文章编号：1000-5773(2005)01-0045-06

InAs晶体二维自旋磁极化子自陷能的磁温效应*

李子军，李 岗

（烟台大学光电学院，山东烟台 264005）

摘要：在同时考虑磁场和高温高压的情况下，应用么正变换和线性组合算符法，研究了电子自旋对弱耦合二维磁极化子自陷能的影响。对InAs半导体所作的数值计算结果表明，不同方向的电子自旋使弱耦合二维磁极化子的自陷能分裂为二。分裂的程度随磁场的加强而加剧。随着磁场或温度的增加，磁极化子的自陷能减小而电子自旋能量与磁极化子自陷能之比增大。当磁场足够强或温度足够高时，电子自旋能量与磁极化子自陷能之比是很大的。

关键词：弱耦合；自旋；自陷能；磁场效应；高温高压效应

中图分类号：O471.3；O521.2 **文献标识码**：A

1 引 言

实际晶体一般总是存在着表面。在表面附近，当电子与表面的距离小于极化子半径时，电子基本上只与表面光学声子相互作用，而不与体纵光学声子相互作用[1]。因此，当研究电子在表面附近的行为特性时，可把晶体表面视为纯粹的二维晶体来考虑。基于此，许多学者都曾对二维晶体进行了较为深入的研究。Lassnig等利用变分法，研究了半导体中二维电子系的磁极化子共振[2]；Wu等利用Feynman路径积分法研究了Fröhlich光学二维磁极化子的基态能量[3]；Larsen使用四级微扰法研究了二维磁极化子的质量、频率和基态能量等问题[4]；Xiao利用线性组合算符法研究了二维非极性晶体中声学激子的性质[5]；Kandemir等利用束缚Landau态研究了二维极化子的基态和第一激发态的能量[6]；Li等利用L.L.P方法也研究了二维极化子的温度特性[7]；最近，Xiao等应用线性组合算符法研究了极性晶体内表面磁极化子有效质量的磁场和温度特性[8]，随后又应用L.L.P变换讨论了极性膜内极化子的自陷能和有效质量的温度效应[9]。在这些研究中，一般都只是分别地讨论了极化子的磁场或温度效应。此外，通常人们认为：电子自旋作用比较小，从而可忽略。因此，人们在研究中没有考虑电子自旋的作用。前不久，笔者利用线性组合算符法首先研究了在低温极限情况下，电子自旋作用的影响[10~12]。研究结果表明：在不同的外部环境条件下，电子自旋作用对磁极化子特性影响的程度是不同的，有时是很显著的。本工作在同时考虑磁场和高温高压的情况下，研究电子自旋对弱耦合二维磁极化子自陷能的影响。

2 哈密顿量及理论计算

设晶体表面位于x-y平面内，外加均匀稳定磁场，$\boldsymbol{B}=(0,0,B)$。取对称规范为$\boldsymbol{A}=\frac{1}{2}\boldsymbol{B}\times\boldsymbol{\rho}$，考虑磁场中电子自旋的能量$(e\bar{h}/m_e c)\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{B}=m_S\bar{h}eB/m_e c$，则电子-表面光学(SO)声子系的哈密顿量可写为

* 收稿日期：2004-01-06；修回日期：2004-05-08

基金项目：山东省自然科学基金资助项目(Y2003A01)

作者简介：李子军(1957—)，男，教授，主要从事凝聚态物质光学性质的研究.

E-mail：lfytu@163.com；gonelee@163.com

$$H=\frac{1}{2m}(P_x-\frac{1}{4}\beta^2 y)^2+\frac{1}{2m}(P_y+\frac{1}{4}\beta^2 x)^2+\sum_{\boldsymbol{q}}\bar{h}\omega_S a_{\boldsymbol{q}}^+ a_{\boldsymbol{q}}+$$

$$\sum_{\boldsymbol{q}}[V_q\exp(i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{\rho})a_{\boldsymbol{q}}+hc]+\frac{e\bar{h}}{m_e c}(\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{B}) \tag{1a}$$

$$V_q=i2\pi e\left(\frac{\bar{h}\omega_S}{4\pi\varepsilon Sq}\right)^{1/2},\ \frac{1}{\varepsilon}=\frac{\varepsilon_0-1}{\varepsilon_0+1}-\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+1},\ \beta^2=\frac{2eB}{c} \tag{1b}$$

$$\alpha_S=\frac{me^2}{\varepsilon\bar{h}^2}\left(\frac{\bar{h}}{2m\omega_S}\right)^{1/2},\ \omega_C=\frac{eB}{mc},\ \omega_0=\frac{eB}{m_e c} \tag{1c}$$

