

共振受主态在零禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 磁量子输运中的影响

沈金熙 郑国珍 郭少令 汤定元 马可军

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室, 上海, 200083)

摘要: 在温度为 0.3~4.2K, 磁场强度为 0~7T 的范围内对两个不同组份的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($N_A > N_D$) 样品进行了输运特性的研究. 组份 $x=0.03$ 的样品在弱磁场 ($B < 0.6\text{T}$) 下出现磁阻振荡, 用修正的 Pidgeon-Brown 模型拟合各振荡峰值位置, 得到共振受主能级随温度降低而升高, 表明受主共振态已形成束缚磁极化子 (RABMP). 组份 $x=0.065$ 的样品出现阶段性下降负磁阻行为, 理论分析表明这是受主能级钉扎费密能级并在强场 ($B \sim 1.5\text{T}$) 通过 $a_v(-1)$ 价带顶引起价带空穴散射增强. 两个样品都呈现负磁阻行为, 但从磁阻的各向异性及能带分析表明其机理有所不同.

关键词: 共振受主态, 零禁带碲锰汞, 磁量子输运.

引言

半磁半导体^[1,2] $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 作为一种新型的红外材料正在引起人们越来越广泛的兴趣. 在零磁场下, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 具有类似的性能. 施加磁场后, 由于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 中 Mn^{2+} 离子的局域磁矩与能带电子发生交换相互作用并影响材料的能带结构, 从而产生很多有趣的物理行为, 如朗道能级重整, 磁阻振荡幅度变化的非单调性, 温度振荡等等. 对零禁带的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, 由于布里渊区中心对称点 τ_g 导带底与价带顶在零场时重合, 因此在磁场下的朗道能级变化行为更为复杂, 产生如能带交叠^[3]等在通常非磁性材料中不可能出现的现象. 随着对 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料物理行为认识的深入, 其杂质能级及在输运行为中的影响正引起人们更大的兴趣, 为此我们对两块具共振受主能级的零禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品进行了输运行为的研究.

1 原理

1.1 交换相互作用与修正的 Pidgeon-Brown 模型

在均匀的外磁场下, 对抛物性能带, 如果有效质量为 m^* , 则能带电子的朗道分裂能

级为 $E = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c$, 其中 $\omega_c = eB/m^*$.

对窄禁带半导体, 由于禁带宽度较小, 即 τ_6 与 τ_8 带相靠很近的情况下, 能带的抛物线近似不再成立, 因此加磁场后的朗道分裂必须考虑带与带之间的相互耦合. C. R. Pidgeon 和 R. N. Brown^[4]运用 Luttinger Kohn 的有效质量近似及 Kane 零磁场处理方法, 精确考虑 τ_6 、 τ_7 、 τ_8 之间的相互耦合, 而将高带耦合精确到 k^2 项, 得到哈密顿的矩阵式为

$$\left. \begin{aligned} \bar{D}_0 f &= E \bar{f}, \\ \bar{D}_0 &= \begin{vmatrix} \bar{D}_a & 0 \\ 0 & \bar{D}_b \end{vmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

\bar{D}_i^j 和 \bar{D}^j_i ($i, j = 1, 2, 3, 4$) 由量子数 n 及能带参数 v_1 、 v 、 K 、 E_g 、 E_p 、 Δ 完全决定.

