

# 稳恒电、磁场中量子阱内极化子的 基态能量\*

黄卓和 陈传誉<sup>1)</sup> 陈芝得 张树群

广州师范学院物理系, 广州 510400

1993年3月15日收到

采用 Larsen 谐振子算符代数运算与变分波函数相结合的方法, 研究处于与生长轴方向平行的稳恒电、磁场中量子阱内的电子—体纵光学声子相互作用系统. 得到系统包括二级微扰修正的、作为量子阱宽度、电子-声子耦合常数以及电、磁场强度函数的基态能量表达式. 结果表明: 对电子基态能量的极化影响, 随阱宽及电场强度的增大而减弱, 而随磁场强度的增大而增强.

**PACC:** 6320K; 7138

## 一、引 言

近年来, 随着材料生长技术的发展, 处于量子阱、超晶格、异质结等结构的局域电子问题备受人们的关注, 处于外场中的局域电子系统也受到越来越多的研究. 此外, 声子对局域电子的影响也已引起人们日益重视.

对局域电子与光学声子相互作用, Sarma 等人<sup>[1]</sup>研究过无限势垒量子阱中体纵光学(LO)声子对电子结合能及有效质量的影响. Comas 等人<sup>[2]</sup>计算过与局域 LO 声子相互作用的电子结合能及有效质量, Hai Guo qiang 等人<sup>[3]</sup>对三种不同的局域势研究了量子阱中的极化子能量及有效质量. 在有外磁场存在情况下, Wu Xiaoguang 等人<sup>[4]</sup>曾利用 Random 相近似方法研究了单量子阱中电子-体 LO 声子系统的回旋共振质量. Larsen 则采用算符代数运算方法研究二维电子-LO 声子系统在磁场中的基态能量<sup>[5]</sup>. 陈传誉与其合作者也曾先后用推广的 Larsen 方法及微扰理论分别研究了磁场中界面极化子基态能量<sup>[6,7]</sup>和双异质结构内的极化子基态性质<sup>[8]</sup>.

Bastard 等人<sup>[9]</sup>采用变分方法研究电场中量子阱内类氢杂质的结合能, Chen 等人<sup>[10]</sup>讨论了量子阱中类氢杂质态的 Stark 移动, 但文献[9],[10]均未计及声子的影响. Degani 等人<sup>[11]</sup>则讨论无外场情况下, 体 LO 声子对量子阱中类氢杂质结合能的影响. 最近, 陈传誉等人<sup>[12]</sup>用变分波函数的方法讨论电场中量子阱内束缚极化子的结合能. 结果发现, LO 声子对量子阱中的束缚极化子结合能的修正量在 8%—15% 之间. 因此, 考虑声子

\* 国家自然科学基金资助的课题.

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)理论物理分中心.

的耦合是必要的。

对于既有电场又有磁场平行于量子阱或超晶格生长轴的局域电子系统, Ferreira 等人<sup>[13]</sup>和 Claro 等人<sup>[14]</sup>曾进行过研究,但在这些工作中均未考虑声子的影响,对此,本文采用 Larsen 算符代数运算与变分波函数相结合的方法,对处于与生长轴平行的稳恒电、磁场中无限高势垒量子阱内的电子-体 LO 声子耦合系统进行研究,得到系统包括二级微扰修正的、作为量子阱宽度、电子-LO 声子耦合常数,以及电、磁场强度函数的基态能量表达式。当阱宽  $L \rightarrow 0$  的极限情况下,其结果与 Larsen 讨论的磁场中纯二维电子-LO 声子系统的结果<sup>[15]</sup>符合得很好。最后对 GaAs 材料的量子阱进行了数值计算。结果表明, LO 声子对阱内电子基态能量的极化影响随阱宽减小而增强,随电场强度的增大而减弱,而随磁场强度的增加而增强。