式中：m_e 是自由电子质量；m 是电子带质量；$\boldsymbol{S}$ 是电子自旋算符；电子自旋量子数 $m_S=\pm1/2$；ω_0 是磁场中自由电子的回旋频率、ω_C 是磁场中晶体内电子的回旋频率；ω_S 是 SO 声子频率；α_S 是电子与 SO 声子之间的耦合常数；其余各量的意义与文献[13]相同。

对 H 作两次么正变换

$$U_1=\exp\left(-iA\sum_{\boldsymbol{q}}a_{\boldsymbol{q}}^+ a_{\boldsymbol{q}}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{\rho}\right) \tag{2a}$$

$$U_2=\exp\left[\sum_{\boldsymbol{q}}\left(a_{\boldsymbol{q}}^+ f_q-a_{\boldsymbol{q}}f_q^*\right)\right] \tag{2b}$$

式中：f_q 和 f_q^* 是变分参量；A 是表征电子-SO 声子之间耦合强弱程度的物理量，$A=0$ 和 1，分别对应于强和弱耦合极限。利用 Huybrechts 的方法[14]，对电子的动量 $\boldsymbol{P}$ 和位矢 $\boldsymbol{\rho}$ 引进线性组合算符

$$P_j=\left(\frac{m\bar{h}\lambda}{2}\right)^{1/2}(b_j+b_j^+) \tag{3a}$$

$$\rho_j=i\left(\frac{\bar{h}}{2m\lambda}\right)^{1/2}(b_j-b_j^+) \tag{3b}$$

式中：$j=x,y$；λ 是变分参量。利用 P_j 和 ρ_j 的对易关系可证明：b_j 和 b_j^+ 满足玻色统计，即 $b_j^+ b_j=n_j$，是玻色子占有数算符。则

$$H'=U_2^{-1}U_1^{-1}HU_1U_2=H'_0+H'_1 \tag{4a}$$

$$H'_0=\frac{1}{4}\bar{h}\lambda[(b_x+b_x^+)^2+(b_y+b_y^+)^2]-\frac{\bar{h}\beta^4}{64m^2\lambda}[(b_x-b_x^+)^2+(b_y-b_y^+)^2]-$$

$$i\frac{\bar{h}\beta^2}{8m}[(b_x+b_x^+)(b_y-b_y^+)-(b_y+b_y^+)(b_x-b_x^+)]+$$

$$i\frac{A\bar{h}\beta^2}{4m}\left(\frac{\bar{h}}{2m\lambda}\right)^{1/2}\sum_{\boldsymbol{q}}(a_{\boldsymbol{q}}^+ +f_q^*)(a_{\boldsymbol{q}}+f_q)[(b_y-b_y^+)q_x-(b_x-b_x^+)q_y]+$$

$$\sum_{\boldsymbol{q}}\left(\bar{h}\omega_S+\frac{A^2\bar{h}^2q^2}{2m}\right)(a_{\boldsymbol{q}}^+ +f_q^*)(a_{\boldsymbol{q}}+f_q)-$$

$$\frac{A\bar{h}}{m}\left(\frac{m\bar{h}\lambda}{2}\right)^{1/2}\sum_{\boldsymbol{q}}(a_{\boldsymbol{q}}^+ +f_q^*)(a_{\boldsymbol{q}}+f_q)[(b_x+b_x^+)q_x+(b_y+b_y^+)q_y]+$$

$$\sum_{\boldsymbol{q}}\left\{V_q(a_{\boldsymbol{q}}+f_q)\exp\left[-(1-A)^2\frac{\bar{h}}{4m\lambda}q^2\right]\cdot\exp\left[(1-A)\left(\frac{\bar{h}}{2m\lambda}\right)^{1/2}(b_x^+q_x+b_y^+q_y)\right]\cdot\right.$$

