互作用要比激发态更强; 另外, $|E_{e-ph}^{(0)}|$ 和 $|E_{e-ph}^{(1)}|$ 随 ω_c 的增加而增大, 这表明, 外磁场导致电子-晶格的极化场加强, 从而强化了量子点中电子-声子-磁场三体相互作用. 由图2(a)还可以看出, ω_0 对 $E_{e-ph}^{(0)}$ 和 $E_{e-ph}^{(1)}$ 随 ω_c 的变化产生显著影响, 当 ω_c 给定时, $|E_{e-ph}^{(0)}|$ 和 $|E_{e-ph}^{(1)}|$ 随 ω_0 增加而增大, 而增大的幅度(即 $E_{e-ph}^{(0)}-\omega_c$ 和 $E_{e-ph}^{(1)}-\omega_c$ 曲线的斜率)随 ω_0 的增加而减小, 这是因为随着量子点限定势(ω_0)的增加, 以声子为媒介的电子-声子之间相互作用由于粒子运动范围缩小而增强. 由图2(b)还可以看出, 当 ω_c 给定时, $|E_{e-ph}^{(0)}|$ 和 $|E_{e-ph}^{(1)}|$ 随耦合强度 α 的增加而增大, 这是因为 α 越大, 意味着电子-声子之间的相互作用越强, 致使 $|E_{e-ph}|$ 变大.

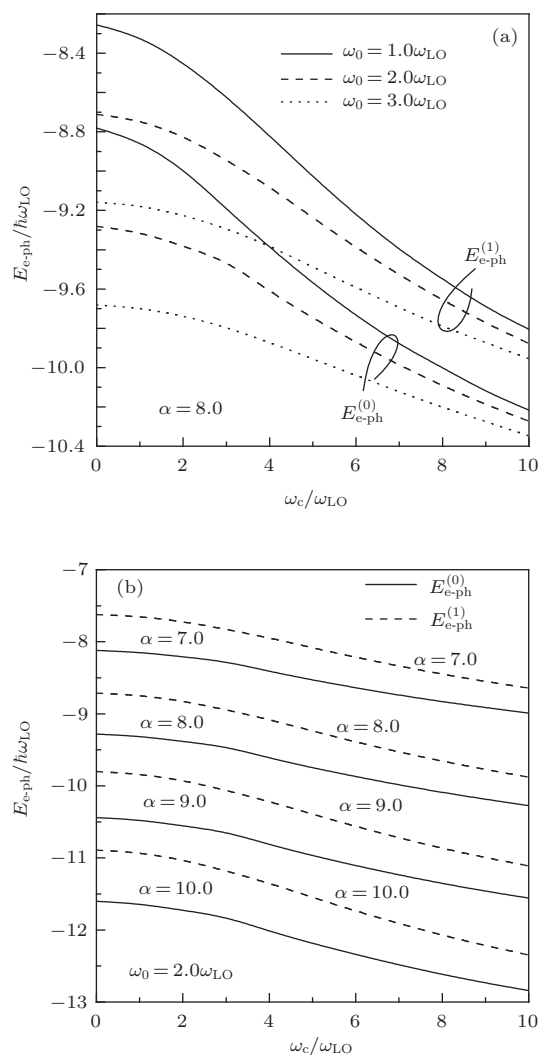


图2 电子-声子相互作用能量 $E_{e-ph}^{(0)}$ 在(a)不同受限强度 ω_0 下和(b)不同耦合强度 α 下随磁场的共振频率 ω_c 的变化

图3分别给出了磁双极化子的基态和第一激发态的单粒子“轨道”运动能量 E_e , 两电子间库仑相互作用能 E_C , 电子自旋与磁场相互作用能 E_s 和电子-声子相互作用能 E_{e-ph} 等各能量成分随磁场的共振频率 ω_c 的变化的对照图. 由图3可以看出, $E_e > E_C > 0$, 这表明库仑势和限定势是双极化子的排斥势, 所以, 在固体中两个电子通过屏蔽的库仑势相互排斥, 在大多数情况下不能形成束缚态. 但是, 由于双极化子的电子-声子相互作用能 E_{e-ph} 总是负的, 因此, 在有些材料中, 如离子晶体或极性半导体的量子结构中, 电子-声子耦合作用足够大(通常 $\alpha > 6$), 以至于能够克服库仑排斥而建立一个稳定的电子对, 即形成双极化子. 由图3还可以看出, E_e 和 E_C 随 ω_c 增加而增大, 这是由于当施加磁场时, 两电子的单粒子能量和电子-电子相互作用能均随外磁场的增加而增大所致. 由图3(b)

