

157-160

声子之间相互作用对磁场中 表面极化子性质的影响*

0482.53

张鹏 肖景林

(内蒙古民族师范学院物理系, 内蒙古通辽市, 028043)

A摘要 研究了在稳定磁场作用下极性晶体中表面电子与表面光学声子耦合弱的表面极化子性质, 采用微扰法和线性组合算符法导出表面磁极化子的基态能量, 讨论了反冲效应中不同波矢声子间相互作用对表面磁极化子基态能量的影响.

(15)

关键词 表面磁极化子, 基态能量.

磁光技术 声子

引言

随着磁光技术的发展, 人们对磁场中极化子的性质产生了浓厚的兴趣^[1,2]. Larsen^[3]计算了表面磁极化子回旋共振质量, 并采用了一种新颖的算符法^[4], 大大简化了计算. Hu Ze等^[5]用微扰法导出了在零温下极性晶体中交界面磁极化子的有效哈密顿量. Wei等^[6,7]利用格林函数方法讨论了与纵光学声子、交界面光学声子相互作用的交界面磁极化子的诱生势和自能.

70年代, Huybrechts^[8]提出了线性组合算符法, 分别在强、弱耦合极限情况下导出了极化子的基态能量. 实际上, 到目前为止, 对表面极化子的研究只限于忽略其电子在反冲效应中发射和吸收不同波矢的声子之间的相互作用的近似下进行计算. 考虑相应的相互作用对表面极化子性质的影响的研究甚少, 本文作者之一^[9]研究了相应的相互作用对表面极化子性质的影响. 本文用线性组合算符法和微扰法讨论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对磁场中表面极化子性质的影响.

1 哈密顿量

当距离晶体表面小于极化子半径时, 晶体可以近似看成是一个纯粹的二维晶体, 在此范围内, 晶体内部的体纵光学声子对带电粒子没有作用, 所以表面层附近的电子只与表面光学声子相互作用. 晶体表面位于 $x-y$ 平面, 表面法线方向在 z 轴上, 当电子处在 z 方向的稳恒磁场 $\vec{B} = (0, 0, B)$ 时, 矢势用 $\vec{A} = B(-y/2, x/2, 0)$ 描写, 磁场中电子-声子系的哈密顿量可以写成

*中国科学院激发态物理开放研究实验室资助课题
本文 1996 年 11 月 12 日收到, 最后修改稿 1997 年 2 月 5 日收到

$$H = \frac{1}{2m} (p_x - \frac{\beta^2}{4}y)^2 + \frac{1}{2m} (p_y + \frac{\beta^2}{4}x)^2 + \sum_{\mathbf{Q}} \hbar \omega_{\mathbf{Q}} a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} a_{\mathbf{Q}} + \sum_{\mathbf{Q}} (C_{\mathbf{Q}} a_{\mathbf{Q}} e^{i\mathbf{Q} \cdot \vec{\rho}} + h \cdot c) \quad (1a)$$

其中

$$C_{\mathbf{Q}} = i \left(\frac{\pi e^2 \hbar \omega_{\mathbf{Q}}}{s \epsilon_{\mathbf{Q}}} \right)^{1/2} \quad (1b)$$

$$\frac{1}{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \quad (1c)$$

$$\beta^2 = \frac{2eB}{c} \quad (1d)$$

式中 \vec{P} 、 $\vec{\rho}$ 分别为电子的二维正则动量与二维位置矢量, $a_{\mathbf{Q}}^{\dagger}$ ($a_{\mathbf{Q}}$) 为表面光学声子的产生(湮没)算符; \mathbf{Q} 为表面声子二维波矢; $\omega_{\mathbf{Q}}$ 为表面光学声子频率, s 为晶体面积, ϵ_0 和 ϵ_{∞} 分别为晶体的静态和光学介电常数. 式(1a)中第一、二项表示电子 x 方向和 y 方向的动能, 第三项是表面光学声子的能量, 第四项表示电子-表面光学声子相互作用的能量和其厄米共轭项.