当系统中存在局域磁矩时, 系统中的哈密顿将变成

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + H_{ex}, \\ H_{ex} &= \sum_{R_j} J(\vec{r} - \vec{R}_j) \hat{S}_i \cdot \hat{\sigma}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式(2)中 H_0 为不含交换相互作用的哈密顿, 而 H_{ex} 为交换相互作用项. $J(\vec{r} - \vec{R}_i)$ 为交换相互作用常数, \hat{S}_i 、 $\hat{\sigma}$ 分别为磁性离子及电子的自旋算子. \vec{r} 和 \vec{R}_i 分别代表能带电子及磁性离子的坐标. 由于能带电子的扩展行为, 它将同时与许多 Mn^{2+} 离子发生作用, 因此引入平均场近似, 即 \hat{S}_i 由 $\langle S_z \rangle$ 替代, $J(\vec{r} - \vec{R}_i)$ 由 $XJ(\vec{r} - \vec{R})$ 替代 X 为有效 Mn^{2+} 离子组份, 而 $H_{ex} = X\sigma_z \langle S_z \rangle \sum_n J(\vec{r} - \vec{R})$; $\langle S_z \rangle$ 由 Brillouin 函数描述^[9].

由 H_{ex} 附加的矩阵元^[1], 对自旋向上态, 有

$$\bar{D}_{\alpha}^{\alpha} = \begin{vmatrix} \frac{1}{2} N_s \alpha \langle S_z \rangle & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} N_s \beta \langle S_z \rangle & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{6} N_s \beta \langle S_z \rangle & -\frac{i\sqrt{2}}{3} N_s \beta \langle S_z \rangle \\ 0 & 0 & \frac{i\sqrt{2}}{3} N_s \beta \langle S_z \rangle & \frac{1}{6} N_s \beta \langle S_z \rangle \end{vmatrix} \quad (3a)$$

对自旋向下态, 有

$$\bar{D}_{\beta}^{\beta} = \begin{vmatrix} -\frac{1}{2} N_s \alpha \langle S_z \rangle & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{6} N_s \beta \langle S_z \rangle & 0 & \frac{i\sqrt{2}}{3} N_s \beta \langle S_z \rangle \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} N_s \beta \langle S_z \rangle & 0 \\ 0 & -\frac{i\sqrt{2}}{3} N_s \beta \langle S_z \rangle & 0 & -\frac{1}{6} N_s \beta \langle S_z \rangle \end{vmatrix} \quad (3b)$$

式 (3) 中 $N_s = N_0 X$, N_0 为单位立方的格点数, $N_0 \alpha$ 、 $N_0 \beta$ 即为交换相互作用常数. 这样引入交换相互作用后修正的 P-B 模型的矩阵为

$$\bar{D} = \bar{D}_0 + \bar{D}^{ex}. \quad (4)$$

朗道分裂能级由式 (4) \bar{D} 的本征值决定.

在强磁场、低温和强简并的条件下, 若增大磁场, 各朗道子能带底将相继穿过费密能级. 由于能带底态密度的奇异性将使载流子散射增强, 因此将出现磁阻振荡. 即所谓的 Shubnikov-de Haas (SdH) 效应. 在实际情况下, 一方面由于样品中的种种因素将使各朗道能级产生展宽, 磁阻振荡效应减弱; 另一方面, 当考虑自旋分裂后, 各朗道能级 (包括自旋朝上和朝下两种状态) 间距减小使振荡峰值减小. SdH 效应在三维电子气中研究很多, 同样对三维空穴气来说, 如果费密能级通过各价带顶, 亦将产生散射增强效应并将体现在磁阻行为上.

1.2 束缚磁极化子

所谓磁极化子是指电子极化周围的磁性离子并自陷电子本身. 理论与实验都已表明: 自由的电子磁极化子是不存在的, 自由的空穴磁极化子则尚有争议, 但理论与实验却都已表明, 无论电子还是空穴, 被杂质束缚的磁极化子是存在的, 对 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料, 理论与实验均取得了相当好的结果. 受主态的束缚磁极化子的特征是随温度下降, 其受主能级上升. 这一上升过程可以分为两个阶段: 在温度较高区域, 随温度降低, 受温度影响的局域磁矩的自旋涨落减小, 引起受主态中心交换相互作用耦合增强, 波函数收缩, 使受主态电离能上升; 当温度低到一定程度以后, 中心局域磁矩饱和, 在中心耦合强度不变的情况下, 受主态波函数扩大, 引起受主电离能进一步上升^[6]. 在零禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料中, J. B. Choi^[8]等人通过远红外磁光光谱的研究, 从在磁场打开禁带后测得的从受主态到 b_v (-1) 价带顶的跃迁, 反推出零禁带时的受主能级的位置, 发现受主束缚能级随温度增加而减小, 最后在 16K 左右的温度达到饱和, 从而第一次在 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料中观察到受主态束缚的磁极化子, 但由于每一条外延曲线上只有 4 个实验点, 因此从实验上讲尚需更多的数据证明这样的束缚磁极化子行为.