不难发现, 基态的单粒子能级只有一条 $E_e^{(0)}$, 而第一激发态的单粒子能级 $E_e^{(1)}$ 分裂为 $E_e^{(1+1)}$, $E_e^{(1-1)}$ 两条, 并 $E_e^{(1+1)} > E_e^{(1-1)}$ 且 $E_e^{(1+1)}$ 对 ω_c 的变化比 $E_e^{(1-1)}$ 更敏感, 换言之, $E_e^{(1+1)}$ - ω_c 曲线的斜率比 $E_e^{(1-1)}$ - ω_c 曲线的斜率大. 分裂是由体系第一激发态单粒子“轨道”运动与磁场相互作用造成的一种 Zeeman 效应. 由图 3 还可以看出, 电子自旋-磁场相互作用能量 E_s 远小于 E_e 和 E_c , 它由能级 $E_s^{(\uparrow\uparrow)}$, $E_s^{(\downarrow\downarrow)}$ 和 $E_s^{(\uparrow\downarrow)}$ 组成, 分别对应两电子的自旋平行 (用符号 $\uparrow\uparrow$ 或 $\downarrow\downarrow$ 表示) 和反平行 (用符号 $\uparrow\downarrow$ 表示) 三种自旋态, 其中 $E_s^{(\uparrow\uparrow)} > 0$ 和 $E_s^{(\downarrow\downarrow)} < 0$ 分别位于 $E_s^{(\uparrow\downarrow)} = 0$ 能级的上方和下方.

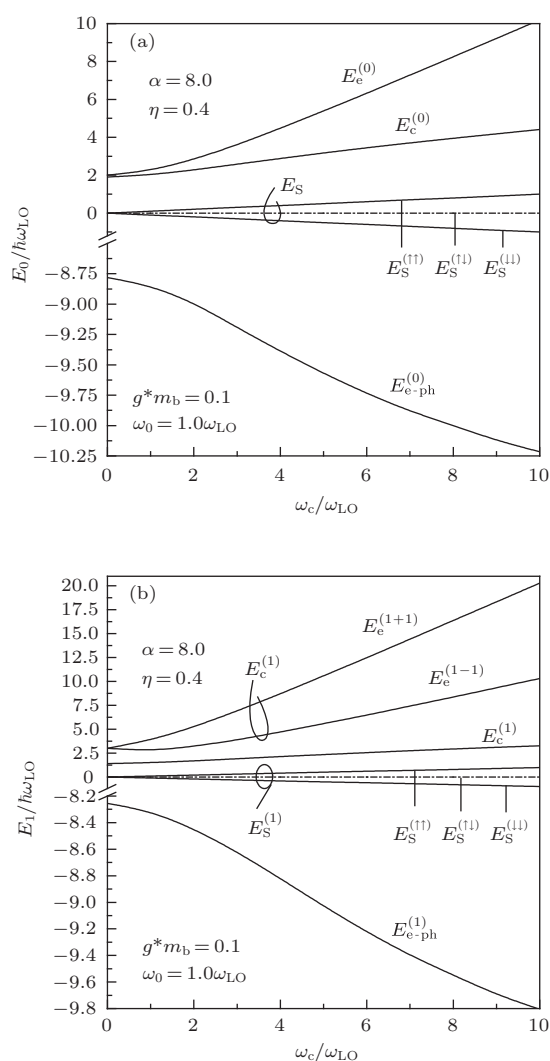


图 3 磁双极化子的 (a) 基态和 (b) 第一激发态的单粒子能量 E_e , 两电子间库仑相互作用能 E_c , 电子自旋与磁场相互作用能 E_s 和电子-声子相互作用能 E_{e-ph} 等能量成分间的对照

