

HgCdTe 子能带电子的磁光共振

褚君浩 沈学础

(中国科学院红外物理国家实验室, 上海, 200083)

R. Sizmann F. Koch

(Physik-Department E-16, T. U. München D-8046 Garching, F. R. Germany)

报道 P-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) MIS 结构样品在电量子限条件下电子子能带朗道能级间磁光共振光跃迁实验结果。测量了不同光子能量和样品在不同表面电子浓度时子能带朗道能级间和自旋能级间的回旋共振和自旋共振。定量地证明了窄禁带半导体量子阱子能带朗道能级的移动和交叉效应, 这一效应起源于表面势的反演不对称所导致的较强的表面电子自旋轨道相互作用。

关键词: 碲镉汞 (HgCdTe), 二维电子气, 磁光效应。

1 引言

窄禁带半导体 N 型反型层子能带的主要特征是较强的电子自旋-轨道相互作用, 对于 HgCdTe MIS 结构样品施加偏压后, 其垂直于表面的表面电场可高达 10^5V/cm , 使电子子能带具有较大的电致自旋分裂效应, 强烈地影响了子能带的结构。Ukawa 和 Uemura^[1] 提出窄禁带半导体表面势的反演不对称会引起较大的与 k 有关的项, 从而使自旋简并消除、引起零场分裂的的子能带色散, 同时, g 因子增大可能引起朗道能级排列次序的倒置。Ryshba^[2] 和 Rössler^[3] 研究了表面自旋-轨道相互作用及 k^3 项, 理论探讨了朗道能级的移动和交叉。Wollrab^[4] 在表面 SdH 效应中观察到朗道能级交叉现象。Sizmann^[5] 等观察到 $x=0.21$, $N_A=3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ P-HgCdTe 反型层子能带朗道自旋能级间的自旋共振光跃迁。褚君浩等提出了从理论和实验上定量分析子能带结构和朗道能级的方法^[6,7]。本文报道了子能带电子回旋共振和自旋共振的实验结果和用于推导费密能级 E_F 处的子能带电子有效质量, 验证了计算的朗道能级扇形图和有效 g^* 因子, 同时分析了自旋共振的起因及朗道能级电子波函数的混合现象。

本文 1990 年 7 月 10 日收到, 修改稿 1990 年 9 月 4 日收到。

2 实验结果

本文测量了 $x=0.234$ 、受主浓度为 $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的液相外延 P-Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 结构在 4.2 K 温度下的回旋共振和自旋共振谱,为了全面研究被测样品的子能带结构,还测量了该样品的电容谱和表面磁导振荡谱. 然后由 $C-V$ 拟合计算获得描述子能带结构的重要参量及费密能级随表面电子浓度的变化.

样品用标准方法抛光、腐蚀后,生成 90 nm 厚的阳极氧化膜,溅射 $\sim 1 \mu\text{m}$ 厚的 ZnS 介质层及 $1 \mu\text{m}$ 的绝缘清漆,然后蒸金属栅极制成 MIS 结构,使样品的栅极和另一端成为欧姆接触,即可用于测定 $C-V$ 曲线. 由于 $C-V$ 曲线是拟合计算的依据,为此应使用高精度差分法电容电桥测量技术,这种方法的精度可达 y 轴满刻度 0.05 pF^[8]. $C-V$ 测量后再测量样品的表面电导、磁导振荡(SdH)、回旋共振和自旋共振. 在进行这些测量时,用半透明 Ni-Cr 膜作金属栅极,膜上蒸镀同心环铝电极,内外环间加 100 MHz 的高频电信号,在样品的

金属膜和底端间施加低频栅电压,然后用锁相技术测量表面电导随偏压的变化,如施加垂直于表面的磁场即可测量表面磁导的振荡,即表面 SdH 效应.