## 二、模型与理论

图 1 给出被研究系统的物理图象,对于一个被限在宽度为  $L$  的无限高势垒量子阱中的电子,当沿  $z$  方向施加稳恒电、磁场  $F$  和  $B_m$ , 在电子带质量各向同性的近似下,考虑电子与 LO 声子相互作用,系统的哈密顿量可表示为<sup>[6,12]</sup>

$$H = H_0 + H_{e-ph}, \quad (1)$$

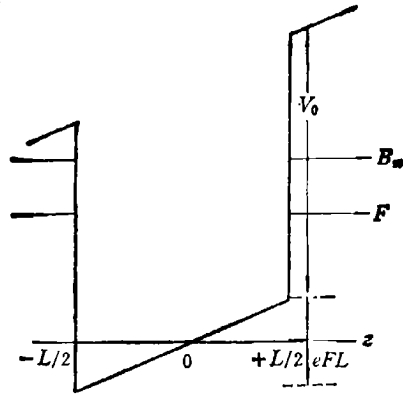


图 1 处于与生长轴平行的稳恒电磁场中的量子阱

其中

$$H_0 = \frac{1}{2m} \left[ \left( P_x - \frac{\beta^2}{4} y \right)^2 + \left( P_y + \frac{\beta^2}{4} x \right)^2 \right] + \frac{P_z^2}{2m} + \sum_k \hbar \omega a_k^\dagger a_k + eFz + V_0(z), \quad (2a)$$

$$H_{e-ph} = \sum_k (V_k a_k e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + \text{H.c.}), \quad (2b)$$

$$V_k = \hbar \omega (4\pi\alpha/Vk^2)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\hbar}{2m\omega} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2c)$$

$$\beta^2 = \frac{2e}{c} B_m, \quad (2d)$$

$$V_s(z) = \begin{cases} 0 & |z| \leq \frac{L}{2} \\ +\infty & |z| > \frac{L}{2} \end{cases} \quad (2e)$$

其中  $m$  为电子的带质量,  $e$  为电子的电量,  $\mathbf{P} = (p_x, p_y, p_z)$ ,  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  分别为电子的动量和位矢,  $a_{\mathbf{k}}^{\dagger}, a_{\mathbf{k}}$  分别为波矢  $\mathbf{k}$  的 LO 声子的产生和湮没算符,  $\omega$  为 LO 声子的频率,  $\alpha$  为电子-声子耦合常数,  $V$  为晶体的体积.

引入两个一维的谐振子算符<sup>[5,6]</sup>

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{\sqrt{\hbar\beta}} \left[ \left( P_x - \frac{\beta^2}{4} y \right) - i \left( P_y + \frac{\beta^2}{4} x \right) \right], \\ B &= A^{\dagger} - \frac{i\beta}{2\sqrt{\hbar}} (x + iy). \end{aligned} \quad (3)$$

不难证明,  $A, B$  的对易关系为

$$[A, A^{\dagger}] = [B, B^{\dagger}] = 1, [A, B^{\dagger}] = [A, B] = 0. \quad (4)$$

这样,系统的哈密顿量可改写为

$$H_0 = \frac{\hbar\beta^2}{2m} \left( AA^{\dagger} + \frac{1}{2} \right) + \frac{P_z^2}{2m} + \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} + eFz + V(z), \quad (5a)$$

$$H_{e-ph} = \sum_{\mathbf{k}} [V_{\mathbf{k}} L_{\mathbf{k}}^{-1} M_{\mathbf{k}}^{-1} \exp(i\mathbf{k}_z z) a_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}}^* L_{\mathbf{k}} M_{\mathbf{k}} \exp(-i\mathbf{k}_z z) a_{\mathbf{k}}^{\dagger}] \quad (5b)$$

其中

$$\begin{aligned} L_{\mathbf{k}} &= \exp \left[ \frac{\sqrt{\hbar}}{\beta} (k_x + ik_y) A - \frac{\sqrt{\hbar}}{\beta} (k_x - ik_y) A^{\dagger} \right], \\ M_{\mathbf{k}} &= \exp \left[ \frac{\sqrt{\hbar}}{\beta} (k_x - ik_y) B - \frac{\sqrt{\hbar}}{\beta} (k_x + ik_y) B^{\dagger} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

在电子-LO 声子弱耦合情况下,  $H_0$  为未扰哈密顿量, 而  $H_{e-ph}$  视为微扰. 将电子的运动分为绕垂直于磁场的  $X$ - $Y$  平面的回旋运动及平行于电场的  $z$  方向的运动, 则可采用绝热近似<sup>[10]</sup>, 系统未扰本征态可表示为

$$|\psi\rangle = \varphi(z) |n\rangle_A |M\rangle_B |n_{\mathbf{k}}\rangle, \quad (7)$$

