

电磁场中施主中心量子点内磁极化子态 寿命与 qubit 退相干*

白旭芳¹⁾ 陈磊^{2)†} 额尔敦朝鲁²⁾

1) (内蒙古民族大学物理与电子信息学院, 通辽 028043)

2) (河北科技师范学院凝聚态物理研究所, 秦皇岛 066004)

(2020年2月19日收到; 2020年4月22日收到修改稿)

采用 Lee-Low-Pines 变换和 Pekar 类型变分法推导出非对称高斯势施主中心量子点中磁极化子的基态和激发态能量和波函数, 进而构造了 qubit 所需的二能级结构. 基于费米黄金规则研究了磁极化子基态的衰变. 通过研究电磁场下材料的介电常数比、电声耦合常数和温度对非对称高斯势施主中心量子点中磁极化子基态寿命的影响, 揭示了材料属性与温度、电磁场等环境因素对量子点 qubit 退相干的影响, 进而揭示了体纵光学声子效应导致量子点 qubit 退相干的机理.

关键词: 施主中心量子点, 非对称高斯势, 磁极化子, 寿命, 退相干

PACS: 78.67.Hc, 71.38.Fp, 63.20.kd

DOI: 10.7498/aps.69.20200242

1 引言

量子信息是量子力学和信息科学的交叉学科. 量子信息的载体可以是任意两态的微观体系, 但各种体系用作量子信息载体各有利弊, 而半导体量子点方案吸引了大量关注^[1-5], 原因是量子点具有生长可控、能级结构可调、易于实现大规模集成和器件小型化等优点. 量子信息的存储和处理单位是 qubit, 所谓 qubit 是指满足正交归一的两个量子态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的叠加态: $|\text{qubit}\rangle = c_1|0\rangle + c_2|1\rangle$, $|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$. 在量子信息中无论是量子的并行运算还是量子模拟, 都基于量子态的相干性. 然而, 量子态的相干性是不稳定的, 极容易受到外界影响, 结果将导致量子相干性的衰减, 称为 qubit 的退相干或消相干, 失去了相干性, 量子计算的优越性就消

失殆尽. 因此, 量子退相干问题已经成为量子信息发展中的一个重大障碍, 怎样消除或减小量子消相干自然成为了量子信息领域的研究热点. 许多抑制退相干的方案被提出, 如利用电场^[6]、电子自旋^[7]、自旋-轨道耦合^[8]、磁场^[9]、库仑束缚势^[10]、环境温度^[11,12]等抑制退相干的理论方法. 同时, 许多不同函数被尝试用来量化量子相干性, 如基于相对熵^[13]、保真度^[14]、迹距离^[15]、量子关联^[16,17]以及偏斜信息^[18,19]等相干性的度量. 最近, 用两态极化子激发态寿命来量化量子点 qubit 退相干的度量方案, 引起了许多学者的关注和讨论^[20-25]. 这是因为大多数人工微结构都是由极性半导体材料制备的, 声子效应强烈地影响着量子点 qubit 的退相干, 而且维度越低, 其声子效应越显著. 然而, 不难看出, 上述关于声子效应对半导体量子点 qubit 相干性的影响的研究, 仍存在研究不够充分的方面, 亟待完善.

* 国家自然科学基金 (批准号: 51902085)、内蒙古自治区自然科学基金 (批准号: 2019MS01011, 2019MS06017) 和河北省自然科学基金 (批准号: E2019407123) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: eedcl2603@hevttc.edu.cn

因为上述工作都局限于用两态极化子激发态的寿命来量化 qubit 的退相干时间. 从物理机制上考虑, 用两态极化子激发态寿命来量化量子点 qubit 退相干的度量方案, 其实质是用极化子激发态的衰变时间来量化 qubit 的退相干时间的量度. 然而, 迄今为止, 人们对两态极化子基态的衰变如何影响量子点 qubit 相干性的问题研究甚少. 毋庸置疑, 这是一个同等重要的研究课题. 因为对于极化子量子态的相干性而言, 无论是其激发态的衰变, 还是其基态的衰变, 同样都将破坏或衰减其 qubit 的相干性. 本文将通过研究两态极化子基态寿命, 进一步揭示 LO 声子效应导致量子点 qubit 退相干的机理.

目前, 已有一些研究极化子态寿命方面的实验工作 [26,27] 和理论工作 [28-31] 报道, 其结果表明, 研究极化子态的衰变不仅具有基础理论意义, 也具有重要的应用前景. 本文研究了非对称高斯势施主中心量子点中磁极化子基态寿命, 揭示了电磁场下材料的介电常数比和电声耦合常数对施主中心量子点 qubit 相干性的影响.

2 理论模型与方法

施主中心量子点体系由一个电子和位于量子点中心的一个带正电的施主杂质构成. 这里考虑电子同时受到量子点局域限定势和施主杂质库仑势作用, 并与介质中体纵光学 (LO) 声子场相互作用. 分别用非对称高斯势 $V_G(z)$ (如图 1 所示) 和抛物势 $V_P(x, y)$ 描写电子在沿量子点生长方向 (z 轴方向) 及其垂直方向 ($O-xy$ 平面) 的受限. 沿 z 轴方向分别施加电场 F 和磁场 $A = B(-y, x, 0)/2$, 则电磁场-施主杂质-电子-LO 声子场相互作用体系的哈密顿量可以写成 [24,25]:

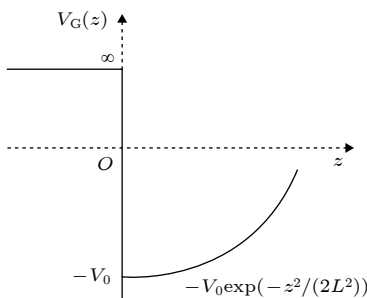


图 1 非对称高斯势曲线

Fig. 1. Asymmetric Gaussian (AG) potential curve.

$$H = H_e + V_E(z) + V_G(z) + V_P(\rho) + V_C(r) + H_{ph} + H_{e-ph}, \quad (1)$$

