

半导体量子点中强耦合磁极化子的性质^{*}

王立国¹ 肖景林¹ 李树深²

(1 内蒙古民族大学物理系, 通辽 028043)

(2 中国科学院半导体研究所 半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

摘要: 采用线形组合算符和么正变换研究了磁场对半导体量子点中强耦合磁极化子基态的影响。结果表明, 磁极化子束缚能、磁极化子振动频率随有效束缚强度增大而减小, 随电子-体纵光学声子耦合强度增大而增大, 随磁场强度增大而增大, 即均由于半导体量子点的受限和磁场的增大而使量子点的极化加强, 因此半导体量子点的极化是不容忽略的。

关键词: 磁场; 半导体量子点; 强耦合; 线形组合算符

PACC: 6320K; 7138

中图分类号: TN 304. 055

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2004)08-0937-05

1 引言

随着分子束外延(MBE)技术的发展, 人们已经能制备出具有一个电子 DeBrolie 波长大小的器件——量子点^[1,2]。由于量子点组成的点阵具有相干集体效应, 新的声子模式和光电性质以及不可估量的潜在应用前景, 因而量子点系统像半导体超晶格、半导体量子线一样在半导体物理、材料物理科学、微电子学和光电子领域得到广泛研究。许多物理学家^[3~7]研究了量子点中电子与体纵光学声子的相互作用。Zhu 等人^[8]用 Landau-Pekar 变分法研究了磁场对抛物量子点中强耦合极化子的影响, 得出磁场下极化子的束缚能随磁场的增加而增大, 磁场对电子周围的光学声子平均数的影响很小。Zhou 等人^[9]以同样的方法讨论了量子点中强耦合磁极化子, 发现磁极化子基态激发态的束缚能随磁场和量子点受限制增强而增大。Mukhopadhyay 等人以 Rayleigh-Schroedinger^[10~11]应用变分法研究了极性半导体抛物量子点中一个电子的基态和激发态的极化修正, 当半导体量子点的尺寸只有几个纳米时, 基态和激发态的极化修正会相当大。并且以二级

Rayleigh-Schrodinger 微扰法得出了二维、三维极性半导体量子点中一个电子基态能的极化修正, 同样表明二维极化影响比三维大, 且极化子对基态能量的增加与维数和电子-光学声子耦合常数无关, 而与声子的频率有关。Eerdun^[12]采用改进的 Huybrechs 线形组合算符和变分方法研究了半导体膜内电子与表面光学声子强耦合、与体纵光学声子弱耦合对极化子性质的影响, 得出在半导体膜较薄时, 电子与表面声子的耦合强; 在膜较厚时, 电子与体纵光学声子的耦合是主要的。额尔敦朝鲁等人^[13]采用同样的方法讨论了晶格热振动对极性半导体膜中电子-表面光学声子强耦合和电子-体纵光学声子弱耦合体系的影响, 结果表明极性半导体膜中表面光学声子和体纵光学声子对极化子自陷能的贡献分别在薄膜和厚膜情况下起主导作用。本文应用线形组合算符和么正变换研究了量子点中磁极化子的性质, 得出了磁极化子束缚能、磁极化子振动频率与有效束缚强度、电子-体纵光学声子耦合强度和磁场强度的变化关系。

2 理论方法

因电子在一个方向(设为 z 方向)比另外两个方

* 国家自然科学基金和内蒙古自然科学基金(批准号: 200208020110)资助项目

王立国 男, 1976 年出生, 硕士研究生, 主要从事凝聚态光学性质的研究。

2003-08-08 收到, 2003-11-24 定稿

©2004 中国电子学会

向强受限强的多, 所以只考虑电子在 $x-y$ 平面上运动。设单一量子点中的束缚势为抛物势^[9, 15], 表示为:

$$V(\rho) = \frac{1}{2}m^*\omega_0^2\rho^2 \quad (1)$$

其中 m^* 为裸带质量; $\vec{\rho}$ 为二维坐标矢量; ω_0 为半导体量子点受限强度。磁场沿 z 方向, 电子-声子体系的哈密顿量为

$$H = \frac{(p + e\vec{A})^2}{2m^*} + \frac{1}{2}m^*\omega_0^2\rho^2 + \sum_q \hbar\omega_0 b_q^\dagger b_q + \sum_q (V_q e^{iq\cdot r} b_q + H.C.) \quad (2)$$