当垂直于样品表面、平行于磁场方向的远红外激光束入射到样品表面上时,在一定位形的反射几何配置下(参见图 1)^[9],测量平带电压与施加电压反射率之差 ΔR 随磁场的变化就可以观察到共振峰,图 1 中光线通过线栅起偏器及 $\frac{1}{4}$ 波片后在样品上反射,再通过 $\frac{1}{4}$ 波片,光线仍为线偏振光,但从原来的偏振方向偏转 90° ,能在线栅上反射后进入碳电阻热探测器. 我们在光子能量为 3.6、10.5、12.7 以及 17.5 meV 时,对不同表面电子浓度 N_s 的样品测量了回旋共振谱,图 2 是不同表面电子浓度 N_s 时,光子能量 $\hbar\omega=13.7$ 和 17.5 meV 时的回旋共振,由图 2 可清楚地看到共振峰及其随 N_s 的移动. 对于 12.7 meV 光子能量,随着 N_s 的增加(即 E_F 提高),共振峰分别对应于 $0^+ \rightarrow 1^+$ 、 $0^- \rightarrow 1^-$ 、 $1^- \rightarrow 2^-$ 、 $2^- \rightarrow 3^-$ 、 $3^- \rightarrow 4^-$ 磁光跃迁;对于 17.5 meV 光子能量,这些峰对应于 $0^+ \rightarrow 1^+$ 、 $0^+ \rightarrow 1^+$ 、 $0^- \rightarrow 1^-$ 、 $1^- \rightarrow 2^-$ 、 $2^- \rightarrow 3^-$ 光跃迁,本文将对这些跃迁进行理论分析和讨论.

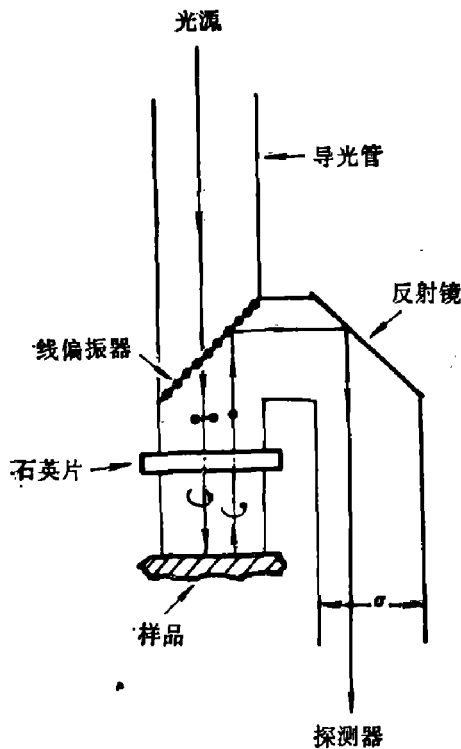


图 1 测量回旋共振和自旋共振的几何位形

Fig. 1 Geometry configuration of reflection for cyclotron and spin-resonance measurements

改变磁场方向使跃迁从回旋共振可激活模式改变成回旋共振不可激活模式,这时回旋共振信号被抑制,自旋共振信号能被检测. 当光子能量为 12.7 meV 时,不同 N_s 时的自旋共振示于图 3, $N_s=2.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 时,费密能级在子能带底以上 26.5 meV 处,共振峰

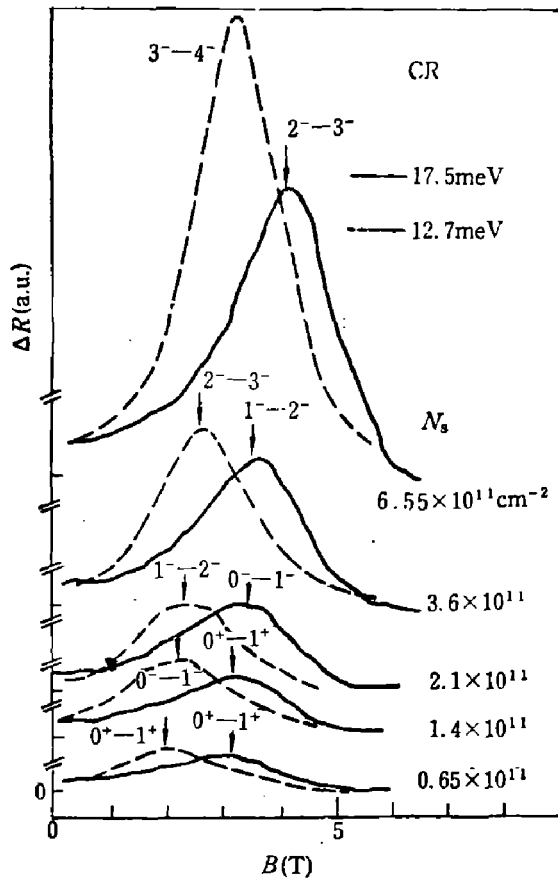


图2 P-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) MIS 结构样品在不同表面电子浓度时测得的子能带回旋共振

Fig. 2 The measured subband cyclotron resonance spectroscopy for the sample of P-Hg_{1-x}Cd_xTe with $x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ at different surface electron concentration N_s .