其中

$$H_e = \frac{1}{2m_b} \left(\mathbf{p} + \frac{e\mathbf{A}}{c} \right)^2, \quad (1a)$$

$$V_G(z) = \begin{cases} -V_0 \exp\left(-\frac{z^2}{(2L)^2}\right), & z \geq 0, \\ \infty, & z < 0, \end{cases} \quad (1b)$$

$$V_P(\rho) = \frac{1}{2} m_b \omega_0^2 \rho^2, \quad (1c)$$

$$V_E(z) = -ze^*F, \quad (1d)$$

$$V_C(r) = -\frac{e^2}{\epsilon_\infty r}, \quad (1e)$$

$$H_{LO} = \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_{LO} b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}}, \quad (1f)$$

$$H_{e-LO} = \sum_{\mathbf{k}} (v_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + v_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}), \quad (1g)$$

分别表示电子的动能、电子沿量子点生长方向及其垂直方向的约束势能、电场引起的附加能量、电子在施主中心电场中的库仑势能、LO 声子场的能量和电子-LO 声子耦合能. m_b 是电子的带质量, \mathbf{r} 和 \mathbf{p} 分别表示电子的空间位矢和动量, ω_0 为抛物势受限强度, V_0 表示非对称高斯势阱的阱深且 $V_0 > 0$, L 表示其阱宽, 亦称量子点的有效厚度. 对于 $z/L \ll 1$, $V(z) \approx -V_0 + \xi z^2$, 高斯势可以由抛物势近似. (1) 式中其他物理量的意义与文献 [24,25] 相同.

讨论变分函数 $U^{-1}HU$ 在 $|\Psi\rangle$ 态中的期待值的变分极值问题, 按照变分原理,

$$\delta \bar{H} = \delta \langle \Psi | U^{-1} H U | \Psi \rangle = 0, \quad (2)$$

这里

$$U = \exp \left[\sum_{\mathbf{k}} (f_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^\dagger - f_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}}) \right] \quad (3)$$

是 Lee-Low-Pines 么正变换 [32], 其中 $f_{\mathbf{k}}(f_{\mathbf{k}}^*)$ 为变分参数. 依据 Pekar 类型的变分法 [33], 分别选择体系的基态 $|\Psi_0\rangle$ 和激发态 $|\Psi_1\rangle$ 试验波函数为:

$$|\Psi_0\rangle = \sqrt{2\pi}^{-3/4} \lambda_0^{3/2} \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_0^2 (x^2 + y^2 + z^2) \right] |0_{ph}\rangle, \quad (4)$$

$$|\Psi_1\rangle = 2\pi^{-3/4} \lambda_1^{5/2} z \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_1^2 (x^2 + y^2 + z^2) \right] |0_{ph}\rangle, \quad (5)$$

其中, λ_0 和 λ_1 为变分参数, $|0_{\text{ph}}\rangle$ 是 LO 声子的真空态, 由 $b_k|0_{\text{ph}}\rangle = 0$ 确定. 将 (1) 式、(3) 式—(5) 式分别代入 (2) 式中, 可确定变分参数 f_k (f_k^*) 和 λ_0 (λ_1) 如下:

$$f_k(\lambda_0) = -\frac{v_k^*}{\hbar\omega_{\text{LO}}} \exp\left(-\frac{k^2}{4\lambda_0^2}\right), \quad (6)$$

$$f_k(\lambda_1) = -\frac{v_k^*}{\hbar\omega_{\text{LO}}} \exp\left(-\frac{k^2}{4\lambda_1^2}\right) \left[\left(1 - \frac{k_z^2}{4\lambda_1^2}\right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{ik_z}{\lambda_1} \right], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \lambda_0^4 - \frac{m_b^2}{6\hbar^2} (4\omega_0^2 + \omega_c^2) + \frac{2}{3} \frac{m_b e^* F \lambda_0}{\sqrt{\pi} \hbar^2} \\ - \frac{m_b V_0}{6L^2 \hbar^2} \left(1 + \frac{1}{2L^2 \lambda_0^2}\right)^{-3/2} \\ - \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{m_b \lambda_0^3}{\hbar^2} \alpha r_p \hbar \omega_{\text{LO}} \left(\sqrt{2} + \frac{4}{1-\eta}\right) = 0, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_1^4 - \frac{m_b^2}{10\hbar^2} (4\omega_0^2 + \omega_c^2) + \frac{4}{5} \frac{m_b e^* F \lambda_1}{\sqrt{\pi} \hbar^2} \\ - \frac{3m_b V_0}{10L^2 \hbar^2} \left(1 + \frac{1}{2L^2 \lambda_1^2}\right)^{-5/2} - \left(\frac{49\sqrt{2}}{10} + \frac{8\sqrt{2}}{\pi} \right. \\ \left. + \frac{16}{1-\eta}\right) \frac{m_b}{15\sqrt{\pi} \hbar^2} \lambda_1^3 \alpha r_p \omega_{\text{LO}} = 0. \quad (9) \end{aligned}$$

利用这些变分参数并经冗长计算, 可分别得到磁极化子基态的 LO 声子平均数 N_0 、基态能量 E_0 、激发态的 LO 声子平均数 N_1 和激发态能量 E_1 , 其中

$$N_0 = \sum_k |f_k|^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \alpha r_p \lambda_0, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} E_0 = \frac{3\hbar^2 \lambda_0^2}{4m_b} + \frac{m_b \omega_0^2}{2\lambda_0^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha \lambda_0 r_p \hbar \omega_{\text{LO}} \\ - \frac{V_0}{2} \left(1 + \frac{1}{2L^2 \lambda_0^2}\right)^{-1/2} \\ - \frac{e^* F}{\sqrt{\pi} \lambda_0} + \frac{m_b \omega_c^2}{8\lambda_0^2} - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_0 r_p}{1-\eta} \alpha \hbar \omega_{\text{LO}}, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_1 = \frac{5\hbar^2 \lambda_1^2}{4m_b} + \frac{m_b \omega_0^2}{2\lambda_1^2} - \left(\frac{49}{60} \sqrt{\frac{2}{\pi}} + \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\right) \alpha \lambda_1 r_p \hbar \omega_{\text{LO}} \\ - \frac{V_0}{2} \left(1 + \frac{1}{2L^2 \lambda_1^2}\right)^{-3/2} - \frac{2e^* F}{\sqrt{\pi} \lambda_1} \\ + \frac{m_b \omega_c^2}{8\lambda_1^2} - \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_1 r_p}{1-\eta} \alpha \hbar \omega_{\text{LO}}, \quad (12) \end{aligned}$$