$$\left.\exp\left[-(1-A)\left(\frac{\bar{h}}{2m\lambda}\right)^{1/2}(b_xq_x+b_yq_y)\right]+hc\right\}+\frac{e\bar{h}}{m_e c}\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{B} \tag{4b}$$

$$H'_1=\frac{A^2\bar{h}^2}{2m}\sum_{\boldsymbol{q},\boldsymbol{q}'}(a_{\boldsymbol{q}}^+ +f_q^*)(a_{\boldsymbol{q}'}^+ +f_{q'}^*)(a_{\boldsymbol{q}}+f_q)(a_{\boldsymbol{q}'}+f_{q'})\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{q}' \tag{4c}$$

式中：H'_1 是电子在反冲效应中发射和吸收不同波矢的声子之间相互作用所引起的附加能量。

在有限温度下，取尝试波函数为

$$|\Phi\rangle=|\varphi(\boldsymbol{\rho})\rangle|\{n_j\}\rangle|\{n_{\boldsymbol{q}}\}\rangle \tag{5}$$

式中：$|\varphi(\boldsymbol{\rho})\rangle$ 是描写表面电子的波函数；$|\{n_j\}\rangle$ 描写极化子态；$|\{n_{\boldsymbol{q}}\}\rangle$ 描写表面光学声子态。其中 $\{n_j\}$ 和 $\{n_{\boldsymbol{q}}\}$ 分别表示极化子数和表面光学声子数。它们与算符之间的关系为

$$a_{\boldsymbol{q}}^+|\{n_{\boldsymbol{q}}\}\rangle=(n_{\boldsymbol{q}}+1)^{1/2}|\{n_{\boldsymbol{q}}+1\}\rangle \tag{6a}$$

$$a_{\boldsymbol{q}} \mid \{n_{\boldsymbol{q}}\}\rangle = (n_{\boldsymbol{q}})^{1/2} \mid \{n_{\boldsymbol{q}}-1\}\rangle \tag{6b}$$

$$b_j^{+} \mid \{n_j\}\rangle = (n_j+1)^{1/2} \mid \{n_j+1\}\rangle \tag{6c}$$

$$b_j \mid \{n_j\}\rangle = (n_j)^{1/2} \mid \{n_j-1\}\rangle \tag{6d}$$

计算

$$\langle \Phi \mid H'_0 \mid \Phi\rangle = \langle \{n_{\boldsymbol{q}}\} \mid \langle \varphi(\boldsymbol{\rho}) \mid F(A,\lambda,f_q) \mid \varphi(\boldsymbol{\rho})\rangle \mid \{n_{\boldsymbol{q}}\}\rangle \tag{7a}$$

$$F(A,\lambda,f_q) = \langle \{n_j\} \mid H'_0 \mid \{n_j\}\rangle = \frac{1}{2}(1+2n)\bar{h}\left(\lambda + \frac{\omega_C^2}{4\lambda}\right) + \sum_{\boldsymbol{q}}\left(\bar{h}\omega_S + \frac{A^2\bar{h}^2}{2m}q^2\right) \mid f_q \mid^2 +$$

$$\sum_{\boldsymbol{q}}\left(V_q f_q + V_q^* f_q^*\right)\exp\left[-(1-A)^2\,\frac{\bar{h}q^2}{4m\lambda}\right]D(n) + m_S\bar{h}\omega_0 \tag{7b}$$

$$D(n) = 1-(1-A)^2 n\,\frac{\bar{h}}{2m\lambda}q^2 + \frac{1}{16}(1-A)^4\left(\frac{\bar{h}}{2m\lambda}\right)^2 n[5n-3-(1+n)\cos 4\varphi]q^4 \tag{7c}$$

式中:$F(A,\lambda,f_q)$是变分参量函数。在计算中,已考虑了电子运动的对称性,即设 $n_x = n_y = n$ 。还假设小波矢近似成立,即在(7)式中已略去了波矢 $\boldsymbol{q}$ 的六次方及以上高阶小量。