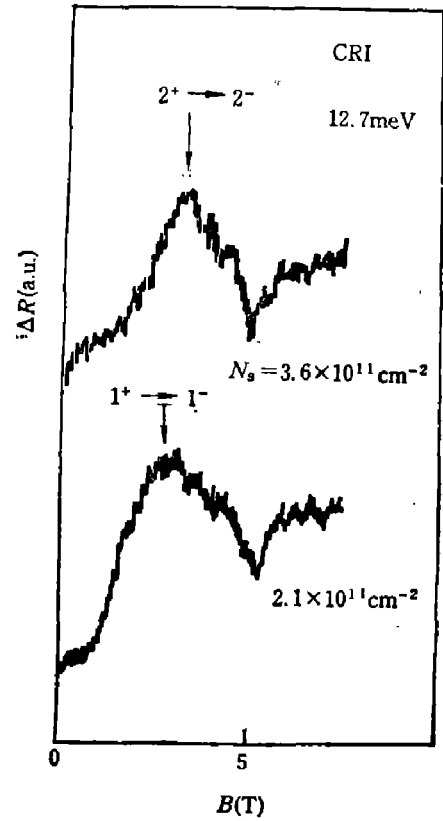


图3 在CRI模式时, P-HgCdTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $T=4.2 \text{K}$) 光子能量为 12.7meV 的子能带电子自旋共振谱

Fig. 3 The subband electron spin resonance spectra at the CRI mode with photon energy of 12.7meV for P-HgCdTe with $x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ and at $T=4.2 \text{K}$.

对应于 $1^+ \rightarrow 1^-$ 光跃迁; $N_s=3.6 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ 时, 费密能级在子能带底以上 42meV 处, 共振峰对应于 $2^+ \rightarrow 2^-$ 光跃迁。

3 理论分析

对于 P-HgCdTe MIS 结构, 其表面能带弯曲导致表面势阱, 垂直于表面的电场导致反型层电子的能量量子化, 在沿表面的平面内, 由于电子仍能自由运动, 因而称为二维电子气。根据 Kane 模型, P-HgCdTe 的 N 型反型层子能带能量可写为^[7]

$$E_{11} = \frac{E_{g,eff}}{2} + \sqrt{\frac{E_{g,eff}^2}{4} + E_g \cdot \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0^*}}, \quad (1)$$

这里 $E_{g,eff} = E_g + 2E_i(1-j)$ 是有效禁带宽度, 描写了从价带顶到子能带底的平均有效能量间隔, $j = Z_{av}/Z_i$ 是波函数分布参数, 其物理意义为了能带电子可以看作平均分布在离表面 Z_{av} 的地方。在存在磁场时 ($B \parallel k_z$), 电子子能带分裂为一系列朗道能级, 每个朗道能

及分裂成两个自旋量子数 $S = +\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ 的自旋能级, 其能量为

$$E'_{n,\pm} = -\frac{E_{g,eff}}{2} + \sqrt{\frac{E_{g,eff}^2}{4} + E_g \left[\hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g_0^* \mu_0 B \right]}. \quad (2)$$

式(2)左边 \pm 号表示自旋为 $+$ 、 $-$ 的两个态, HgCdTe 的 g_0^* 一般是负值. 如果计及自旋-轨道耦合的 k 依赖项 $(\nabla u \times \mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$, 则表征子能带电子 $|n-1, +\rangle$ 和 $|n, -\rangle$ 耦合的哈密顿量为

$$H = \begin{pmatrix} H_1 & iA\sqrt{n} \\ -iA\sqrt{n} & H_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 H_1, H_2 是不考虑自旋-轨道 k 依赖项时子能带电子在磁场中的哈密顿, $iA\sqrt{n}$ 表示 Rashba 项, $A = 2\hbar\alpha\mathcal{E}_z/\lambda_c$, λ_c 是回旋半径.