式中, α 为介质的电声耦合常数, $\eta = \varepsilon_\infty/\varepsilon_0$ 为介质的介电常数比, $\omega_c = eB/(m_b c)$ 为磁场的回旋频率,

$r_p = \sqrt{\hbar/(2m_b \omega_{\text{LO}})}$ 称为极化子半径. 由于电子-声子相互作用和温度的影响, 系统中会发生量子跃迁. 根据费米金定律, 可以得到吸收一个 LO 声子后从基态到激发态的跃迁几率, 在忽略了电子在反冲效应中吸收和发射声子的过程时, 跃迁速率为 w_0 [29–31],

$$\begin{aligned} w_0 = \tau_0^{-1} = \frac{\alpha \omega_{\text{LO}}}{2\lambda_0} \sqrt{\frac{2m_b \omega_{\text{LO}}}{\hbar}} N_0 \\ \times \ln \left[\frac{\left(\sqrt{\lambda_0^2 + 2m_b \omega_{\text{LO}}/\hbar} + \lambda_0\right)^2}{\left(\sqrt{\lambda_0^2 - 2m_b \omega_{\text{LO}}/\hbar} - \lambda_0\right)^2} \right], \quad (13) \end{aligned}$$

其中 τ_0 为极化子基态 $|\psi_0\rangle$ 的寿命, N_0 为基态 LO 声子数. 在有限温度下, 电子-声子体系不完全处于基态, 晶格热振动不但激发实声子, 同时也使电子受到激发, 极化子的性质是由电子-声子体系对各种可能状态的统计平均值描述 [34]. 根据量子统计理论, (10) 式中 N_0 可由 LO 声子数统计平均值 \bar{N}_0 代替:

$$\bar{N}_0 = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} = [\exp(\gamma) - 1]^{-1}, \quad (14)$$

其中 T 为绝对温度, $\gamma = \hbar\omega_{\text{LO}}/(k_B T)$ 称为温度参数, k_B 为玻尔兹曼常数.

3 结果与讨论

图 2—图 14 分别给出了施主中心量子点中磁极化子基态 LO 声子平均数 N_0 、寿命 τ_0 和基态与激发态的能隙 ΔE 的数据曲线. 为了使这些数值曲线呈现的各物理量的变化规律具有普遍性, 图中分别以 $\hbar\omega_{\text{LO}}$, $(\omega_{\text{LO}})^{-1}$, ω_{LO} , $F_0 = \hbar\omega_{\text{LO}}/(e^* r_p)$ 和 r_p 作为能量、时间、磁场的回旋频率、电场强度和长度的单位.

图 2 描绘了磁极化子基态 LO 声子平均数 N_0 在不同电声耦合常数 α 下随温度系数 γ 的变化. 可以看出, N_0 随 γ 的增加而减少, 换言之, 基态 LO 声子平均数 N_0 随温度 T 的升高而增多. 这是因为晶格热振动随温度的升高而增大, 致使电子周围声子数量随温度的升高而增多. 由图 2 还可以看出, 当 γ 取定值时, 声子平均数 N_0 随电声耦合常数 α 的增加而增多, 这是因为随着 α 的增加, 电声相互作用增强, 导致电子周围聚集更多的声子.

图 3 给出了磁极化子基态能量 E_0 及磁场引起的附加能量 E_B 、电场引起的附加能量 E_F 、电子在

施主杂质电场中的库仑能 E_C 、电子-LO 声子耦合能 E_{e-LO} 和高斯势能 E_G 等对基态能量的贡献随高斯势阱宽 L 的变化. 图 3 表明, 磁极化子基态能量的取值 $E_0 < 0$, 即磁极化子处于束缚态, 这主要是因为 E_0 的上述各组成部分对 E_0 的贡献一般都是负的 (E_B 除外).

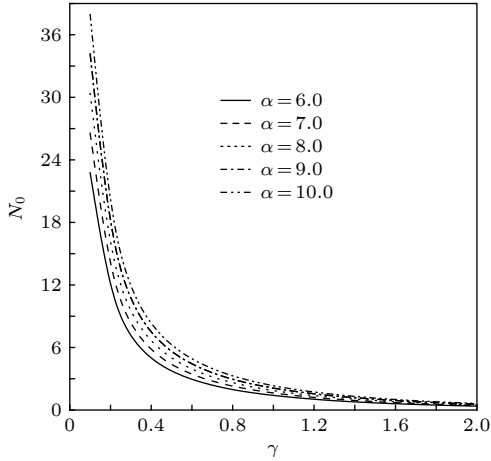


图 2 LO 声子平均数 N_0 在不同电声耦合常数 α 下随温度参数 γ 的变化

Fig. 2. Mean number N_0 of LO phonons as a function of the temperature parameter γ at different electron-phonon coupling (EPC) constant α .

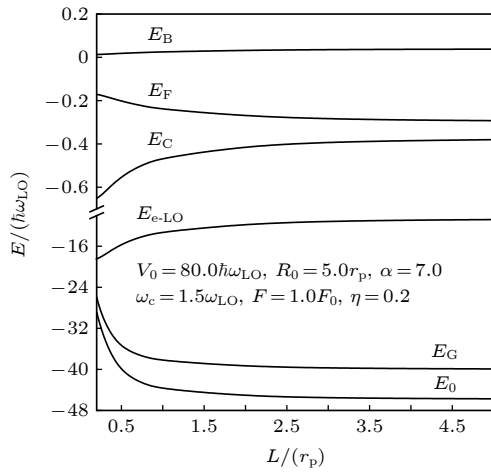


图 3 磁极化子基态能量 E_0 及其各组成部分随高斯势阱宽 L 的变化

Fig. 3. Ground state energy E_0 of the magnetopolaron and its components versus the well width L of the AG potential.