其中 b_q^\dagger (b_q) 为波矢 \mathbf{q} ($\mathbf{q} = \mathbf{q}_{\parallel}, q_z$) 体纵光学声子的产生(湮灭)算符; $\mathbf{r} = (\rho, z)$ 为电子坐标矢量, 且

$$V_q = i\left(\frac{\hbar\omega_{00}}{q}\right)\left(\frac{\hbar}{2m^*\omega_{00}}\right)^{1/4}\left(\frac{4\pi\alpha}{v}\right)^{1/2} \quad (3)$$

$$\alpha = \left(\frac{e^2}{2\hbar\omega_{00}}\right)\left(\frac{2m^*\omega_{00}}{\hbar}\right)^{1/2}\left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right) \quad (4)$$

其中 ϵ_∞ 是高频介电常数; ϵ_0 是静电介电常数; α 为电子-体纵光学声子耦合强度。采取对称规范 $\mathbf{A} = (-\frac{1}{2}By, \frac{1}{2}Bx)$, 对 $x-y$ 平面上运动的电子动量和坐标引进线性组合算符

$$p_j = \left(\frac{m^*\hbar\lambda}{2}\right)^{1/2}(a_j + a_j^\dagger)$$

$$\rho_j = i\left(\frac{\hbar}{2m^*\lambda}\right)^{1/2}(a_j - a_j^\dagger) \quad (j = x, y) \quad (5)$$

其中 λ 为变分参量。

对哈密顿量进行么正变换

$$U = \exp\left[\sum_q (f_q b_q^\dagger - f_q^* b_q)\right] \quad (6)$$

其中 f_q^*, f_q 均为变分参量, 则哈密顿量变为

$$\begin{aligned} H'' &= \frac{\hbar\lambda}{4} \sum_j (a_j^\dagger a_j^\dagger + a_j a_j + 2a_j^\dagger a_j + 1) + \\ &\quad \sum_q \hbar\omega_0 (b_q^\dagger + f_q^*) (b_q + f_q) + \\ &\quad \frac{\hbar\omega_0^2}{4\lambda} \sum_j (2a_j^\dagger a_j + 1 - a_j^\dagger a_j^\dagger - a_j a_j) + \\ &\quad \frac{e^2 B^2 \hbar}{16m^* \lambda} \sum_j (a_j a_j + a_j^\dagger a_j^\dagger - 2a_j^\dagger a_j - 1) + \\ &\quad \frac{eB\hbar i}{4m^*} [(a_y + a_y^\dagger)(a_x - a_x^\dagger) - (a_x + a_x^\dagger)(a_y - a_y^\dagger)] + \\ &\quad \sum_q \left[V_q (b_q + f_q) e^{-\hbar q^2/4m^* \lambda} e^{\sum_j (\frac{\hbar}{2m^*\lambda})^{1/2} q_j a_j^\dagger} \times \right. \\ &\quad \left. e^{-\sum_j (\frac{\hbar}{2m^*\lambda})^{1/2} q_j a_j} e^{iq_z z} + H.C.\right] \end{aligned} \quad (7)$$