$$\mathcal{E}_z = -\frac{1}{e} \frac{\partial V(z)}{\partial z} \quad (4)$$

是反型层中的电场强度, α 为自旋-轨道耦合常数, 量 $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$ 表征了自旋-轨道耦合强度^[3,7], 考虑微扰, 能量本征值为

$$E_{n-1,+}^{n,-} = \left(\frac{E'_{n-1,+} + E'_{n,-}}{2} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{E'_{n,-} - E'_{n-1,+}}{2} \right)^2 + A^2 n} \quad (5)$$

波函数可写为

$$\begin{cases} \psi_{n,-} = C_{n,-} |n, -\rangle + i\sqrt{1-C_{n,-}^2} |n-1, +\rangle, \\ \psi_{n-1,+} = C_{n-1,+} |n-1, +\rangle + i\sqrt{1-C_{n-1,+}^2} |n, -\rangle. \end{cases} \quad (6)$$

系数 $C_{n,-}$ 和 $C_{n-1,+}$ 是 $E_{n,-}$ 和 $E_{n-1,+}$ 的函数, 由式(5)和(6)可以获得子能带朗道能级和波函数. 由式(5)、(6)可以看出, 自旋-轨道耦合引起朗道能级的移动效应和电子波函数的混合效应, 而 $\hbar\alpha\mathcal{E}$ 量描述了该效应的大小. 结果 $E_{n,-}$ 抬高, 而 $E_{n-1,+}$ 压低, 于是就可能出现 $E_{n,-}$ 与 $E_{n+1,+}$ 交叉, 引起朗道能级交叉效应, 交叉点的位置与耦合强度有直接关系. 我们从实验上已观察到这一效应, 并用得到的实验数据来定量地确定自旋-轨道相互作用的强度.

4 讨 论

描述子能带朗道能级需要有关子能带结构的参量, 如子能带能量 E_i 、波函数分布参数 j 、费密能级与其随表面电子波度的变化关系等. 这些量原则上可以从薛定格方程和泊松方程用自洽计算方法获得, 但计算结果较密切地依赖于选取的边界条件, 因而我们在文献[6]中提出从实验测量结果来确定该样品子能带结果的方法, 其基本思想是用一维泊松方程描述表面势和电荷分布的关系, 假定基态子能带能量按 N_s 展开成级数, 并引进描述波函数分布的参数 j , 然后计算 MIS 体系的电容, 同时也要符合 SdH 振荡以及 OR 的实验结果, 就可以得到表面电子浓度 N_s 相关的子能带结构.

图 4 是从 $C-V$ 拟合计算所得的子能带电子在 E_F 处的有效质量 $m^*(E_F)$ 以及子能带底有效质量 $m^*(E_0)$, 图中“▲”是从测得的回旋共振峰得到的有效质量值, 两者符合得很

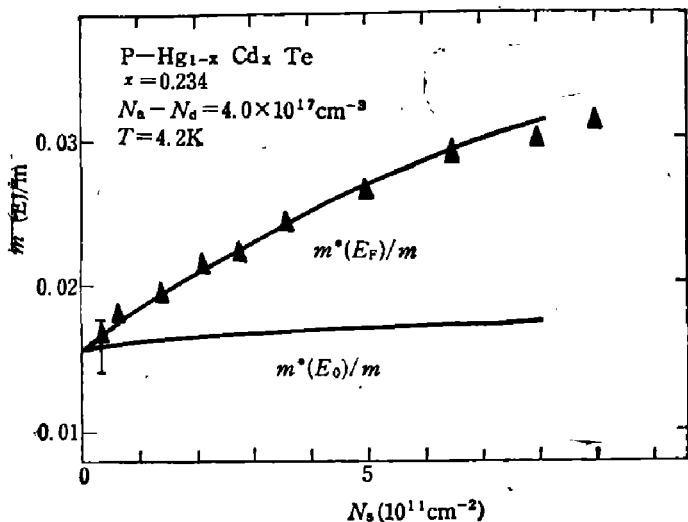


图 4 子能带电子有效质量对表面电子浓度的关系(实线是 C-V 拟合计算结果,三角点是 CR 测量结果)
 Fig. 4 Subband electron effective mass versus surface electron concentration for HgCdTe (The solid curves are CV fitting results and the triangle points are the results from CR measurements)