作两次么正变换: 得 $U_1 = \exp[-iA \sum_{\mathbf{Q}} a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} a_{\mathbf{Q}} \mathbf{Q} \cdot \vec{\rho}]$, (2a)

$$U_2 = \exp\left[\sum_{\mathbf{Q}} (a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} f_{\mathbf{Q}}^{\dagger} + a_{\mathbf{Q}} f_{\mathbf{Q}})\right], \quad (2b)$$

其中 $f_{\mathbf{Q}}$ 和 $f_{\mathbf{Q}}^{\dagger}$ 是变分参量, A 是表征电子-表面光学声子耦合强弱程度的物理量, $A=0$ 对应于强耦合情形, $A=1$ 对应于弱耦合情形, 我们讨论电子-表面光学声子弱耦合 ($A=1$) 情况. 对电子横向运动的动量和坐标引进线性组合算符

$$P_j = \left(\frac{m \hbar \lambda}{2}\right)^{1/2} (b_j + b_j^{\dagger}),$$

$$\rho_j = i \left(\frac{\hbar}{2m\lambda}\right)^{1/2} (b_j - b_j^{\dagger}), \quad (3)$$

其中 $j=x, y$; λ 为变分参量. 对式(1a)作两次么正变换再代入式(3), 则得

$$H' = U_2^{-1} U_1^{-1} H U_1 U_2 = H'_0 + H'_1. \quad (4a)$$

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

$$+ \sum_{\mathbf{Q}} \left(\hbar \omega_{\mathbf{Q}} + \frac{\hbar^2 \mathbf{Q}^2}{2m} \right) (a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} + f_{\mathbf{Q}}^{\dagger})(a_{\mathbf{Q}} + f_{\mathbf{Q}}) + \sum_{\mathbf{Q}} [C_{\mathbf{Q}} (a_{\mathbf{Q}} + f_{\mathbf{Q}}) + h \cdot c]$$

$$+ \frac{1}{m} \left\{ - \left(\frac{m \hbar \lambda}{2}\right)^{1/2} [(b_x + b_x^{\dagger}) \sum_{\mathbf{Q}} (a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} + f_{\mathbf{Q}}^{\dagger})(a_{\mathbf{Q}} + f_{\mathbf{Q}}) \hbar \omega_{\mathbf{Q},x} \right.$$

$$\left. + (b_y + b_y^{\dagger}) \sum_{\mathbf{Q}} (a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} + f_{\mathbf{Q}}^{\dagger})(a_{\mathbf{Q}} + f_{\mathbf{Q}}) \hbar \omega_{\mathbf{Q},y} \right.$$

$$\left. - i \frac{\beta^2 \hbar}{8} [(b_x + b_x^{\dagger})(b_y - b_y^{\dagger}) - (b_y + b_y^{\dagger})(b_x - b_x^{\dagger})] \right.$$

$$\left. + i \frac{\beta^2}{4} \left(\frac{\hbar}{2m\lambda}\right)^{1/2} [(b_y - b_y^{\dagger}) \sum_{\mathbf{Q}} (a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} + f_{\mathbf{Q}}^{\dagger})(a_{\mathbf{Q}} + f_{\mathbf{Q}}) \hbar \omega_{\mathbf{Q},y} \right.$$

$$\left. - (b_x - b_x^{\dagger}) \sum_{\mathbf{Q}} (a_{\mathbf{Q}}^{\dagger} + f_{\mathbf{Q}}^{\dagger})(a_{\mathbf{Q}} + f_{\mathbf{Q}}) \hbar \omega_{\mathbf{Q},x} \right\}. \quad (4b)$$

$$H'_1 = \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\mathbf{q} \neq \mathbf{q}'} (a_{\mathbf{q}} + f_{\mathbf{q}})(a_{\mathbf{q}'} + f_{\mathbf{q}'}) (a_{\mathbf{q}}^- + f_{\mathbf{q}}^-)(a_{\mathbf{q}'}^- + f_{\mathbf{q}'}^-). \quad (4c)$$

其中(4c)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.

取 $|0\rangle$ 为基态函数, 满足 $b_i|0\rangle = a_{\mathbf{q}}|0\rangle = 0$, 则

$$F(\lambda \cdot f_{\mathbf{q}}^*, f_{\mathbf{q}}) = \frac{\hbar\lambda}{2} + \frac{\beta^4 \hbar}{32m^2 \lambda} + \sum_{\mathbf{q}} (\hbar\omega_{\mathbf{q}} + \frac{\hbar^2 Q^2}{2m}) |f_{\mathbf{q}}|^2 + \sum_{\mathbf{q}} (C_{\mathbf{q}} f_{\mathbf{q}} + \hbar \cdot c). \quad (5)$$

对式(5)采用变分技术得到 $f_{\mathbf{q}}$ 和 $f_{\mathbf{q}}^*$, 再代入式(5)求和变积分得到

$$F(\lambda) = \frac{\hbar\lambda}{2} + \frac{\hbar\omega_c^2 c}{8\lambda} - \frac{\pi}{2} \alpha_s \hbar \omega_s. \quad (6)$$