令基态波函数为

$$|\Psi\rangle = |\psi(z)\rangle |0_q\rangle |0_j\rangle \quad (8)$$

$\psi(z)$ 为电子 z 方向波函数, 因电子在 z 方向强受限, 可将其看成只在无限薄的狭层内运动, 所以 $|\psi(z)\rangle |0_q\rangle |0_j\rangle|^2 = \delta(z)$, $|0_q\rangle$ 为无微扰零声子态, $|0_j\rangle$ 为量子点中极化子基态, 分别由 $b_q|0_q\rangle = 0, a_j|0_j\rangle = 0$ 确定。(8)式对 $|\Psi\rangle$ 的久期值为 $F(\lambda, f_d) \equiv \langle\Psi|H|\Psi\rangle$, $F(\lambda, f_d)$ 对 λ, f_d 的变分极值给出量子点中磁极化子的基态能量上限 E_0

$$E_0 = \min F(\lambda, f_d) \quad (9)$$

(8) 式代入 $F(\lambda, f_d)$, 得

$$\begin{aligned} F(\lambda, f_d) &= \frac{\hbar\lambda}{2} + \frac{\hbar\omega_0^2}{2\lambda} + \frac{e^2 B^2 \hbar}{8m^* \lambda} + \\ &\quad \sum_q \hbar\omega_0 |f_d|^2 + \sum_q (V_q f_q e^{-\frac{\hbar q^2}{4m^* \lambda}} + H.C.) \end{aligned} \quad (10)$$

利用变分法, 得

$$f_d = -\frac{V_q e^{-\frac{\hbar q^2}{4m^* \lambda}}}{\hbar\omega_0} \quad (11)$$

(12) 式代入(11)式, 并求和变积分, 得

$$F(\lambda) = \frac{\hbar\lambda}{2} + \frac{\hbar^3}{2l_0^4 m^* \lambda} + \frac{\omega_0^2 \hbar}{8\lambda} - \alpha \hbar \omega_0 r_o \sqrt{\frac{2m^* \lambda}{\hbar\pi}} \quad (12)$$

其中 $r_o = \sqrt{\frac{\hbar}{2m^* \omega_{00}}}, l_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m^* \omega_0}}, \omega = \frac{eB}{m^* c}$ 分别为极化子半径, 有效束缚强度和回旋共振频率。取通常极化子单位($\hbar = 2m^* = \omega_{00} = 1$),

$$F(\lambda) = \frac{\lambda}{2} + \frac{2}{\lambda l_0^4} \left(1 + \frac{\omega_0^2 l_0^4}{16}\right) - \alpha \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \quad (13)$$

$$\text{令 } k = 1 + \frac{\omega_0^2 l_0^4}{16} \quad (14)$$

再次变分可以得出关于磁极化子振动频率 $\sqrt{\lambda_0}$ 的四次方程为

$$\frac{1}{2} - \frac{2k}{\lambda_0^2 l_0^4} - \frac{\alpha}{2} \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda_0}} = 0 \quad (15)$$

最后得抛物形量子点中强耦合磁极化子的基态能量为

$$E_0 = \frac{\lambda_0}{2} + \frac{2}{\lambda_0 l_0^4} k - \alpha \sqrt{\frac{\lambda_0}{\pi}} \quad (16)$$

磁极化子的基态束缚能为(相对亚稳带)

$$E_b = \frac{\sqrt{k}}{l_0^2} - E_0 \quad (17)$$

量子点中电子周围光学声子平均数为

$$N = \langle\Psi|U^- \sum_q b_q^\dagger b_q U|\Psi\rangle$$

$$= -\frac{\alpha}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\lambda_0} \quad (18)$$

由(15)式可以看出磁极化子的振动频率 λ_0 与回旋频率 ω_c 有关, 而 ϵ_c 又是磁场强度 B 的函数, 所以磁极化子的基态能量, 基态束缚能和电子周围光学声子平均数均与磁场强度有关.

3 结果与讨论

半导体量子点中的强耦合磁极化子的性质表现

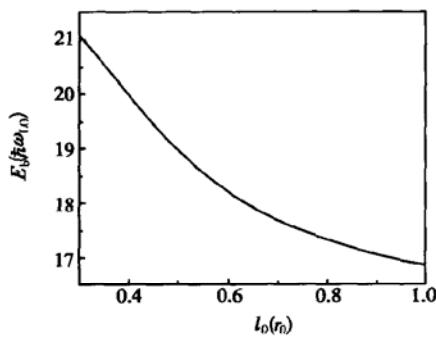


图1 半导体量子点中磁极化子基态束缚能 E_b 与有效束缚强度 l_0 在无磁场下 $B = 0, \alpha = 10$ 时的变化曲线

Fig. 1 Polaron ground state binding energy E_b of parabolic quantum dots as a function of the effective confinement length l_0 of the quantum dots for $B = 0, \alpha = 10$