2 实验与讨论

2.1 基本数据

2 块 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的组份由密度法测得. 样品经切割成矩形并经机械抛光, 化学腐蚀后放入牛津 ^3He 系统内进行实验. 所有实验数据由高精度数字电表作数字采集并输入计算机运算并作图, 样品的尺寸及基本参数如表 1.

表 1 样品的基本参数

Table 1 The basic parameters of two samples

	x	E_g (meV)	尺寸 (cm^3)	$n_{4.2\text{K}}$ (cm^{-3})	$\mu_{4.2\text{K}}$ ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	N_A (cm^{-3})
1	0.03	-170	$0.05 \times 0.06 \times 0.6$	3×10^{15}	5×10^4	6×10^{16}
2	0.065	-10	$0.08 \times 0.04 \times 1.12$	2×10^{15}	2×10^4	4×10^{16}

2.2 磁阻振荡与受主态的束缚磁极化子

组份 $x = 0.03$ 的样品在深低温、弱磁场区 ($0 \sim 6000$ gauss) 出现 SdH 振荡, 其磁阻一阶微分与磁场的关系如图 1. 随着温度的变化, 各振荡峰的幅度及峰值位置都有所变化. 其中振荡峰值位置的变化如图 2. 除了磁场较高区域, 最后 2 个峰的峰值位置随磁场变化不呈单调性之外, 其余 4 个峰的峰值位置都呈单调变化. 以修正的 P-B 模型拟合各振荡峰值位置. 考虑到零禁带材料中, 共振的受主能级将钉扎费密能级, 因此在计算中的费密能级即代表受主能级. 取能带参数 $\nu_1 = 3$ 、 $\nu = 0$ 、 $K = -1.65$ 、 $\Delta = 1000$ meV、有效组份 $X = 0.03$, 动量矩阵元能量 $E_p = 18300$ meV, 以交换相互作用常数 $N_0\alpha$ 、 $N_0\beta$ 作为调节参数, 并微调费密能级及代表反铁磁相互作用的温度 T_{AF} .

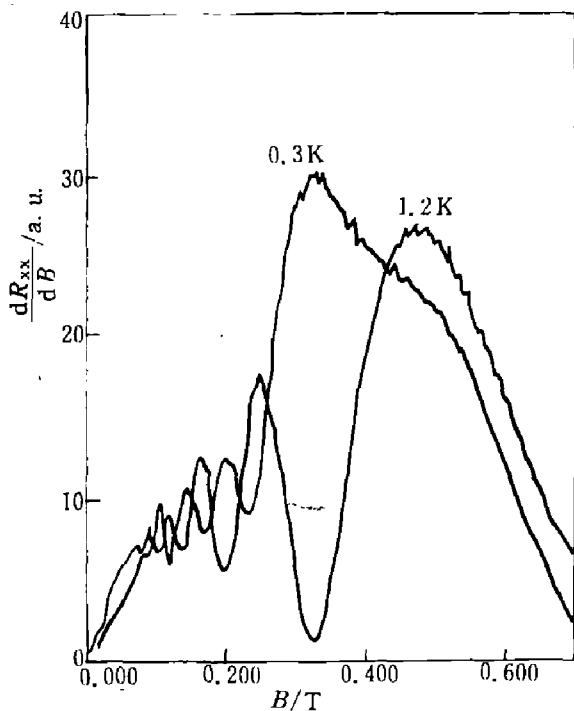


图 1 样品 1 ($x = 0.03$) 在各温度点的磁阻振荡行为
Fig. 1 The SdH effect for the sample 1 with composition $x = 0.03$ at various temperature