图 4 表示磁双极化子的基态能量 E_0 和第一激发态能量 E_1 在不同受限强度 ω_0 和不同自旋极化

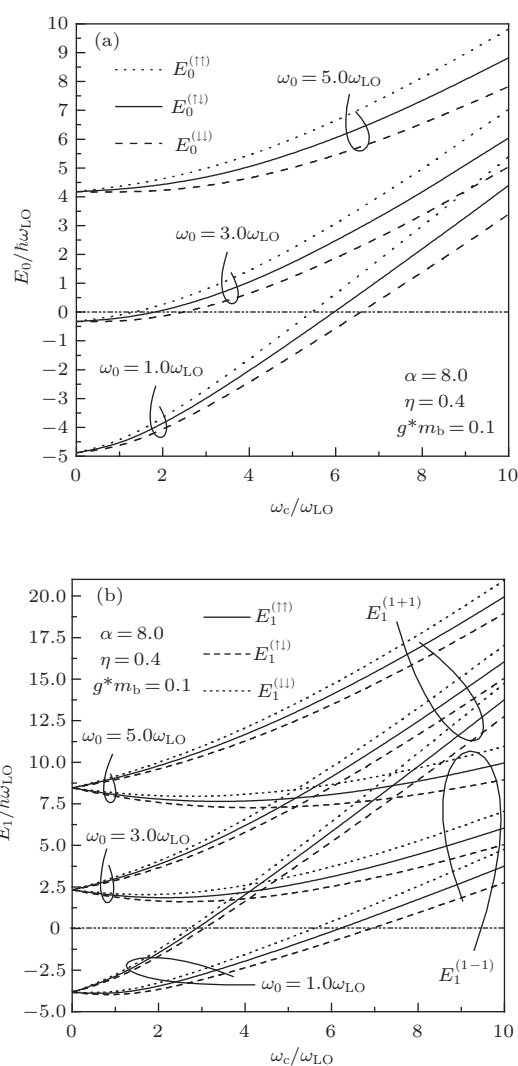


图 4 磁双极化子的 (a) 基态能量 E_0 (b) 第一激发态能量 E_1 在不同受限强度 ω_0 和不同自旋极化态下随共振频率 ω_c 的变化

态下随磁场的共振频率 ω_c 的变化. 由图 4 可以看出, 在磁场中, 体系单粒子“轨道”运动与磁场相互作用的 Zeeman 效应导致了体系第一激发态能级分裂为 $E_1^{(1+1)}$, $E_1^{(1-1)}$ 两条, 而电子的自旋-磁场相互作用的 Zeeman 效应使得基态能级 E_0 , 第一激发态能级 $E_1^{(1+1)}$ 和 $E_1^{(1-1)}$ 又分别分裂三个能级, 形成了能级的“精细结构”. 由图 4(a) 可以看出, E_0 的正负号及随 ω_c 和 ω_0 的变化均与磁双极化子的状态性质密切相关: 当 ω_c 和 ω_0 较小时, 体系处于束缚态 ($E_0 < 0$), E_0 的绝对值 $|E_0|$ 随 ω_c 和 ω_0 的增加而减小; 而当 ω_c 和 ω_0 较大时, 体系处于非束缚态, E_0 随 ω_c 和 ω_0 的增加而增大. 另外, 各 E_0 - ω_c 曲线的斜率随 ω_0 的增加而减小, 这是因为, 当 ω_0 较小时, 量子点对粒子的限制强度减弱, 约束势对粒子的作用处于弱势, 此时体系的能量受磁场影响就较大; 而当 ω_0 大时, 由于量子点对粒子的约束强

度很大, 约束势对粒子的作用占主导, 故此时体系的能量受磁场影响较小而受量子点受限强度的影响较大. 同理可以解释图 1(a) 和图 2(a) 中 $\bar{N}_0 - \omega_c$, $\bar{N}_1 - \omega_c$, $E_{e-ph}^{(0)} - \omega_c$ 和 $E_{e-ph}^{(1)} - \omega_c$ 曲线, 以及图 4(b) 中 $E_1^{(1+1)} - \omega_c$ 和 $E_1^{(1-1)} - \omega_c$ 曲线的斜率随 ω_0 的增加而减小的现象. 由图 4(b) 可以看出, 当 ω_c 和 ω_0 较小时, $|E_1^{(1+1)}| < |E_1^{(1-1)}|$, 故能量为 $E_1^{(1-1)}$ 的磁双极化子要比能量为 $E_1^{(1+1)}$ 的磁双极化子更容易且更稳定的处于束缚态.