在基态束缚能 E_b 和磁极化子的振动频率 λ 与有效束缚强度 l_0 , 电子-体纵光学声子耦合强度 α 以及与回旋频率 ω_c 的关系. 数值结果如图 1~6 所示. 图 1 表示无磁场时, $\alpha = 10$ 时半导体量子点中强耦合磁极化子基态束缚能 E_b 和有效束缚强度 l_0 的关系曲线. 由图可以看出, 束缚能 E_b 随有效束缚强度 l_0 增大而减小. 当有效束缚强度 l_0 趋于无穷时, 磁极化子的基态束缚能 E_b 趋于二维情形. 图 2 表示无磁

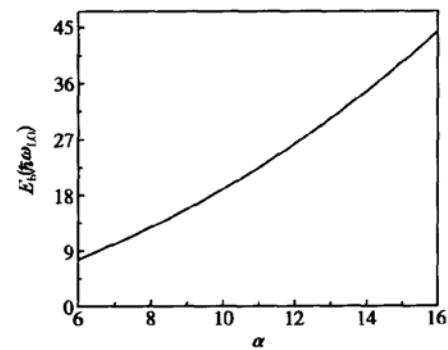


图2 半导体量子点中磁极化子基态束缚能 E_b 与电子-体纵光学声子耦合强度 α 在无磁场下 $l_0 = 0.5, B = 0$ 时的变化曲线

Fig. 2 Polaron ground state binding energy E_b of parabolic quantum dots as a function of the electron-LO-phonon coupling constant α for the $l_0 = 0.5, B = 0$

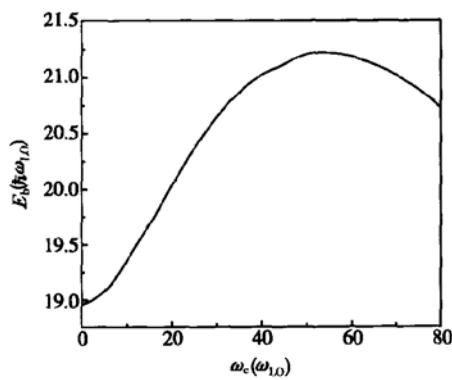


图3 半导体量子点中磁极化子基态束缚能 E_b 与回旋共振频率 ω_c 在 $l_0 = 0.5, \alpha = 10$ 时的关系曲线

Fig. 3 Polaron ground state binding energy E_b of parabolic quantum dots as a function of the cyclotron resonance frequency ω_c for $l_0 = 0.5, \alpha = 10$

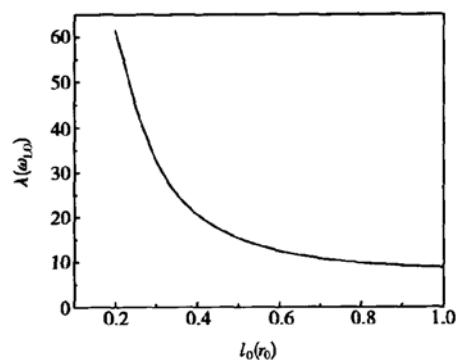


图4 半导体量子点中耦合磁极化子的振动频率 λ 与有效束缚强度 l_0 在 $B = 0, \alpha = 10$ 时的关系曲线

Fig. 4 Resonant frequency λ of strong-coupling magnetopolaron in the parabolic quantum dot as a function of the effective length l_0 for $B = 0, \alpha = 10$