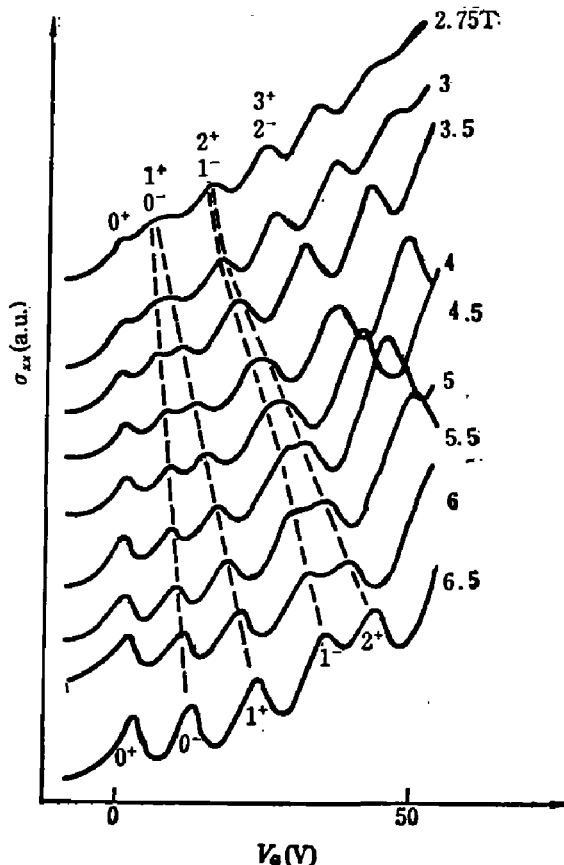


图 5 不同磁场下表面子能带电子磁导振荡曲线(SdH 效应)
 Fig. 5 Surface SdH oscillation effect for the sample under different magnetic fields

好。根据这种拟合计算,可以得到基态子能带能量 E_0 随 N_s 的变化,并得 $j=0.87$ 。从而可以得到有效禁带宽度 $E_{g,eff}$ 随 N_s 的变化,当 N_s 从 0 变为 $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 时, $E_{g,eff}$ 从 0.176 eV 增加到 0.2 eV。根据 SdH 效应可以从实验上观察朗道能级的交叉点位置,于是计算朗道能级使交叉点位置与 SdH 效应所获得的实验值一致就可确定自旋-轨道相互作用强度 $\hbar\alpha\mathcal{E}_s$ 。图 5 中每个振荡峰表示一个子能带的朗道自旋能级通过费密能级,磁场减弱时,能级 0^- 和 1^+ 、以及 1^- 和 2^+ 逐渐地分别趋于交叉,采用外推方法可以判定能级 0^- 与 1^+ 约在 1.25 T 时交叉,能级 1^- 和 2^+ 约在 2.35 T 处交叉。另外,每个峰代表一个朗道自旋能级,包括表面电子浓度 $2.4 \times 10^{10} \times B(T)^{[10]}$,因而不同的朗道能级的能量位置可以从 E_F 对 N_s 关系求得, $\hbar\alpha\mathcal{E}_s$ 可以作为参数用于式(5)计算朗道能级,并使算得的朗道能级的交叉点位置以及能量位置与 SdH 振荡实验结果一致,结果表明当 N_s 从 0 变为 $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 时, $\hbar\alpha\mathcal{E}_s$ 从 $8 \times 10^{-9} \text{ eV}\cdot\text{cm}$ 变为 $6 \times 10^{-9} \text{ eV}\cdot\text{cm}$,这样可获得计算的朗道能级扇形图,这种扇形图还须与测得的磁光共振光跃迁相比较。图 6 是计算的朗道能级扇形图,由图可知,当 N_s 增加时, E_F 上升,光跃迁只能发生在 E_F 附近。图中虚线箭头和实线箭头分别表示测量光子能量为 12.7 meV 和 17.5 meV 对不同 N_s 的回旋共振光跃迁,点划线表示 12.7 meV 时的磁光自旋共振光跃迁。实验结果与计算的扇形图符合得较好。