讨论弱耦合情形,对 F 实施变分计算可得

$$f_q = -\frac{V_q^*}{\bar{h}\omega_S + \dfrac{\bar{h}^2}{2m}q^2} \tag{8a}$$

$$\lambda = \frac{1}{2}\omega_C \tag{8b}$$

$$E_{tr} = \frac{1}{2}\pi\alpha_S\bar{h}\omega_S - \frac{1}{2}\bar{h}\omega_C - n\bar{h}\omega_C - m_S\bar{h}\omega_0 - \Delta E \tag{8c}$$

$$\Delta E = -\sum{}' \frac{\mid (H'_1)_{0n} \mid^2}{E_n^{(0)} - E_0^{(0)}} = -\frac{1}{2}\alpha_S^2\bar{h}\omega_S Q \tag{8d}$$

$$Q = \iint_0^{\infty} \frac{x^2y^2\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y}{(1+x^2)^2(1+y^2)^2(2+x^2+y^2)} \tag{8e}$$

(8b)式表明:表面内弱耦合磁极化子的振动频率不仅与材料本身的性质有关,还与外磁场有关。(8c)式是自旋磁极化子的自陷能。第一项是电子与 SO 声子之间相互作用引起的自陷能;第二项是电子与外磁场相耦合引起的附加能量(即 Landau 基态能);第三项是考虑温度效应时,电子与外磁场相耦合引起的附加能量;第四项是考虑电子自旋作用时引起的附加能量;最后一项是考虑电子在反冲效应中,发射和吸收不同波矢的声子之间相互作用引起的附加能量。

自陷能 E_{tr}不仅与材料本身的性质有关,也与温度和外磁场有关,还与电子自旋在其中的作用相关。为了更突出地研究电子自旋作用对磁极化子自陷能的影响,取二者之比为

$$R = \mid m_S\bar{h}\omega_0/E_{tr} \mid \tag{9}$$

3　数值计算及结果讨论

我们知道:当晶体不是处在低温极限时,电子-声子系将不再完全处于基态。晶格振动不仅激发实声子,同时也使电子受到激发。极化子的性质要由电子-声子系对各种状态的统计平均值给出。由量子统计学有

$$\bar{n} = \left[\exp\left(\frac{\bar{h}\lambda}{k_B T}\right) - 1\right]^{-1} \tag{10}$$

式中:k_B 是玻耳兹曼常数,T 是晶体所处的温度。由 Grüneisen 近似理论,可给出 Grüneisen 近似状态方程[15]

$$p = -\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}V} + \gamma\,\frac{\bar{E}}{V} \tag{11}$$

式中:V 是晶体的体积;U 是晶体内各原子处于格点位置的平衡晶格的能量;$\bar{E}$ 是晶格的平均振动能;p 是晶体内的压力;$\gamma = -\mathrm{d}(\ln\omega)/\mathrm{d}(\ln V)$,是 Grüneisen 常数;ω 是晶格振动频率。由于一般 ω 随 V 增加

而减小，所以 γ 具有正的数值。

由 Grüneisen 状态方程可得 $p=0$ 时的 Grüneisen 热膨胀方程

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}V}=\gamma\frac{\bar{E}}{V} \tag{12}$$

若用 V_0 表示当原子静止在其平衡位置不动时晶体的体积，则此时 U 取极值，即 $(\mathrm{d}U/\mathrm{d}V)_{V_0}=0$。所以有

$$p=\gamma\bar{E}/V_0 \tag{13}$$

由于温度很高时，$\bar{E}$ 很大，因此当保持晶体体积为 V_0 时，温度 T 很高，压力 p 也很大。即高温和高压是晶体内相伴而生的一种常见的现象。所以，研究有限温度或高温高压下，材料的磁学特性更具有实际意义。(10)式应与(8)式自洽。从而可确定 E_{tr}、以及 R 与外磁场 B 和温度 T 之间的关系。

为能直观地显示表面内弱耦合自旋磁极化子自陷能 E_{tr} 和电子自旋能量 $m_{\mathrm{S}}\bar{h}\omega_0$ 与 E_{tr} 之比 R 与磁场和温度的依赖关系，取 InAs 半导体为例进行数值计算。InAs 的有关实验数据为[16]：$\varepsilon_0=14.61$，$\varepsilon_\infty=11.8$，$m/m_{\mathrm{e}}=0.023$，$\alpha_{\mathrm{S}}=0.900\,228$，$\bar{h}\omega_{\mathrm{S}}=29.971\,7$ meV。