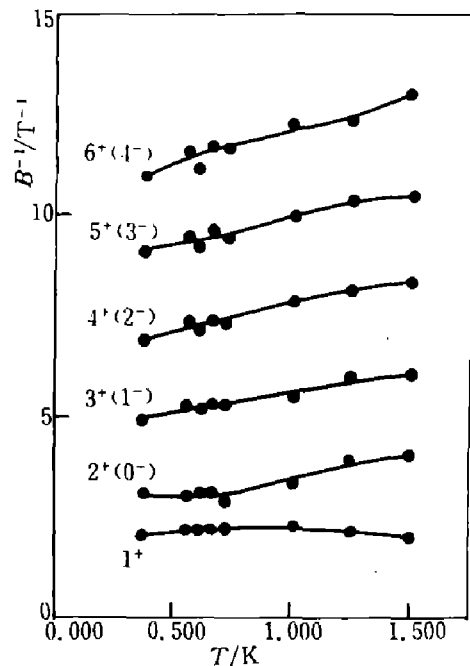


图 2 磁阻振荡峰值位置随温度变化图
Fig. 2 Variation of SdH peak position with temperature

$N_0\alpha$, $N_0\beta$ 一经选取, 对所有温度点都不能改变. 通过微调 E_F 使每个温度点弱磁场 4 个振荡峰值得到最佳拟合, 同时考虑到零禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 在此温度下可能发生的自旋玻璃 (Spin-Glass) 相变, 在温度低到 0.6K 时开始对最后两个峰通过 T_{AF} 加以修正. 由上述途径, 其拟合的典型朗道能级扇形图如图 3. 取拟合参数 $N_0\alpha = -800$ meV, $N_0\beta = 1200$ meV, 对比已发表的交换相互作用常数范围 -1.4 meV $< N_0\alpha < -0.4$ meV, 0.6 meV $< N_0\beta < 2.3$ meV 来说, 我们认为参数选取是合理的. 由此得到的受主能级位置随温度的变化关系如图 4. 可见共振的受主束缚能级随温度降低而升高, 其实验上的根本依据在于各振荡峰值随温度的单调变化行为 (见图 2), 即温度下降时, 振荡峰值向高磁场方向移动, 从而使能量扇型图上的费密能级上升. 这一特殊的受主能级随温度的变化行为正是共振受主束缚极化子的行为^[8]. 图 4 为建立在 HWW^[6] 理论基础上的计算曲线^[7], 可见实验

与理论符合得很好, 从而首次从实验上直接给出在 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 中共振受主已形成束缚磁极化子. 在 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 中受主态电离能的变化曾有不少报道, 当三元化合物 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 从零禁带向非零禁带过渡时, 受主电离能将有一个很大的增加^[11]. 因此, 对禁带处于过渡临界点的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料, 由于禁带随温度下降而增宽, 可能会引起受主能级有一定程度的上升, 但由于禁带宽度的温度效应十分微弱的^[12], 不可能引起如此大的温度效应, 并且 $x = 0.03$ 的 Mn^{2+} 组份已远离禁带宽度变化的临界点, 因此我们认为此处应当体现共振受主束缚磁极化子效应.