其中  $|n_{\mathbf{k}}\rangle$  为粒子数表象的声子本征态, 而

$$|n\rangle_A = (n!)^{-\frac{1}{2}} (A^{\dagger})^n |0\rangle_A \quad (8a)$$

$$|M\rangle_B = (M!)^{-\frac{1}{2}} (B^{\dagger})^M |0\rangle_B. \quad (8b)$$

对无限高势垒, 系统在  $z$  方向的波函数  $\varphi(z)$  可选为<sup>[9,12]</sup>

$$\varphi(z) = \begin{cases} N \cos(\pi z/L) e^{-\frac{1}{2}(\frac{z}{L})^2} & |z| \leq \frac{L}{2} \\ 0 & |z| > \frac{L}{2} \end{cases} \quad (8c)$$

$\gamma$  为变分参数,  $N$  为归一化常数, 由  $\langle \varphi(\mathbf{z}) | \varphi(\mathbf{z}) \rangle = 1$  可得

$$N^2 = \frac{4}{\pi^2} \frac{\gamma}{L} e^\gamma \frac{(\pi^2 + \gamma^2)}{(e^\gamma - e^{-\gamma})}. \quad (9)$$

在温度接近 0K 的近似情况下, 系统未微扰的基态(声子真空态)波函数为

$$|\psi^0\rangle = \varphi(\mathbf{z}) |n\rangle_A |J\rangle_B |0\rangle, \quad (10)$$

其中置  $n_k = 0$  和  $M = J$ . 不难计算, 系统未微扰的基态能量为

$$\begin{aligned} E_0 &= \langle \psi^0 | H_0 | \psi^0 \rangle \\ &= \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \langle \varphi(\mathbf{z}) | \left[ \frac{P_z^2}{2m} \right] \varphi(\mathbf{z}) \rangle + \langle \varphi(\mathbf{z}) | eFz | \varphi(\mathbf{z}) \rangle \\ &= \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2}{2mL^2} (\gamma^2 + \pi^2) + eFL \left[ \frac{1}{2\gamma} + \frac{\gamma}{\pi^2 + \gamma^2} - \frac{1}{2} \operatorname{ctnh}\gamma \right], \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} &\langle \varphi(\mathbf{z}) | \left[ \frac{P_z^2}{2m} \right] \varphi(\mathbf{z}) \rangle \\ &= \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \varphi(\mathbf{z}) \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi(\mathbf{z}) \right] dz = \frac{\hbar^2}{2mL^2} (\gamma^2 + \pi^2), \end{aligned} \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} \langle \varphi(\mathbf{z}) | eFz | \varphi(\mathbf{z}) \rangle &= N^2 eF e^{-\gamma} \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} z \cos^2(\pi z/L) e^{-2\gamma z/L} dz \\ &= eFL \left[ \frac{\gamma}{\pi^2 + \gamma^2} + \frac{1}{2\gamma} - \frac{1}{2} \operatorname{ctnh}\gamma \right], \end{aligned} \quad (12b)$$

$\omega_c = \frac{eB_m}{mc}$ , 为电子在磁场中的回旋频率.

系统基态的二级微扰能量修正为

$$\begin{aligned} \Delta E &= - \sum_{\mathbf{k}} V_{\mathbf{k}}^2 |\langle \varphi(\mathbf{z}) | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{z}} | \varphi(\mathbf{z}) \rangle|^2 \cdot |\langle \mathbf{k} | a_{\mathbf{k}}^+ | 0 \rangle|^2 \cdot {}_B \langle J | M_{\mathbf{k}}^{-1} M_{\mathbf{k}} | J \rangle_B \\ &\quad \times \sum_n {}_A \langle 0 | L_{\mathbf{k}}^{-1} | n \rangle_A \frac{1}{n\hbar\omega_c + \hbar\omega} {}_A \langle n | L_{\mathbf{k}} | 0 \rangle_A. \end{aligned} \quad (13)$$

如果记  $\lambda^2 = \omega_c/\omega$  并作代换

$$\frac{1}{n\hbar\omega_c + \hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_0^\infty e^{-(n\lambda^2+1)t} dt$$