图 1 是在二维 InAs 半导体中，磁极化子的自陷能 E_{tr} 对不同的温度 T 与磁场 B 之间的关系曲线。由图可见：在任一温度 T 下，随着磁场 B 的加强，E_{tr} 都减小；在任一温度 T 下，不同方向的电子自旋使 E_{tr} 都分裂为两条，当自旋量子数 m_{S} 取正时，其自陷能 E_{tr} 比 m_{S} 取负时要小，其分裂的程度随 B 的加强而增大。

图 2 是在二维 InAs 半导体中，磁极化子的自陷能 E_{tr} 对不同的磁场 B 与温度 T 之间的关系曲线。由图可见：对任意 B，随着温度 T 的升高，E_{tr} 都减小，且在 T 较低时，E_{tr} 的温度变化率较小，当 T 较高时，其变化率较大；E_{tr} 的分裂程度一般只与磁场 B 有关，而与温度 T 无关，且当 m_{S} 取正时其自陷能比 m_{S} 取负时要小。

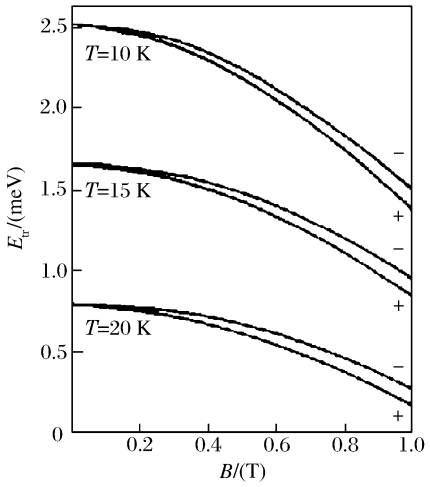


图 1 不同温度下 E_{tr} 与 B 之间的关系曲线

Fig. 1 The relation between E_{tr} and B at different temperature

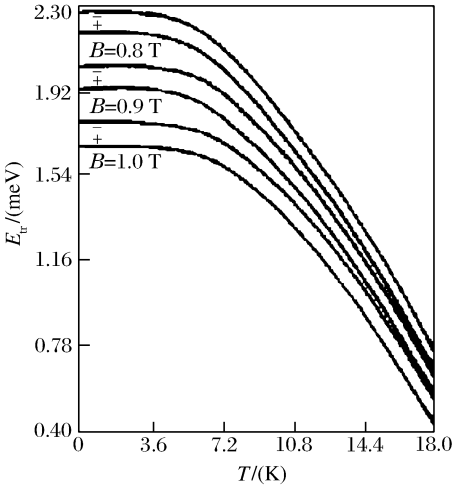


图 2 不同磁场下 E_{tr} 与 T 之间的关系曲线

Fig. 2 The relation between E_{tr} and T at different magnetic field

图 3 是在二维 InAs 半导体中，电子自旋能量 $m_{\mathrm{S}}\bar{h}\omega_0$ 与磁极化子自陷能 E_{tr} 之比 R 对不同的 B 与 T 之间的关系曲线。由图可见：对任意 T，R 都随 B 的加强而增大；对同一确定的 B，T 高时对应的 R 比 T 低时对应的 R 要大；对同一确定的 T 和 B，m_{S} 取负时对应的 R 比 m_{S} 取正时对应的 R 要小。这表明，R 随 B 和 T 的增加而增加，且当 T 较高和 B 较强时，R 的增加率较大。

图 4 是在二维 InAs 半导体中，电子自旋能量 $m_{\mathrm{S}}\bar{h}\omega_0$ 与磁极化子自陷能 E_{tr} 之比 R 对不同的 T 与 B 之间的关系曲线。由图可见：对任意 B，R 都随 T 的增加而增加；对同一确定的 T，B 强时对应的 R 比 B 弱时对应的 R 要大；对同一确定的 B 和 T，m_{S} 取负时对应的 R 比 m_{S} 取正时对应的 R 要小。图 4 也表