式中 $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ 是回旋共振频率, $\alpha_s = \frac{me^2}{\epsilon \cdot \hbar u_s}$ 是电子-表面光学声子耦合常数, $\hbar\omega_s = \frac{\hbar^2 U_s^2}{2m}$, 将式(6)对 λ 变分得

$$\lambda = \frac{1}{2} \omega_c, \min F(\lambda) = \frac{1}{2} \hbar \omega_c - \frac{\pi}{2} \alpha_s \hbar \omega_s. \quad (7a)$$

把哈密顿量中 H'_0 作为未微扰部分, 把 H'_1 作为微扰项进行计算, 它引起的一级微扰量为零, 其二级微扰量为

$$\Delta E' = - \sum_n' \frac{|(H'_1)_{0n}|^2}{E_n - E_0} = - 2(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{3}) \pi^3 \alpha_s^2 \hbar \omega_s. \quad (7b)$$

考虑二级微扰能量, 最后求得表面磁极化子的基态能量为

$$E_0 = \min F(\lambda) + \Delta E' = \frac{1}{2} \hbar \omega_c - \frac{\pi}{2} \alpha_s \hbar \omega_s - 2(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{3}) \pi^3 \alpha_s^2 \hbar \omega_s. \quad (8)$$

2 结果和讨论

在式(8)中, 第一、二项表示忽略反冲效应中发射和吸收不同波矢的声子之间相互作用时, 对表面磁极化基态能量的贡献项, 第一项表示电子在磁场中的 Landau 基态能量, 第二项表示表面磁极化子的自能, 它与磁场 B 无关. 计及相应的相互作用时基态能量的附加项为 $2(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{3}) \pi^3 \alpha_s^2 \hbar \omega_s$, 它与耦合常数 α_s 的平方成正比, 且与磁场 B 无关.

通过数值计算可知, 当 $\alpha_s = 0.056$ 时, 基态能量中第二项和第三项基本相等, 当 $\alpha_s < 0.056$ 时, 第二项大于第三项, 当 $\alpha_s > 0.056$ 时, 第三项大于第二项. 对 GaAs 晶体($\hbar\omega_s = 35.4 \text{ meV}$, $\alpha_s = 0.118$, $m/m_0 = 0.0657$, m_0 为自由电子静止质量)^[10]进行计算, 基态能量和各项的计算值列于表 1. 由此可见, 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对弱耦合表面磁极化子基态能量的影响是必须考虑的.

表 1 基态能量和各项的数值(能量取 meV)

Table 1 The ground state energy and numerical value of every term (Energy is in meV)

晶体	$\frac{1}{2}\hbar\omega_s$	$\frac{\pi}{2}\alpha_s\hbar\omega_s$	$2\left(\frac{\pi}{4}-\frac{1}{3}\right)\pi^2\alpha_s^2\hbar\omega_s$	E_0
GaAs	8.81	6.56	13.81	11.56

参考文献

- 1 Bajaj K K. *Phys. Rev.*, 1968, **170**:694
- 2 Lepine Y, Watz D. *Can. J. Phys.* 1976, **54**:1979
- 3 Larsen D M. *Phys. Rev.*, 1984, **B30**:4595
- 4 Larsen D M. *Phys. Rev.*, 1986, **B33**:799
- 5 Ze Hu, et al. *J. Phys Condens Matter.* 1992, **4**:5087
- 6 Wei B H, et al. *Phys Condens Matter.*, 1994, **6**:1893
- 7 Wei B H, et al. *Phys Condens Matter.*, 1995, **7**:1059
- 8 Huybrechts J. *J Phys.*, 1976, **C9**:L211
- 9 Xiao J L, et al. *Phys. stat. sol(b)*, 1994, **183**:425
- 10 Kartheuser E. *Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors*, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1972

THE INFLUENCE OF INTERACTION BETWEEN PHONONS ON THE PROPERTIES OF THE SURFACE POLARON IN MAGNETIC FIELD*

Zhang Peng Xiao Jinglin

(Department of Physics, Nationality Teacher's College of Inner Mongolia Tongliao, Inner Mongolia 028043, China)

Abstract The properties of the surface polaron weakly coupled with surface optical phonons in magnetic field for the polar crystals were studied. The ground state energy of the surface magnetopolaron was derived by using the perturbation and the linear combination operator method. The influence of the interaction between phonons of different wave vectors in the recoil process on the ground state energy of the surface magnetopolaron was discussed.

Key words surface magnetopolaron, ground state energy.

* The project supported by the Foundation of Laboratory of Excited State Processes, Chinese Academy of Sciences