图 4 描绘了磁极化子基态与激发态的能隙 $\Delta E = E_1 - E_0$ 在高斯势不同阱深 V_0 下随其阱宽 L 的变化. 可以看出, ΔE 随 L 的变化规律在 L 的不同取值区间有所不同, 呈现出非对称“高斯分布”的

特点. 这是量子点的厚度变化引起的声子效应的具体表现: 首先, 当 L 较大时, ΔE 随 L 的减小而增大至 (在 L_0 点) 一最大值. 这是因为, 磁极化子的基态能量 E_0 和激发态能量 E_1 都是负的, 且 $|E_0| > |E_1|$ ^[35]. 另外, 量子点中电子的动能和电子-LO 声子耦合能由于粒子纵向 (z 轴方向) 运动空间 L 被压缩而增大, 致使极化子能量的绝对值增大, 其中, 基态能量 $|E_0|$ 随 L 的减小而增大的幅度大于激发态能量 $|E_1|$ 增大的幅度, 致使能隙 $\Delta E = E_1 - E_0$ 随 L 的减小而增大. 其次, 当 $L = L_0$ 时, ΔE 的取值达到最大值, 这意味着由量子点厚度的变化引起的 LO 声子效应达到顶峰. 再次, 当 $L < L_0$ 时, ΔE 从峰值开始随 L 的减小而迅速减小. 这是因为当量子点的有效厚度 L 非常薄时, 其内 LO 声子数迅速减少, 致使电子-LO 声子耦合能的贡献迅速减小. 此时 LO 声子效应不再占主导, 如有必要, 应该考虑表面光学 (SO) 声子或界面光学 (IO) 声子效应, 但这超出了本文的研究范围. 从图 4 还可以看出, 当 L 取一定值时, 能隙 ΔE 随高斯势阱深 V_0 的增加而增大. 这是因为高斯势能 $V_G(z) = -V_0 \exp[z^2/(2L^2)] < 0$, 且 $|E_G|$ 随 V_0 的增加而增大, 致使磁极化子能量的绝对值随 V_0 增加而增大. 而且, 基态能量 $|E_0|$ 随 V_0 的增加而增大的幅度大于激发态能量 $|E_1|$ 增大的幅度, 导致能隙 ΔE 随 V_0 的增加而增大.

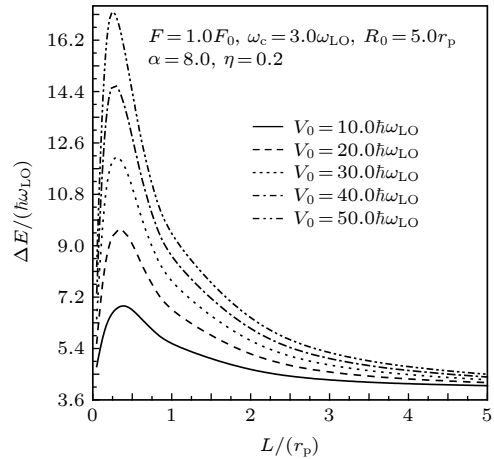


图 4 能隙 ΔE 在非对称高斯势不同阱深 V_0 下随其阱宽 L 的变化

Fig. 4. Energy gap ΔE as a function of the well width L at different well depth V_0 of the AG potential.

图 5 描绘了能隙 ΔE 在不同介电常数比 η 下随高斯势阱宽 L 的变化. 可以看出, ΔE 随 η 的增加而增大. 这是因为施主中心杂质电场中电子的库仑势

$V_c \propto -1/(1-\eta)$ 随 η 的增加而减小, 使得 $|E_c|$ 对极化子能量的贡献随 η 的增加而增大, 而且, 体系基态能量 $|E_0|$ 随 η 的增加而增大的幅度大于激发态能量 $|E_1|$ 增大的幅度, 致使能隙 ΔE 随 η 的增加而增大.

图 6 给出了能隙 ΔE 在不同电声耦合常数 α 下随非对称高斯势阱深 V_0 的变化. 可以看出, 在阱深 V_0 给定时, 能隙 ΔE 随 α 的增加而增大. 这是因为电声耦合常数 α 越大, 意味着电声耦合越强, 其中, 激发态电声耦合比基态电声耦合弱, 所以能隙 ΔE 随耦合强度 α 的增大而增大.

图 7 给出了能隙 ΔE 在不同电场强度 F 下随

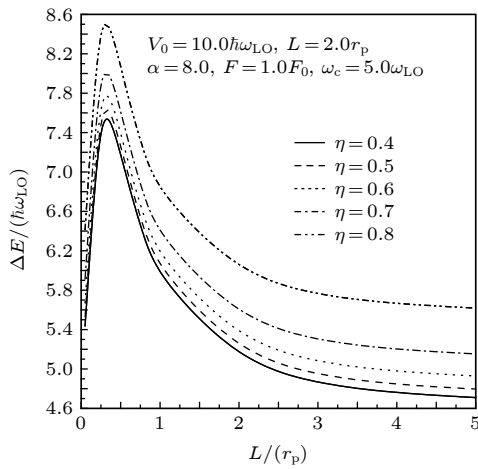


图 5 能隙 ΔE 在不同介电常数比 η 下随高斯势阱宽 L 的变化

Fig. 5. Energy gap ΔE versus the well width L of the AG potential under different dielectric constant (DC) ratio η .