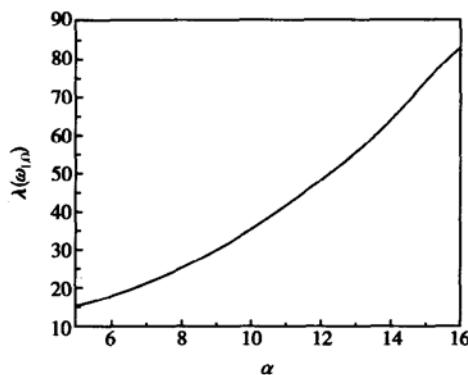


图 5 半导体量子点中强耦合磁极化子的振动频率 λ 与电子-体纵光学声子耦合强度 α 的变化曲线 ($B = 0$, $l_0 = 0.5$)

Fig. 5 Resonant frequency λ of strong-coupling magnetopolaron in the parabolic quantum dot as a function of the electron-L0-phonon coupling constant α for the $B = 0$, $l_0 = 0.5$

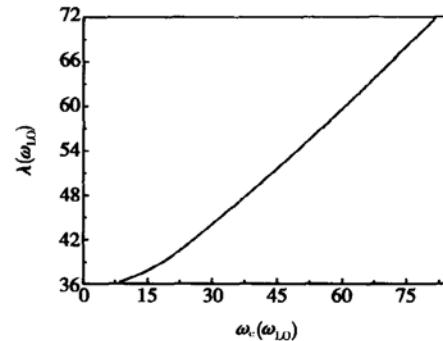


图 6 半导体量子点中强耦合磁极化子的振动频率 λ 与回旋共振频率 ω_c 的变化曲线 ($l_0 = 0.5$, $\alpha = 10$)

Fig. 6 Resonant frequency λ of strong-coupling magnetopolaron in the parabolic quantum dot as a function of the cyclotron resonance frequency ω_c for $l_0 = 0.5$, $\alpha = 10$

场, $l_0 = 0.5$ 时, 半导体量子点中强耦合磁极化子基态束缚能 E_b 与电子-体纵光学声子耦合强度 α 的关系曲线. 由图可知, 束缚能 E_b 随电子-体纵光学声子耦合强度 α 增大而迅速增大. 图 3 表示半导体量子点中磁极化子基态束缚能 E_b 与回旋频率 ω_c 的变化曲线. 由图可以看出, 束缚能 E_b 随回旋频率 ω_c 增大而增大, 逐渐趋于最大值, 然后又减小. 磁场使极化子的基态束缚能出现了共振峰, 磁场在一定程度上增强了半导体量子点的极化. 当半导体量子点在强磁场弱受限时, 即 $\omega \gg \omega_0$ 时, 磁极化子基态束缚能最大值为 $5.3052 \hbar \omega_0$, 对应的回旋频率 $14.1451 \omega_0$. 图 4~6 表示半导体量子点中强耦合磁极化子的振动频率 λ 与有效束缚强度 l_0 , 电子-体纵光学声子耦合强度 α 和回旋频率 ω_c 的变化曲线. 由曲线变化可以看出, 磁极化子的振动频率随有效束缚强度 l_0 增大而减小, 随电子-体纵光学声子耦合强度 α 增大而迅速升高, 随回旋共振频率 ω_c 增大而逐渐增强. 图 1 和图 4 均说明, 由于半导体量子点的受限, 而增强了量子点的极化.

由有效束缚强度表达式 $l_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m^* \omega_0}}$ 可知, 有效束缚强度 l_0 与量子点受限强度开方成反比, 所以量子点受限越强, 量子点中磁极化子的基态束缚能 E_b 和磁极化子的振动频率 λ 越大; 由回旋共振频率表

达式 $\omega_c = \frac{eB}{mc}$, 可以看出回旋共振频率和磁场强度成正比, 所以磁场强度越强, 量子点中强耦合磁极化子的基态束缚能, 振动频率也越大. 因此, 半导体量子点中磁极化子基态束缚能, 磁极化子的振动频率, 均由于半导体量子点的受限和磁场的增大而使量子点的极化加强, 所以半导体量子点的极化是不容忽略的.