(13)式变为

$$\begin{aligned} \Delta E &= - \sum_{\mathbf{k}} V_{\mathbf{k}}^2 |\langle \varphi(\mathbf{z}) | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{z}} | \varphi(\mathbf{z}) \rangle|^2 \frac{1}{\hbar\omega} \int_0^\infty dt e^{-t} {}_A \langle 0 | L_{\mathbf{k}}^{-1} e^{-\lambda^2 A^+ A \cdot t} L_{\mathbf{k}} | 0 \rangle_A \\ &= - \sum_{\mathbf{k}} V_{\mathbf{k}}^2 |\langle \varphi(\mathbf{z}) | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{z}} | \varphi(\mathbf{z}) \rangle|^2 \frac{1}{\hbar\omega} \int_0^\infty e^{-t} \exp[-\hbar k^2 \sin^2\theta (1 - e^{-\lambda^2 t})/\beta^2] dt. \end{aligned} \quad (14)$$

将对  $\mathbf{k}$  求和用积分代替

$$\sum_{\mathbf{k}} (\dots) \rightarrow \frac{V}{8\pi^3} \iiint (\dots) k^2 \sin \theta dk d\theta d\varphi,$$

并设  $x = e^{-\lambda z}$ ,  $z = \cos \theta$ , 通过计算后得到

$$\begin{aligned} \Delta E = & -\alpha \hbar \omega \left( \frac{\hbar}{2m\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\pi \lambda^2} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dz N^2 e^{-\gamma} \cos^2(\pi z/L) e^{-2\gamma z/L} \int_0^1 dx x^{(1/\lambda^2-1)} \\ & \times \int_0^1 2dz' \cdot \int_0^\infty e^{\lambda k^2(1-z')(z-1)/\beta^2} \cdot \cos(2k'z) dk' = -\alpha \hbar \omega \zeta(\gamma, \lambda, L) \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$\begin{aligned} \zeta(\gamma, \lambda, L) = & \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda}} \int_0^1 dx x^{(1/\lambda^2-1)} (1-x)^{-\frac{1}{2}} \\ & \times \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dz N^2 e^{-\gamma} \cos^2(\pi z/L) e^{-2\gamma z/L} \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\beta^2 z^2}{\hbar(1-x)} \cdot \tan^2 \alpha} d\alpha. \end{aligned} \quad (16)$$

值得指出的是, 这时得到的电、磁场作用下量子阱内准二维极化子基态修正能(15)式, 当阱宽  $L \rightarrow 0$  时, 将过渡到 1986 年 Larsen 研究二维极化子在任意强度磁场中基态能量的二级微扰修正表达式<sup>[5]</sup>. 不难计算, 当  $L \rightarrow 0$  时,

$$\begin{aligned} \zeta(\lambda) = & \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda}} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \int_0^1 x^{(1/\lambda^2-1)} (1-x)^{-\frac{1}{2}} dx \\ & - \frac{\sqrt{\pi}}{2\lambda} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{\lambda^2}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{2}\right)} = \frac{\pi}{2\lambda} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{\lambda^2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{2}\right)}, \end{aligned}$$

于是, 由(15)式得

$$\Delta E = -\frac{\pi}{2\lambda} \alpha \hbar \omega \frac{\Gamma\left(\frac{1}{\lambda^2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{2}\right)}. \quad (17)$$

(17)式与文献[5]的二级微扰修正结果完全一致. 因  $L \rightarrow 0$  时, 电子在  $z$  方向的运动被冻结,  $\mathbf{F}$  已失去使电子波函数形变的作用, 只有磁场才对  $\Delta E$  产生影响.

至此, 我们已得到系统的基态能量为

$$\begin{aligned} E = E_0 + \Delta E = & \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar}{2mL^2} (\gamma^2 + \pi^2) \\ & + eFL \left[ \frac{1}{2\gamma} + \frac{\gamma}{\pi^2 + \gamma^2} - \frac{1}{2} \operatorname{ctnh} \gamma \right] - \alpha \hbar \omega \zeta(\gamma, \lambda, L). \end{aligned} \quad (18)$$

第一项为电子在磁场中的朗道能级, 第二项为电子在电场中量子阱内的  $z$  方向最低能量, 当电场为零时,  $\gamma = 0$ , 该项恰与电子在无限高势垒量子阱中  $z$  方向最低能量的本征值相同, 第三项为量子阱内电子处于电场中的势能, 最后一项为电子-LO 声子-电场-磁场四体耦合的基态二级微扰能量.