明,R 随 B 和 T 的增加而增加;当 T 较低及 B 较弱时,R 的变化率较小;当 T 较高及 B 较强时,R 的变化率较大。

图 3 和图 4 还表明:电子自旋作用并不总是很小,当 B 足够强或 T 足够高时,电子自旋能量占磁极化子自陷能中非常显著的部分,何时忽略电子自旋作用由材料及外界条件来决定。

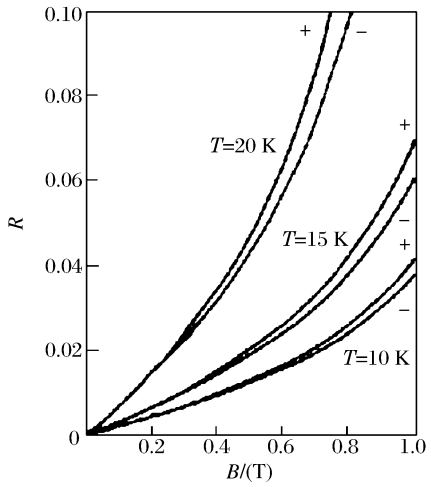


图 3　不同温度下 R 与 B 之间的关系曲线

Fig. 3　The relation between R and B at different temperature

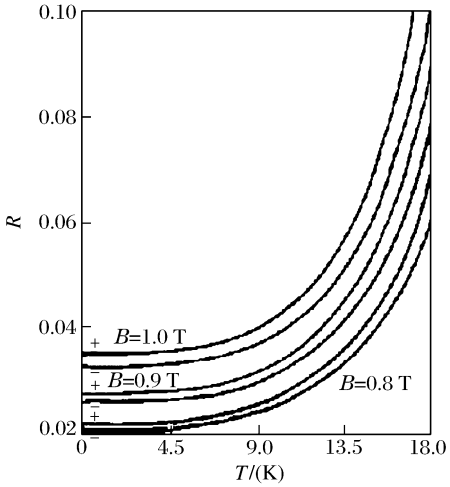


图 4　不同磁场下 R 与 T 之间的关系曲线

Fig. 4　The relation between R and T at different magnetic field

4　结　论

(1) 应用么正变换和线性组合算符法,得到了弱耦合二维自旋磁极化子的振动频率 λ、自陷能 E_{tr} 和电子自旋能量与 E_{tr} 之比 R。λ、E_{tr} 和 R 都不仅与材料本身性质有关,也与外磁场 B 有关。此外,E_{tr} 和 R 还取决于材料所在处的温度 T 和压力 p,并都由不同方向的电子自旋将其分裂为二。

(2) 对二维 InAs 半导体进行数值研究给出了如下结论。

(a) 在任一温度下,当自旋量子数 m_S 取正时,其 E_{tr} 比 m_S 取负时要小;随着磁场的加强,E_{tr} 减小,不同方向的电子自旋使 E_{tr} 分裂的间距增大。

(b) 在任一磁场下,仍有 m_S 取正时,其 E_{tr} 比 m_S 取负时要小;随着温度的升高,E_{tr} 减小,不同方向的电子自旋使 E_{tr} 分裂的间距不变。

(c) 在任一温度下,当 m_S 取正时,其 R 比 m_S 取负时要大;随着磁场的加强,R 和不同方向的电子自旋对应的 R 的间距都增大。

(d) 在任一磁场下,也有 m_S 取正时,其 R 比 m_S 取负时要大;随着温度的升高,R 和不同方向的电子自旋对应的 R 的间距也都增大。

(e) 当磁场较弱或温度较低时,电子自旋能量占 E_{tr} 中的比例较小;当磁场足够强或温度足够高时,电子自旋能量占 E_{tr} 中非常显著的部分。即电子自旋作用并不总是很小可忽略,是否可忽略取决于材料性质和外界条件。

References:

[1] Liang X X, Gu S W. The Polarons and Their Dead Layers in Semi-Infinite Polar Crystals [J]. Solid State Commun, 1984, 50: 505－508.

[2] Lassnig R, Zawadzki W. Theory of Resonant Polarons in Narrow Gap Semiconductors [J]. Surf Sci, 1984, 142: 388－393.

[3] Wu X G, Peeters F M, Devreese J T. Two-Dimensional Polaron in a Magnetic Field [J]. Phys Rev B, 1985, 32: 7964－7969.