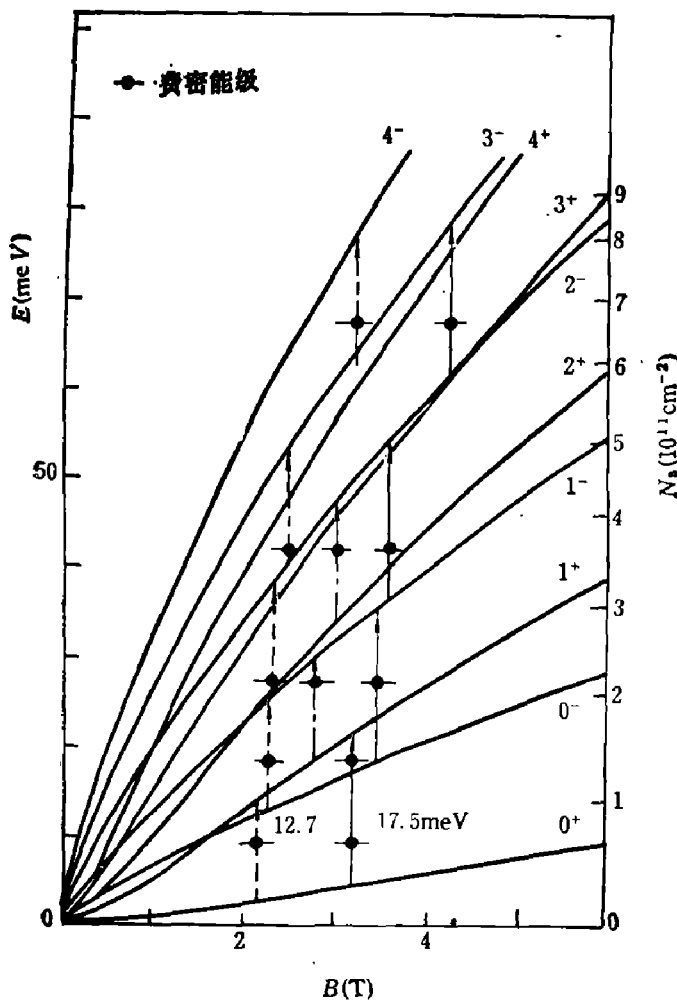


图 6 P-HgCdTe ($x=0.234, N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}, T=4.2\text{K}$) 子能带电子的朗道能级

Fig. 6 The subband electron Landau levels for P-HgCdTe with $x=0.231, N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ and at $T=4.2\text{K}$

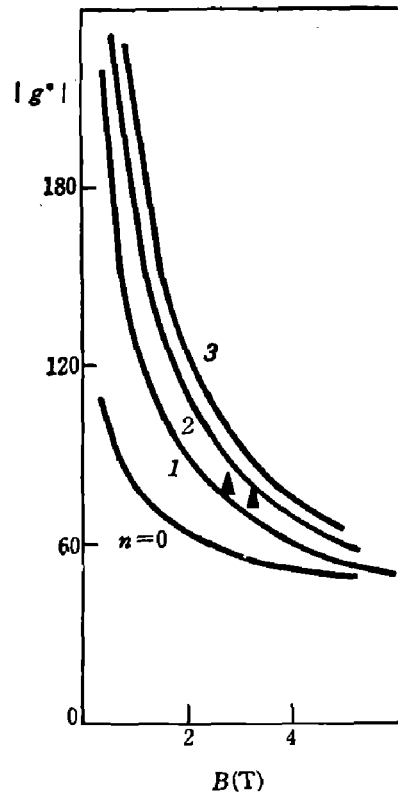


图 7 窄禁带半导体 P-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234, N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}, T=4.2\text{K}$) 基态子能带朗道能级电子的有效 g^* 因子 (圆点为自旋共振实验结果)

Fig. 7 The effective g^* factors of subband Landau level with $n=0, 1, 2$ and 3 for P-Hg_{1-x}Cd_xTe with $x=0.234, N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, and at $T=4.2\text{K}$ (The circle points show the results of spin resonance measurements for the same)