(18)式中的参数  $\gamma$  由  $E(\gamma)$  的最小值确定, 这时的  $\gamma$  记为  $\gamma_0$ , 即由

$$\left. \frac{\partial E(\gamma)}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0,$$

求得  $\gamma_0$ , 再代入(18)式最后求得基态能量

$$E(\gamma_0) = E_0(\gamma_0) + \Delta E(\gamma_0), \quad (19)$$

其中  $E_0(\gamma_0)$  和  $\Delta E(\gamma_0)$  分别由(11)和(15)式中的  $r$  代以  $\gamma_0$  得到。

### 三、结果与讨论

上节利用 Larsen 算符与变分波函数相结合的方法,对处于与生长轴平行的稳恒电、磁场中量子阱内的电子-LO 声子相互作用系统进行了讨论,得到包括二级微扰修正的基态能量表达式(18),不难看出,它是阱宽  $L$ , 电子-声子耦合常数  $\alpha$  以及电、磁场强度  $F$  和  $B_m$  的函数。当阱宽  $L \rightarrow 0$  的极限情况下,我们所得的结果与 Larsen 研究磁场中二维极化子基态能量的二级修正完全一致。对有限阱宽的情况,可用数值计算方法得到系统的基态能量,本文以 GaAs 材料的量子阱为例进行具体的数值计算,所采用的参数为  $m = 0.0657 m_0$ ,  $m_0$  为静止电子的裸质量,  $\alpha = 0.0681$ ,  $\hbar\omega = 35.2 \text{meV}$ 。通过数值计算得出的二级微扰修正能随  $F$ ,  $B_m$ ,  $L$  变化的曲线如图 2 至图 4 所示。各图均使用  $\alpha\hbar\omega$  作为能量单位。

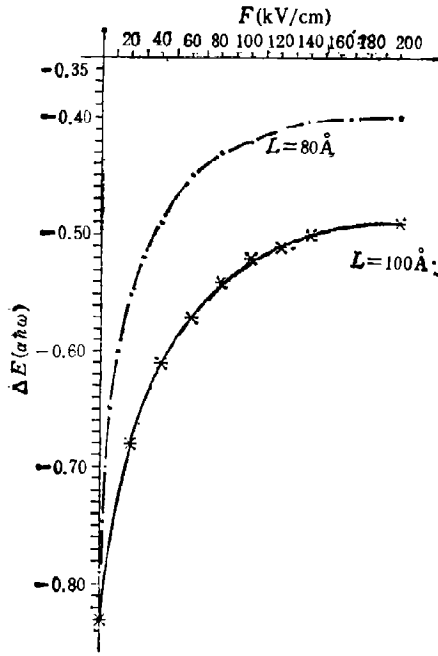


图 2  $B_m = 10^4 \text{G}$ ,  $L = 80 \text{Å}$  和  $100 \text{Å}$  时,二级微扰修正能  $\Delta E$  与电场强度  $F$  的关系曲线

图 2 示出磁场强度  $B_m = 10^4 \text{G}$ , 阱宽  $L$  分别为  $80 \text{Å}$  和  $100 \text{Å}$  时的微扰修正能作为电场强度  $F$  的函数曲线。可以发现,当磁场强度和阱宽一定时,极化子基态的二级微扰修正能的数值随场强  $F$  的增大而减小,且当  $F > 100 \text{kV/cm}$  后,减弱的进程变得缓慢。这是因为当  $F$  大到一定程度后,波函数形变对  $F$  的响应减弱的结果。同时还见到,当  $F$  给定时,阱宽变小,极化修正能变大。这些结果与 LO 声子对电场中量子阱内束缚极化子结合能的修正所获得的结论相类似<sup>[12]</sup>。图 3 示出  $F = 100 \text{kV/cm}$ ,  $L = 80 \text{Å}$  和  $100 \text{Å}$  时二级微扰修正能作为磁感应强度  $B$  的函数曲线。由图 3 可见,修正能的数值随磁场增强而增大。当磁场较弱时,  $\Delta E$  的数值一般在  $1 \text{meV}$  以下,但当  $B_m > 10^5 \text{G}$  之后,  $|\Delta E|$  迅速增大。

图 4 示出  $F = 100 \text{kV/cm}$ ,  $B_m = 10^4 \text{G}$  时  $\Delta E$  随阱宽  $L$  变化的曲线。我们见到, LO 声子对基态二级修正能的数值随阱宽变大而减少,反之亦然。当阱宽大于  $100 \text{Å}$  后,  $\Delta E$  的数值将小于  $1 \text{meV}$ 。