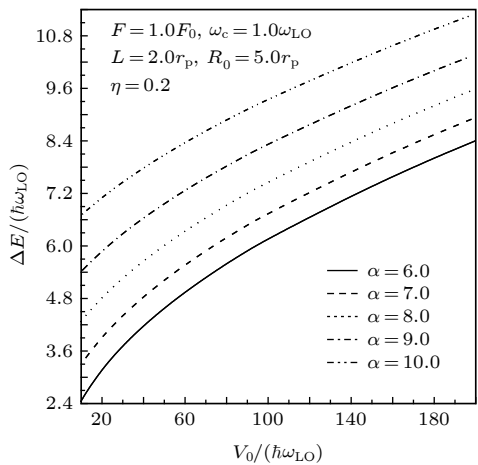


图 6 能隙 ΔE 在不同电声耦合常数 α 下随高斯势阱深 V_0 的变化

Fig. 6. Energy gap ΔE as a function of the well depth V_0 of the AG potential at different EPC constant α .

非对称高斯势阱深 V_0 的变化. 可以看出, 当阱深 V_0 取一定值时, 能隙 ΔE 随电场强度 F 的增加而减小. 这是由于施加电场将削弱介质的极化^[34], 致使电声耦合强度随电场的增加而减弱. 其中, 电场削弱基态电声耦合的程度大于削弱激发态电声耦合程度, 所以能隙 ΔE 随电场强度 F 的增大而减小.

图 8 描绘了能隙 ΔE 在不同磁场的回旋频率 ω_c 下随抛物势范围 R_0 的变化. 可见, 当 $R_0 > 2.0r_p$ 时, ΔE 随 R_0 的减小而略微增大; 当 $R_0 < 2.0r_p$ 时, ΔE 随 R_0 的减小而显著增大. 比较图 8 和图 4 知, ΔE - R_0 曲线与 ΔE - L 曲线存在明显不同, 这种不同既反映了电子在量子点生长方向及其垂直方向

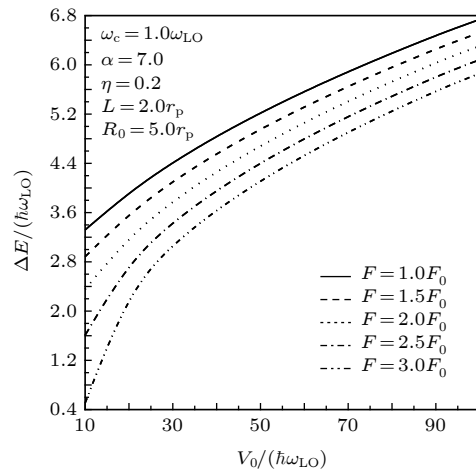


图 7 能隙 ΔE 在不同电场强度 F 下随高斯势阱深 V_0 的变化

Fig. 7. Energy gap ΔE versus the well depth V_0 of the AG potential under different electric field F .

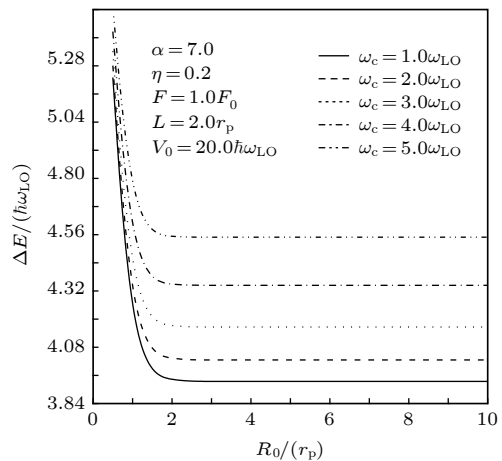


图 8 能隙 ΔE 在不同磁场的回旋频率 ω_c 下随抛物势范围 R_0 的变化

Fig. 8. Energy gap ΔE as a function of the range R_0 of the parabolic potential at different magnetic-field cyclotron (MFC) frequency ω_c .

的不同受限对极化子能量带来的差别显著,也反映了量子点厚度对极化子能量的特殊影响. 不过,当约束势范围 (R_0 和 L 的取值) 较大时,二者的变化规律趋于一致,这是因为当 $z/L \ll 1$ 时,高斯势可以用抛物势来近似. 总之,对施主中心量子点中电子态而言,不考虑量子点的厚度所带来的影响,其结果无疑是比较粗糙的. 由图 8 还可以看出,当 R_0 给定时,能隙 ΔE 随磁场的回旋频率 ω_c 的增加而增大. 这是因为与施加电场相反,施加磁场将强化介质的极化^[34],致使电声耦合强度随磁场的增加而增大. 其中,磁极化子基态能量 $|E_0|$ 随磁场 B 的增加而增大的幅度大于激发态能量 $|E_1|$ 增大的幅度,故 ΔE 随 ω_c 增加而增大.

图 9 给出了磁极化子基态寿命 τ_0 在高斯势不同阱深 V_0 下随其阱宽 L 的变化. 由图可以看出,各 τ_0 - L 曲线呈现出两头低、中间高(最大值出现在 $L_0 \approx 0.25r_p$ 处)、左右非对称的显著特点,属于一种非对称“高斯分布”,这与本文选用非对称高斯势 $V_G(z)$ 描写量子点中电子受限势有关. 根据图 4 的 ΔE - L 曲线不难解释 τ_0 - L 曲线的物理机理: 首先,当 L 较大时, τ_0 随 L 的减小而增大. 这是因为随着 L 的减小,极化子基态与激发态的能隙 ΔE 增大,这使得体系由基态跃迁到激发态的难度增大,即体系基态的稳定性提高,亦即极化子基态寿命变长. 其次,当 $L = L_0$ 时, τ_0 随 L 的减小而增大至最大值,这是因为在 L_0 处能隙 ΔE 的取值增大至峰值. 再次,当 L 的取值较小时, τ_0 随 L 的减小而从其最大值迅速减小. 这是由能隙 ΔE 随 L 的减小而从其峰值迅速减小所致. 由图 9 还可以看出,在给定 L 下, τ_0 随 V_0 的增加而增大. 这是因为能隙 ΔE 随 V_0 的增加而增大,致使 τ_0 随 V_0 的增加而增大. 这些结果表明,量子点的势阱和有效厚度对磁极化子的寿命具有重要影响,进而对量子点 qubit 的退相干产生重要影响.