子能带有效 g^* 因子由子能带朗道能级计算很容易获得。由式(5)可以看出, $|n, +\rangle$ 状态电子能级被压低, $|n, -\rangle$ 状态电子能级被抬高, 因而 $|g^*| = (E_{n,-} - E_{n,+}) / \mu_B B$ 将增大。图 7 表示计算的有效 g^* 因子与磁场的关系, 图中数据点表示自旋共振的实验结果。子能带电子自旋共振的物理原因可根据子能带电子波函数 $|n, -\rangle$ 与 $|n-1, +\rangle$ 的混合来分析, 从 $\psi_{n,+}$ 到 $\psi_{n,-}$ 的光跃迁来源于两种贡献, 即

$$\begin{cases} \psi_{n,-} = C_{n,-} |n, -\rangle + i\sqrt{1-C_{n,-}^2} |n-1, +\rangle, \\ \psi_{n,+} = C_{n,+} |n, +\rangle + i\sqrt{1-C_{n,+}^2} |n+1, -\rangle. \end{cases} \quad (7)$$

第一部分贡献是式中 A 跃迁 $|n, +\rangle \rightarrow |n, -\rangle$, 它来源于导带和价带波函数混合, 这在本质上与体材料自旋共振相同。第二部分贡献是式中 B_1 跃迁 $|n, +\rangle \rightarrow |n-1, +\rangle$ 和 B_2 跃迁 $|n+1, -\rangle \rightarrow |n, -\rangle$, 相当于 $\Delta n = -1$ 和 $\Delta S = 0$ 光跃迁, 也是本文首先报道的光跃迁。

综上所述, 本工作测量了子能带电子回旋共振和自旋共振光跃迁, 这一共振光跃迁清楚地证明了由于表面自旋-轨道相互作用引起的朗道能级移动、交叉以及波函数的混合效应。

参 考 文 献

- 1 Ohkawa F J, Uemura Y. *J. Phys. Soc. Japn.*, 1974; **37**:1325
- 2 Bychkov Y A, Rashba E I. *J. Phys.*, 1984; **C17**:6039
- 3 Ressler U, Malcher, Lommer. *Proceedings of the International Conference of Application of High Magnetic Field in Semiconductor Physics*, Ed. by Landwehr, Würzburg, 1988:157
- 4 Wollrab R et al. *Physics of Narrow Gap Semiconductors and Related Materials*, Garthersburg, USA, June, 1989
- 5 Sizmann R et al. *Proceedings of 19th International Conference on Physics of Semiconductors*, Ed. by Zawadzki, Warsaw, 1989:471
- 6 褚君浩 et al. *半导体学报*, 1990; **11**:332
- 7 褚君浩 et al. *中国科学*, 1990; **5**:515
- 8 褚君浩 et al. *红外研究*, 1989; **8**:327
- 9 Schaber H, Doezema R E. *Infrared Physic*, 1978; **18**:247
- 10 Ando J et al. *Rev. Mod. Phys.*, 1982; **54**:437

MAGNETO-OPTICAL RESONANCE OF SUBBAND ELECTRON FOR HgCdTe

CHU JUNHAO, SHEN XUECHU

(National Laboratory for Infrared Physics, Academia Sinica, Shanghai 200083, China)

R. SIZMANN, F. KOCH

(Physik-Department E-16, T. U. München D-8046 Garching, F. R. Germany)

The experimental results and the description for magneto-optical resonance transition between the Landau levels of subband electrons in the electric quantum limit for P-Hg_{1-x}Cd_xTe MIS structure sample with $x=0.234$ and acceptor concentration $N_a=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ are reported in this paper. The cyclotron resonance and spin resonance between the Landau levels and spin levels of the subband are measured for different photon energies and different surface electron concentration of the sample. The experimental results show quantitatively the shifting and crossing effect of the subband Landau levels in the quantum well of narrow gap semiconductor HgCdTe. This effect arises from the relatively large spin-orbit interaction of surface electrons due to inversion asymmetry of surface potential.

Key words: mercury cadmium telluride (HgCdTe), two-dimensional electron gas, magneto-optical effects.