[4] Larsen D M. Perturbation Theory for the Two-Dimensional Polaron in a Magnetic Field [J]. Phys Rev B,1986,33:799－806.
[5] Xiao J L. Ground State Energy of an Excition Coupled to Acoustic Phonons in 2D Nonpolar Crystals [J]. Phys Stat Sol(b),1991,165:449－455.
[6] Kandemir B S, Altanhan T. Two-Dimensional Magnetopolarons with Squeezed Landau State [J]. J Phys:Condens Matter,1997,9:427－437.
[7] Li Y C,Gu S W. Polaron in a Polar Crystal Slab at Finite Temperatures [J]. J Phys:Condens Matter,1989,1:3201－3212.
[8] Xiao J L, Eerdunchaolu, Xiao W. Magnetic Field and Temperature Dependence of the Mass of a Surface Polaron in Polar Crystals [J]. J Phys Soc Jpn,2002,71:1332－1338.
[9] Bao Eerdunchaolu, Xiao J L. Temperature Dependence of the Properties of the Strong-Coupling Polaron in a Slab of Polar Crystal [J]. J Phys Soc Jpn,2003,72:627－633.
[10] Li Z J, Zhang P, Xiao J L. Influence of the Spin on the Ground State Energy of the Strong-Coupling 2-D Magnetopolaron [J]. J Infraned Millim Waves,1999,18:380－384. (in Chiese)
李子军,张 鹏,肖景林. 自旋对强耦合二维磁极化子基态能量的影响 [J]. 红外与毫米波学报,1999,18:380－384.
[11] Li Z J, Xiao J L. The Influence of Spin on the Ground State Energy and the Effective Mass of a Strong-Coupling Magnetopolaron in Polar Crystals [J]. J Optoelectronics・Laser,1999,10:368－371. (in Chiese)
李子军,肖景林. 自旋对晶体内强耦合磁极化子基态能量和有效质量的影响 [J]. 光电子・激光,1999,10:368－371.
[12] Li Z J, Wang C S, Xiao J L. Influence of Spin and Interaction between Phonons on the Properties of Surface Magnetopolaron in TlBr Crystal [J]. Chin J Lumin,2000,21:89－93. (in Chinese)
李子军,王成舜,肖景林. 自旋和声子之间相互作用对 TlBr 晶体中表面磁极化子性质的影响 [J]. 发光学报,2000,21:89－93.
[13] Zhang P, Xiao W, Xiao J L. Ground State Energy of the Surface Magnetopolaron in a Polar Crystal [J]. Physica B,1998,245:354－362.
[14] Huybrechts W J. Internal Excited State of the Optical Polaron [J]. J Phys C:Solid State Phys,1977,10:3761－3768.
[15] Huang K. Solid State Physics [M]. Beijing: High Education Press,1988. 137－142. (in Chinese)
黄 昆. 固体物理学 [M]. 北京:高等教育出版社,1988. 137－142.
[16] Kartheuser E. Dielectric Properties of Polar Crystals [A]. Devreese J T. Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors [C]. New York: North-Holland,1972. 726.

Magnetic Field and Temperature Effects on the Self-Trapping Energy of the 2-D Spin Magnetopolaron in an InAs Crystal

LI Zi-Jun, LI Gang

(*Institute of Science and Technology for Opto-Electronic Information, Yantai University, Yantai* 264005, *China*)

Abstract: Under the circumstances of magnetic field, high pressure and high temperature, the influence of the electron-spin on the self-trapping energy of the weak-coupling 2-D magnetopolaron was studied by using unitary transformations and the linear combination operator method. Numerical calculation, with InAs semiconductor as an example, illustrated that the self-trapping energy level of the weak-coupling 2-D magnetopolaron was divided into two by the electron-spin of different direction. The split self-trapping energy level was more marked with increasing magnetic field. The self-trapping energy of the magnetopolaron decreased and the ratio of electron-spin energy to the self-trapping energy of the magnetopolaron increased with increasing magnetic field or temperature. The ratio of electron-spin energy to the self-trapping energy of the magnetopolaron was very large, when the magnetic field performed sufficient strong and the temperature performed sufficient high.

Key words: weak-coupling; spin; self-tapping energy; magnetic field dependence; high pressure high temperature dependence