参考文献

- [1] Sikorski C, Merkt V. Spectroscopy of electronic states in InSb quantum dots. Phys Rev Lett, 1989, 62: 2164
- [2] Lorke A, Kotthaus J P, Ploog K. Coupling of quantum dots on GaAs. Phys Rev Lett, 1990, 64: 2559
- [3] Lee C M, Gu S W. Polaron effect on energy spectrum in two-electron quantum dot under magnetic field. Solid State Commun, 2000, 116: 51
- [4] Kandemir B S, Altanhan T. Polaron effects on an anisotropic quantum dot in a magnetic field. Phys Rev B, 1998, 60: 7
- [5] Peeters F M. Magneto-optics in parabolic quantum dots. Phys Rev B, 1990, 42: 1486
- [6] Maksym P A, Chakrabarty T. Quantum dots in a magnetic field role of electron-electron interactions. Phys Rev Lett, 1990, 65: 108
- [7] Yip S K. Magneto-optical absorption by electrons in the presence of parabolic confinement potential. Phys Rev B, 1991, 43: 1707

- [8] Zhu K D, Kobayashi T. Magnetic field effects on strong-coupling polarons in quantum dots. *Phys Lett A*, 1994, 190: 337
- [9] Zhou H Y, Gu S W, Shi Y M. Effects of strong coupling magnetopolaron in quantum dot. *Modern Phys Lett B*, 1998, 12: 693
- [10] Mukhopadhyay S, Chatterjee A. The ground and the first excited states of an electron in a multidimensional polar semiconductor quantum dot: an all-coupling variational approach. *J Phys Condens Matter*, 1999, 11: 2071
- [11] Mukhopadhyay S, Chatterjee A. Rayleigh-Schroedinger perturbation theory for electron-phonon interaction effects in polar semiconductor quantum dots with parabolic confinement.
- [12] Erdunchaolu, Xiao Jinglin, Li Shushen. Influence of electron-surface phonon strong-coupling on properties of polaron in CdF₂ semiconductor Slab. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2000, 21(3): 225[额尔敦朝鲁, 肖景林, 李树深. CdF₂ 半导体膜中电子表面声子强耦合对极化子性质的影响. 半导体学报, 2000, 21(3): 225]
- [13] Erdunchaolu, Li Shushen, Xiao Jinglin. Effects of lattice vibration on self-trapping energy of polaron of electron-surface phonons strong-coupling in polar semiconductor slab. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2001, 22(6): 715[额尔敦朝鲁, 李树深, 肖景林. 晶格热振动对极性半导体膜中电子-表面声子强耦合极化子自陷阱的影响. 半导体学报, 2001, 22(6): 715]

Properties of Strong-Coupling Magnetopolaron in Semiconductor Quantum Dot^{*}

Wang Liguo¹, Xiao Jinglin¹ and Li Shushen²

(1 Department of Physics, Inner Mongolia National University, Tongliao 028043, China)

(2 National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract: The properties of strong-coupling magnetopoloron in the semiconductor quantum dot are investigated by the linear combination operator and unitary transformation methods. The results show that the magnetopolaron binding energy decreases with increasing the effective confinement length, enlarges with increasing the electron-phonon coupling strength, and enhances with enlarging the cyclotron resonant frequency. Furthermore, the resonant frequency of strong-coupling magnetopolaron in the semiconductor quantum dot decreases with increasing the effective confinement length, enlarges with increasing the electron-phonon coupling strength, and enhances with enlarging the cyclotron resonant frequency. So the polaronic effects can not be ignored in the semiconductor quantum dot.

Key words: magnetic field; semiconductor quantum dot; strong-coupling; linear combination operator

PACC: 6320K; 7138

Article ID: 0253-4177(2004)08-0937-05

* Project supported by National Natural Science Foundation of China, and Natural Science Foundation of Inner Mongolia(No. 200208020110)

Wang Liguo male, was born in 1976, master candidate, working with the properties of condense matter luminescence.

Received 8 August 2003, revised manuscript received 24 November 2003

©2004 The Chinese Institute of Electronics