图 5 表示磁双极化子的基态能量 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 和第一激发态能量 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 在不同介电常数比 η 下随磁场的共振频率 ω_c 的变化. 由图 5 可以看出, $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 随 ω_c 的变化并不呈单一地增加或减少, 而各存在一个临界值 ω'_c , 当 $\omega_c < \omega'_c$ 时, $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)} < 0$, 体系处于束缚态; 当 $\omega_c > \omega'_c$ 时, $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$

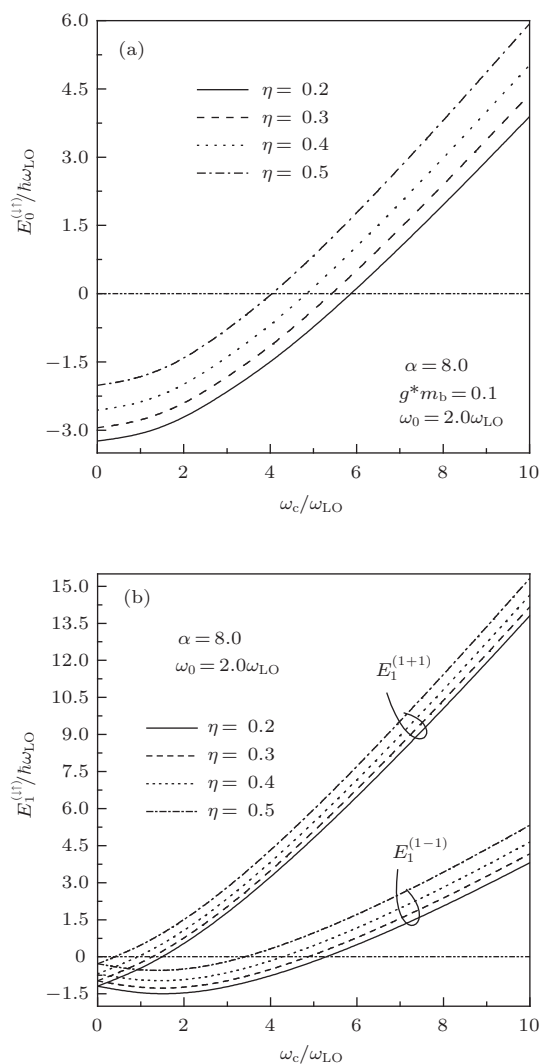


图 5 磁双极化子的 (a) 基态能量 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 和 (b) 第一激发态能量 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 在不同介电常数比 η 下随共振频率 ω_c 的变化

或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)} > 0$, 体系处于非束缚态. 由图 5 还可看出, 介电常数比 η 对 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 随 ω_c 的变化规律及临界值 ω'_c 产生显著影响. 首先, 束缚态的 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 的绝对值随 η 的增加而减小, 非束缚态的 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 随 η 的增加而增大; 其次, ω'_c 随 η 的增加而左移, 这些都表明两电子之间的库仑排斥势不利于束缚态磁双极化子的形成, 这一结果与文献 [21] 的结论一致.

图 6 表示磁双极化子的基态能量 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 和第一激发态能量 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 在不同耦合强度 α 下随磁场的共振频率 ω_c 的变化. 由图 6 可以看出, α 对 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 随 ω_c 的变化规律及临界值 ω'_c 也有显著影响.