图 10 描绘了磁极化子基态寿命 τ_0 在不同电声耦合常数 α 下随高斯势阱宽 L 的变化. 可以看出,在给定 L 下, τ_0 随 α 的增加而减小. 这一结果与文献 [29] 的结论一致. 物理原因解释如下: 根据图 6,由于激发态的电子-声子相互作用的强度比基态的弱,所以能隙 ΔE 随耦合强度 α 的增大而增大. 当能隙等于吸收声子的能量时,即声子频率与能隙之间的共振导致受激跃迁几率的增加,故极化子基态寿命 τ_0 随电声耦合常数 α 的增加而缩短. 比对文

献 [20] 的结论不难看出,材料的电声耦合常数对两态极化子基态寿命的影响与对激发态寿命的影响一致,这表明电声耦合常数对量子点 qubit 退相干的基态寿命度量与激发态寿命度量的影响相同. 这也印证了本文引言所述的 qubit 退相干的基态寿命度量法和激发态寿命度量法具有相同物理机理的观点. 这意味着增大材料的电声耦合常数将加剧对量子点 qubit 相干性的干扰.

图 11 给出了基态寿命 τ_0 在不同温度参数 γ 下随高斯势阱宽 L 的变化. 可以看出,寿命 τ_0 随温度参数 γ 的增加而增大,换言之,寿命 τ_0 随温度 T 的

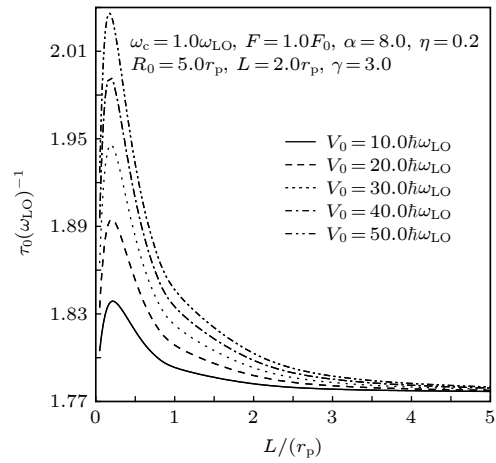


图 9 磁极化子基态寿命 τ_0 在高斯势不同阱深 V_0 下随其阱宽 L 的变化

Fig. 9. The ground-state lifetime τ_0 of the magnetopolaron as a function of the well width L at different well depth V_0 of the AG potential.

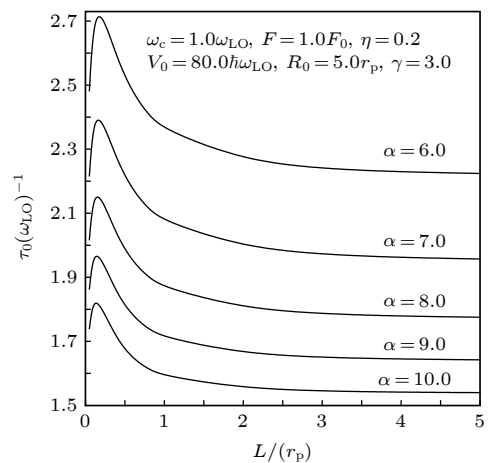


图 10 基态寿命 τ_0 在不同电声耦合常数 α 下随高斯势阱宽 L 的变化

Fig. 10. The ground-state lifetime τ_0 as a function of the well width L of the AG potential at different EPC constant α .

升高而缩短. 这一结果与文献 [29,30] 的结论一致. 这是因为晶格热振动随温度的升高而增大, 因而电子周围的声子数量随着温度的升高而急剧增加, 致使电子吸收声子的概率变得更大, 也就是电子吸收声子从基态跃迁到激发态的概率变大, 亦即极化子基态寿命随温度的升高而缩短. 这表明量子点 qubit 在低温环境运行才能保持其良好的相干性.

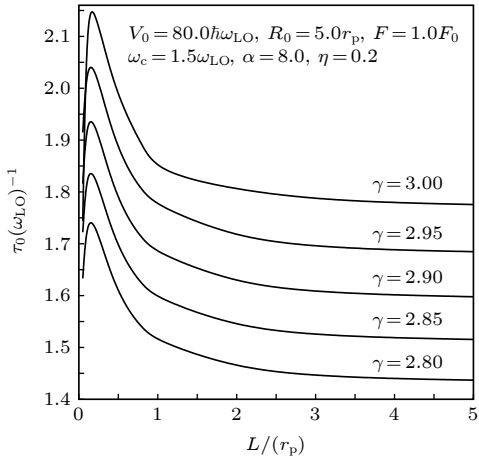


图 11 基态寿命 τ_0 在不同温度参数 γ 下随高斯势阱宽 L 的变化
 Fig. 11. The ground-state lifetime τ_0 as a function of the well width L of the AG potential at different temperature parameter γ .

图 12 描绘了磁极化子基态寿命 τ_0 在不同介电常数比 η 下随抛物势范围 R_0 的变化. 可以看出, 基态寿命 τ_0 随抛物势范围 R_0 的减小而增大. 这一结果与文献 [29] 中抛物势情形的结论一致. 根据图 8, 这是因为能隙 ΔE 随 R_0 的减小而增大, 致使寿命 τ_0 随 R_0 的减小而增大. 比较图 12 和图 9 可以看出, 抛物势和非对称高斯势分别对量子点中极化子基态寿命的影响有明显不同, 这种不同既反映了电子在量子点生长方向及其垂直方向的不同受限对寿命 τ_0 的不同影响, 也反映了量子点厚度对极化子寿命 τ_0 的特殊影响. 由图 12 可以看出, 当 R_0 取定值时, 寿命 τ_0 随介电常数比 η 的增加而增大. 根据图 5 可知, 这是由能隙 ΔE 随 η 的增加而增大所致. 对比文献 [24] 的结论不难看出, 材料的介电常数比对两态极化子基态寿命的影响与对激发态寿命的影响一致, 即提高材料的介电常数比既可以提高极化子基态寿命, 同时也可以提高激发态寿命. 这意味着通过提高材料的介电常数比可达到双重调节和改善量子点 qubit 相干性的效果.