理论的结果表明,考虑电、磁场作用下量子阱中电子的极化问题是有意义的,已引起不少理论工作者的重视。然而,至今仍未见有关量子阱中电子极化实验结果的报道。因

此,这方面的实验研究将引起人们的关注。

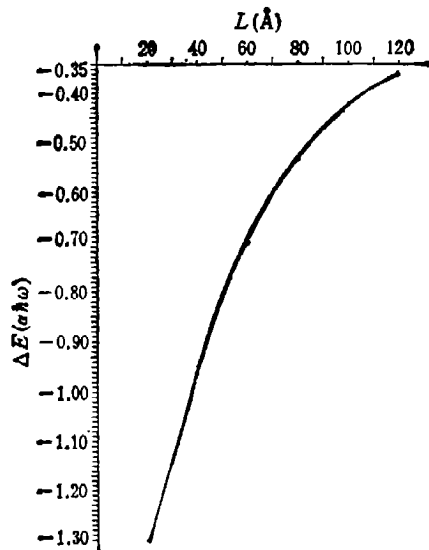
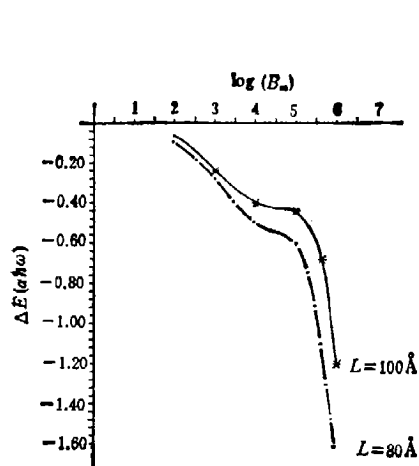


图3  $F = 100\text{kV/cm}$ ,  $L = 80\text{ \AA}$  和  $100\text{ \AA}$  时,二级微扰修正能  $\Delta E$  与磁场强度  $B_0$  的关系曲线

图4  $F = 100\text{kV/cm}$ ,  $B_0 = 10^4\text{G}$  时,二级微扰修正能  $\Delta E$  与阱宽  $L$  的关系曲线

- [1] D. Sarma and M. Stopa, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 9595.
- [2] F. Comas, C. Trallero-Gine and R. Riera, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 5907.
- [3] G. Hai, F. M. Peeters and J. T. Derreese, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 11063.
- [4] X. Wu, F. M. Peeters and J. T. Derreese, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 40902.
- [5] D. M. Larsen, *Phys. Rev.*, **B33**(1986), 799.
- [6] C. Y. Chen, T. Z. Ding and D. L. Lin, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 4398.
- [7] C. Y. Chen, D. L. Ling and T. Z. Ding, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 9816.
- [8] R. Chen, D. L. Lin, M. Shukri and C. Y. Chen, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 13357.
- [9] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang and L. Esaki, *Phys. Rev.*, **B28**(1983), 3241.
- [10] Hao Chen, Xiaodong Li and Shixun Zhou, *Phys. Rev.*, **B44**(1991), 6226.
- [11] M. H. Degani and O. Hipolito, *Phys. Rev.*, **B33**(1986), 4090.
- [12] C. Y. Chen, P. W. Jin and S. Q. Zhang, *J. Phys: Condens Matter*, **4**(1991), 4483.
- [13] R. Ferreira, B. Soucail, P. Voisin and G. Bastard, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 11404.
- [14] F. Claro, M. Pacheco and Z. Barticevic, *Phys Rev. Lett.*, **64**(1990), 3058.

# GROUND-STATE ENERGY OF THE POLARON IN A QUANTUM WELL WITHIN CONSTANT ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

HUANG ZHUO-HE CHEN CHUAN-YU CHEN ZHI-DE ZHANG SHU-QUN

*Department of physics, Guangzhou Teachers College, Guangzhou 510400*

(Received 15 March 1993)

## ABSTRACT

In this paper, the system of the electron-bulk LO-phonon interaction in a quantum well within constant electric and magnetic fields along the growth axis, is analysed by the method of variational wave-function and harmonic oscillator operator algebra. The representation of the ground state energy which includes the correction of the second-order perturbation is obtained as a function of the electron-LO-phonon coupling constant, the width of the quantum well, the strength of the electric and magnetic field. The results have shown that, the polaronic correction to electron ground state energy reduces with increasing well width and electric field, but enhances with increasing magnetic field.

**PACC:** 6320K; 7138