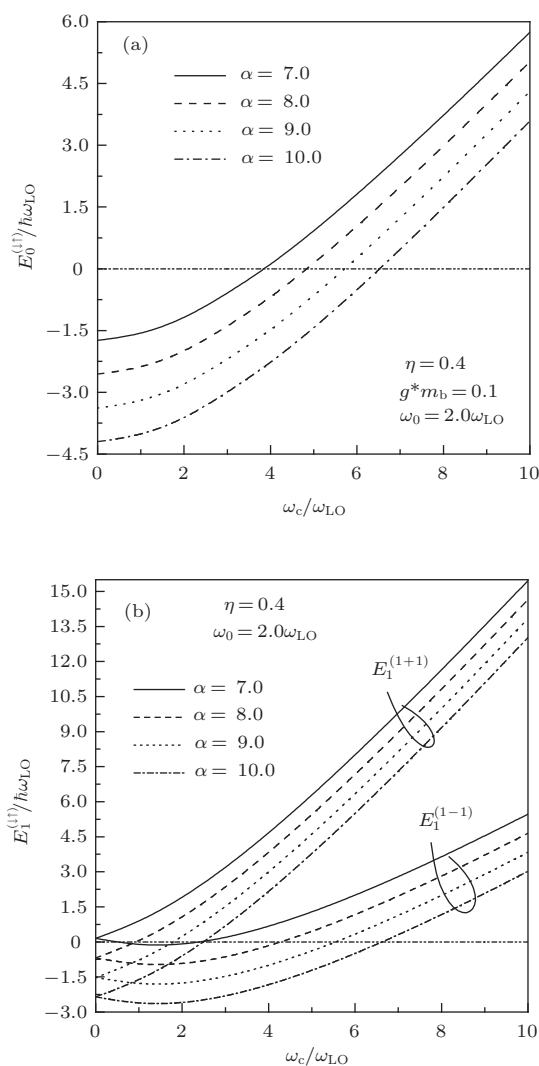


图 6 磁双极化子的基态能量 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ (a) 和第一激发态能量 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ (b) 在不同耦合强度 α 下随共振频率 ω_c 的变化

首先, 束缚态的 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 的绝对值随 α 的增加而增大, 非束缚态的 $E_0^{(\uparrow\downarrow)}$ 或 $E_1^{(\uparrow\downarrow)}$ 随 α 的增加而减小; 其次, ω'_c 随 α 的增加而右移, 这些都表明电子-声子间相互作用越强, 越有利于束缚态磁

双极化子的形成.

4 结 论

本文基于LLP么正变换,采用Pekar类型变分法研究了抛物量子点中强耦合磁双极化子的内部激发态性质. 结果表明: 1) 磁双极化子的基态能量 E_0 和第一激发态能量 E_1 由单粒子能量 E_e , 两电子间库仑相互作用能 E_C , 电子自旋与磁场相互作用能 E_s 和电子-声子相互作用能 E_{e-ph} 四部分组成; 2) 单粒子“轨道”运动与磁场相互作用导致了第一激发态能级 E_1 分裂为 $E_1^{(1+1)}$, $E_1^{(1-1)}$ 两条, 而电子自旋-磁场相互作用的效应又使基态和第一激发态的各能级均产生了三条“精细结构”; 3) 磁双极化子的基态声子平均数 $\bar{N}_0$ 和第一激发态声子平均数 $\bar{N}_1$ 随量子点受限强度 ω_0 , 电子-声子耦合强度 α 和磁场的回旋共振频率 ω_c 的增加而增大; 而 E_{e-ph} 的取值总是小于零, 其绝对值随 α , ω_0 和 ω_c 的增加而增大; 4) 电子-声子相互作用的效应是束缚态磁双极化子形成的重要因素; 而限定势和电子之间的库仑排斥能的存在不利于束缚态磁双极化子的形成; 能量为 $E_1^{(1-1)}$ 的磁双极化子要比能量为 $E_1^{(1+1)}$ 的磁双极化子更容易且更稳定地处于束缚态.