图 13 给出了基态寿命 τ_0 在磁场的不同回旋频率 ω_c 下随高斯势阱深 V_0 的变化. 可以看出, 当 V_0 给定时, 寿命 τ_0 随回旋频率 ω_c 的增加而增大. 根据图 8 不难说明, 这是因为能隙 ΔE 随 ω_c 增加而增大, 导致寿命 τ_0 随回旋频率 ω_c 的增加而增大. 这表明施加磁场是改善量子点 qubit 相干性的一种方法.

图 14 给出了磁极化子基态寿命 τ_0 在不同电场强度 F 下随抛物势范围 R_0 的变化. 可以看出, 当 R_0 的取值一定时, 寿命 τ_0 随电场强度 F 的增加而缩短, 这一结果与文献 [31] 的结论一致. 这是因为能隙 ΔE 随 F 的增大而减小, 导致寿命 τ_0 随电场 F 的增大而缩短. 这意味着跟施加磁场的情况不同, 施加电场将对量子点 qubit 相干性造成干扰.

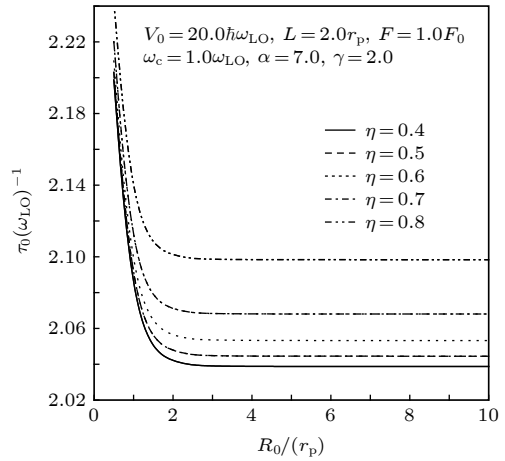


图 12 基态寿命 τ_0 在不同介电常数比 η 下随抛物势范围 R_0 的变化
 Fig. 12. The ground-state lifetime τ_0 as a function of the range R_0 of the parabolic potential at different DC ratio η .

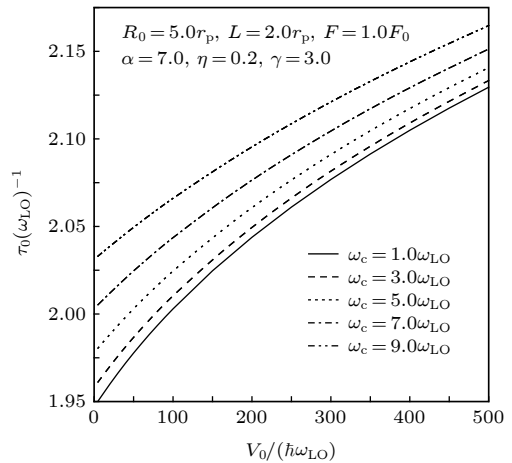


图 13 基态寿命 τ_0 在磁场的不同回旋频率 ω_c 下随高斯势阱深 V_0 的变化
 Fig. 13. The ground-state lifetime τ_0 versus the well depth V_0 of the AG potential under different MFC frequencies ω_c .

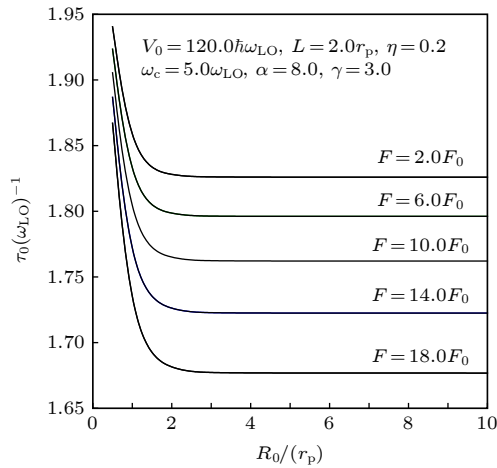


图 14 磁极化子基态寿命 τ_0 在不同电场强度 F 下随抛物势范围 R_0 的变化

Fig. 14. The ground-state lifetime τ_0 as a function of the range R_0 of the parabolic potential at different electric field F .

4 结 论

研究了介电常数比和电声耦合常数等材料的属性及电磁场、温度等环境因素对非对称高斯势施主中心量子点中磁极化子基态寿命的影响. 数值结果表明: I) 量子点约束势的高度和宽度对极化子基态寿命的影响较大, 即磁极化子基态寿命随非对称高斯势阱深的增加而增大, 随非对称高斯势阱宽的变化呈非对称“高斯分布”特点; II) 磁极化子基态寿命随材料的介电常数比的增加而增大、随材料的电声耦合常数的增加而缩短; III) 磁极化子基态寿命分别随环境温度的升高而缩短、随电场强度的增加而缩短、随磁场强度的增加而增大; IV) 选取介电常数比较高或电声耦合常数较小的材料制备量子点、施加强磁场或弱电场或低温环境条件下, 可以获得相干性好的量子点 qubit.