参考文献

- [1] Li W S, Sun B Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 047801 (in Chinese)[李文生, 孙宝权 2013 物理学报 **62** 047801]
- [2] Yang F, Zheng R S 2007 *Solid State Commun.* **141** 555
- [3] Zhu J, Ban S L, Ha S H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 097301
- [4] Li Y, Zheng R S, Feng Y C, Liu S H, Niu H B 2006 *Chin. Phys. B* **15** 702
- [5] Shen M, Bai Y K, An X T, Liu J J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 047101
- [6] Chen S H Yao Q Z 2011 *Modern Phys. Lett. B* **25** 2419
- [7] Kastner M A 1992 *Rev. Mod. Phys.* **64** 849
- [8] Loss D, Di Vincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [9] Burkard G, Loss D, Di Vincenzo D P 1999 *Phys. Rev. B* **59** 2070
- [10] Harju A, Siljamäki S, Nieminen R M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 226804
- [11] Chen Z S, Sun L L, Li S S 2004 *J. Semicond.* **25** 790 (in Chinese)[陈早生, 孙连亮, 李树深 2004 半导体学报 **25** 790]
- [12] Eerdunchaolu, Wuyunqimuge, Xiao X, Han C, Win W 2012 *Commun. Theor. Phys.* **57** 157
- [13] Emin D 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1544
- [14] Peng Q M, Sun J X, Li X J, Li M L, Li F 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 033509
- [15] Schellekens A J, Wagemans W, Kersten S P, Bobbert P A, Koopmans B 2011 *Phys. Rev. B* **84** 075204
- [16] Pokatilov E P, Crotitoru M D, Fomin V M, Devreese J T 2003 *Phys. Stat. Sol. B* **237** 244
- [17] Senger R T, Ercelebi A R T 2002 *J. Phys.: Condens. Matter.* **14** 5549
- [18] Ruan Y H, Chen Q H, Jiao Z K 2003 *Int. J. Modern Phys. B* **17** 4332
- [19] Hohenadler M, Littlewood P B 2007 *Phys. Rev. B* **76** 155122
- [20] Fai L C, Fomethe A, Fotue A J, Mborong V B, Domngang S, Issoufa N, Tchoffo M 2008 *Superlatt. Microstruct.* **43** 44
- [21] Eerdunchaolu, Win W 2011 *Physica B* **406** 358
- [22] Xin W, Gao Z M, Wuyunqimuge, Han C, Eerdunchaolu 2012 *Superlattice Microst.* **52** 872
- [23] Lee T D, Low F M, Pines D 1953 *Phys. Rev.* **90** 97
- [24] Yildirim T, Ercelebi A 1999 *J. Phys. Condens. Matter.* **3** 1271
- [25] Schiff L 1986 *Quantum Mechanics* (3rd Ed.) (New York: McGraw-Hill, Inc.) p375, p376

Properties of the internal excited state of the strong-coupling magneto-bipolaron in a parabolic quantum dot^{*}

Eerdunchaolu^{1)†} Bai Xu-Fang²⁾ Han Chao¹⁾

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

2) (College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia University for Nationalities, Tongliao 028043, China)

(Received 6 October 2013; revised manuscript received 24 October 2013)

Abstract

The properties of the internal excited state of the strong coupling magneto-bipolarons in a parabolic quantum dot are studied by using the variational method of Pekar type based on the Lee-Low-Pines' unitary transformation. With the influences of the electronic spin and the external magnetic field taken into consideration, the change law of ground state energy E_0 , the average number of phonon $\bar{N}_0$, the first excited state energy E_1 and the average number of phonon $\bar{N}_1$ of the magneto-bipolarons with the confinement strength ω_0 , the dielectric constant ratio η , the electron-phonon coupling α , and the cyclotron frequency ω_c are derived in two-dimensional quantum dot. Numerical results indicate that the ground state energy E_0 and the first excited state energy E_1 consist of four parts: the single-article energy E_e of two electrons, the Coulomb interaction energy E_C between two electrons, the interaction energy E_s between the electronic spin and the external magnetic field, and the interaction energy E_{e-ph} of the electron with the longitudinal optical phonons. The energy E_1 of the first excited state splits into two lines, i.e., $E_1^{(1+1)}$ and $E_1^{(1-1)}$ due to the interaction between the "orbital" motion of the single-particle and the magnetic field, and each level of the ground-state energy and the first excited state energies set produces three "fine structures" due to the interaction between the electronic spin and the magnetic field. $\bar{N}_0$ and $\bar{N}_1$ increase with ω_0 , α and ω_c increasing; E_{e-ph} is always less than zero, and absolute value $|E_{e-ph}|$ increases with ω_0 , α and ω_c increasing. The electron-phonon interaction has an important influence on the formation of bound state of the magneto-bipolaron; but the confinement potential and coulomb repulsive energy between electrons are unfavorable for the formation of magneto-bipolaron in the bound state.

Keywords: quantum dot, magneto-bipolaron, internal excited state

PACS: 78.67.Hc, 71.38.-k, 71.38.Mx

DOI: 10.7498/aps.63.027501

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grand No. E2013407119) and the Items of Institution of Higher Education Scientific Research of Hebei Province, China (Grand No. ZD20131008).

[†] Corresponding author. E-mail: eerdunchaolu@163.com