参考文献

[1] Tiotsop M, Fotue A J, Talla P K, Kenfack S C, Fautso K G, Fotsin H, Fai L C 2018 *Iran. J. Sci. Technol. A* **42** 933
 [2] Lang Z H, Cai C U, Xiao J L 2019 *Int. J. Theor. Phys.* **58** 2320

[3] Jordan K, Stephen J P 2005 *Phys. Rev. B* **71** 125332
 [4] Liang Z H, Xiao J L 2018 *Indian J. Phys.* **92** 437
 [5] Chi F, Li S S 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 043705
 [6] Li S S, Xia J B, Yang F H, Niu Z C, Feng S L, Zheng H Z 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 6151
 [7] Petta J R, Johnson A C, Taylor J M, Laird E A, Yacoby A, Lukin M D, Marcus C M, Hanson M P, Gossard A C 2005 *Science* **309** 2180
 [8] Varwig S, René A, Grelich A, Yakovlev D R, Reuter D, Wieck A D, Bayer B 2013 *Phys. Rev. B* **87** 115307
 [9] Sun Y, Xiao J L 2019 *Opt. Quantum Electron.* **51** 110
 [10] Xiao J L 2019 *J. Low Temp. Phys.* **195** 442
 [11] Ma X J, Xiao J L 2018 *Opt. Quantum Electron.* **50** 144
 [12] Xiao J L 2018 *J. Low Temp. Phys.* **192** 41
 [13] Baumgratz T, Cramer M, Plenio M B 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 140401
 [14] Shao L H, Xi Z J, Fan H, Li Y M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 042120
 [15] Rana S, Parashar P, Lewenstein M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012110
 [16] Streltsov A, Singh U, Dhar H S, Bera M N, Adesso G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 020403
 [17] Ma J J, Yadin B, Girolami D, Vedral V, Gu M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 160407
 [18] Davide G 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 170401
 [19] Pires D P, Céleri L C, Soares-Pinto D O 2015 *Phys. Rev. A* **91** 042330
 [20] Fotue A J, Fobasso M F C, Kenfack S C, Tiotsop M, Djomou J R D, Ekosso C M, Nguimeya G P, Danga J E, Keumo Tsiaze R M, Fai L C 2016 *Eur. Phys. J. Plus* **131** 205
 [21] Xiao W, Xiao J L 2016 *Int. J. Theor. Phys.* **55** 2936
 [22] Sun Y, Ding Z H, Xiao J L 2014 *J. Low Temp. Phys.* **177** 151
 [23] Sun Y, Ding Z H, Xiao J L 2017 *J. Electron. Mater.* **46** 439
 [24] Bai X F, Xin W, Eerdunchaolu 2019 *Int. J. Mod. Phys. B* **33** 1950322
 [25] Wuyunqimuge, Han C, Eerdunchaolu 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 247803 (in Chinese) [乌云其木格, 韩超, 额尔敦朝鲁 2019 物理学报 **68** 247803]
 [26] Boucaud P, Sauvage S, Bras F, Fishman G, Ortéga J M, Gérard J M 2005 *Physica E* **26** 59
 [27] AZibik E, Wilson L R, Green R P, Wells J P R, Phillips P J, Carder D A, Cockburn J W, Skolnick M S, Steer M J, Liu H Y, Hopkinson M 2004 *Physica E* **21** 405
 [28] Verzelen O, Ferreira R, Bastard G 2002 *Physica E* **13** 309
 [29] Yu Y F, Xiao J L, Yin J W, Wang Z W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2236
 [30] Khordad R, Goudarzi S, Bahramiyan H 2016 *Indian J. Phys.* **90** 659
 [31] Li Z X 2019 *Indian J. Phys.* **93** 707
 [32] Lee T D 1953 *Phys. Rev.* **90** 297
 [33] Landau L D, Pekar S I 1948 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **18** 419
 [34] Brummell M A, Nicholas R J, Hopkins M A, Harris J J, Foxon C T 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 77
 [35] Bai X F, Xin W, Yin H W, Eerdunchaolu 2017 *J. Korean Phys. Soc.* **70** 956

Magnetopolaron-state lifetime and qubit decoherence in donor-center quantum dots with the electromagnetic field*

Bai Xu-Fang¹⁾ Chen Lei^{2)†} Eerdunchaolu²⁾

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

2) (*Institute of Condensed Matter Physics, Hebei Normal University of Science and Technology, Qinhuangdao 066004, China*)

(Received 19 February 2020; revised manuscript received 22 April 2020)

Abstract

Recently, the measurement scheme of quantum dot qubit decoherence quantized by the longitudinal optical (LO) phonon spontaneous emission rate has attracted the attention and discussion of many researchers. However, it is not difficult to see that the above-mentioned measurement scheme still has some insufficient and imperfect aspects that are to be studied urgently. Considering from the physical mechanism, the essence of the above scheme is to quantify the decoherence time of qubit by using the excited state decay time or excited state lifetime of the polaron. However, so far, there is little research on how the ground state decay time and ground state lifetime of two-state polaron affect the coherence of qubit. There is no doubt that this is an equally important research topic. This is because, firstly, for the coherence of the quantum state of polaron, both the decay of the excited state and the decay of the ground state will destroy or attenuate the qubit coherence, secondly, the transition rate of the two-state polaron from the ground state to the excited state after absorbing an LO phonon is also a function quantifying the qubit decoherence time of two-state system of which the inverse is called the ground state decay time or the ground state lifetime. It may be called a measure of qubit decoherence time quantized by the ground state decay time or ground state lifetime of polaron. In this article, the ground-state and excited-state energy and wave function of the magnetopolaron in a donor-center quantum dot with asymmetric Gaussian potential are derived by Lee-Low-Pines transformation and Pekar-type variational method, and then the two-level structure for a qubit is constructed. The measure of qubit decoherence time of quantum dots quantified by ground state decay time of two-state polaron is established, which is compared with the well-known measure of qubit decoherence time of quantum dots quantified by polaron excited state decay time, and their physical mechanisms are revealed. By studying the influence of dielectric constant ratio, electro-phonons coupling constant, temperature and electromagnetic field on the ground state lifetime of magnetopolaron in the donor-center quantum dots with asymmetric Gaussian potential, the influences of material properties, temperature, electromagnetic field and other environmental factors on qubit decoherence of quantum dots are revealed, thereby revealing the mechanism of qubit decoherence caused by LO phonon effect.

Keywords: donor-center quantum dots, asymmetric Gaussian potential, magnetopolaron, lifetime, decoherence

PACS: 78.67.Hc, 71.38.Fp, 63.20.kd

DOI: 10.7498/aps.69.20200242

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51902085), the Natural Science Foundation of Inner Mongolia Autonomous Region, China (Grant Nos. 2019MS01011, 2019MS06017), and the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. E2019407123).

† Corresponding author. E-mail: eedcl2603@hevttc.edu.cn