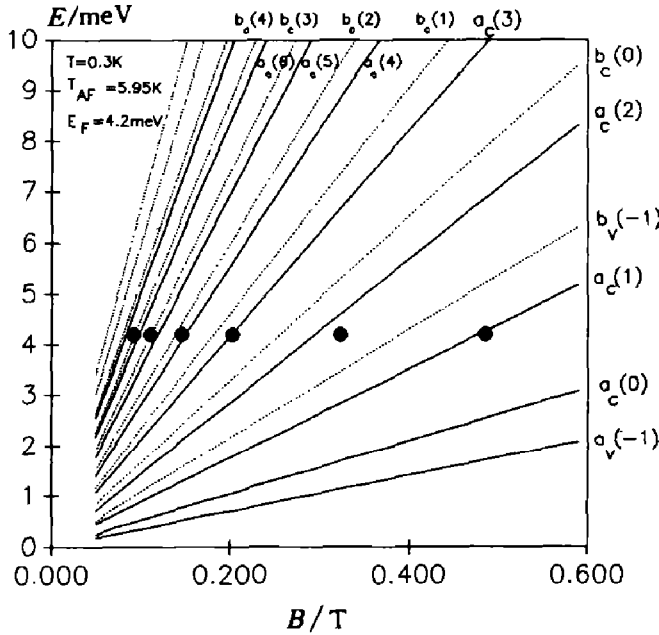


图3 以修正的 P-B 模型拟合各温度点的磁阻振荡峰 ($N_0\alpha = -800\text{meV}$, $N_0\beta = 1200\text{meV}$)
 Fig. 3 Theoretical fitting of the peaks at various temperatures based on the modified Pidgeon-Brown model with $N_0\alpha = -800\text{meV}$, $N_0\beta = 1200\text{meV}$

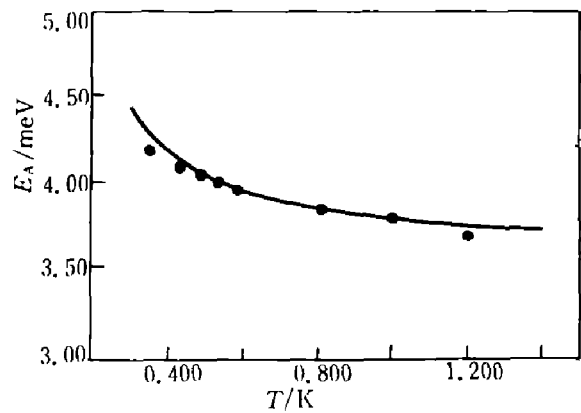


图4 从图3导出的受主态束缚能随温度降低而升高
 Fig. 4 The acceptor binding energy, evaluated from Fig. 3, as a function of temperature

2.3 阶段性下降负磁阻与价带 $a_v(-1)$ 散射

$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料只要其掺杂的受主杂质浓度大于施主杂质浓度便呈现广泛的负磁阻效应. 对于正禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品, 实验与理论都已给出这种效应起源于受主束缚能级随磁场的升高而降低, 而对零禁带材料则缺乏深入的研究. 我们的实验与理论表明在零禁带材料中, 不同组份材料的负磁阻机理亦有所不同.

2 块样品的磁阻与磁场关系如图 5. 图 5(b) 与 (a) 有显著的不同, 在图 5(b) 中, $x = 0.65$ 的样品, 磁阻出现阶段性下降行为, 从霍尔迁移率上更能反映出这种行为的本质 (见图 6): 迁移率在磁场 1.5T 左右呈现极小值, 即此处空穴载流子受散射最大. 由通过修正的 P-B 模型计算的 Landau 能级扇型图 (见图 7), 可见这一散射极大正对应着费密能级通过 $a_v(-1)$ 价带顶. 其中能带参数如样品 1, 交换相互作用参数 $N_0\alpha = -600\text{meV}$, $N_0\beta = 1000\text{meV}$. 可见这一现象类似于 SdH 效应, 只是此处由于只有 1 个能级 $a_v(-1)$, 将不产生振荡而出现局部迁移率极小. 这一工作的高场工作 (即 $a_v(-1)$ 再重新通过费密面) 见

文献[9]. 综上所述, 阶段性下降的负磁阻正是由于 $a_v(-1)$ 散射引起这一磁场区域磁阻下降变慢所致.

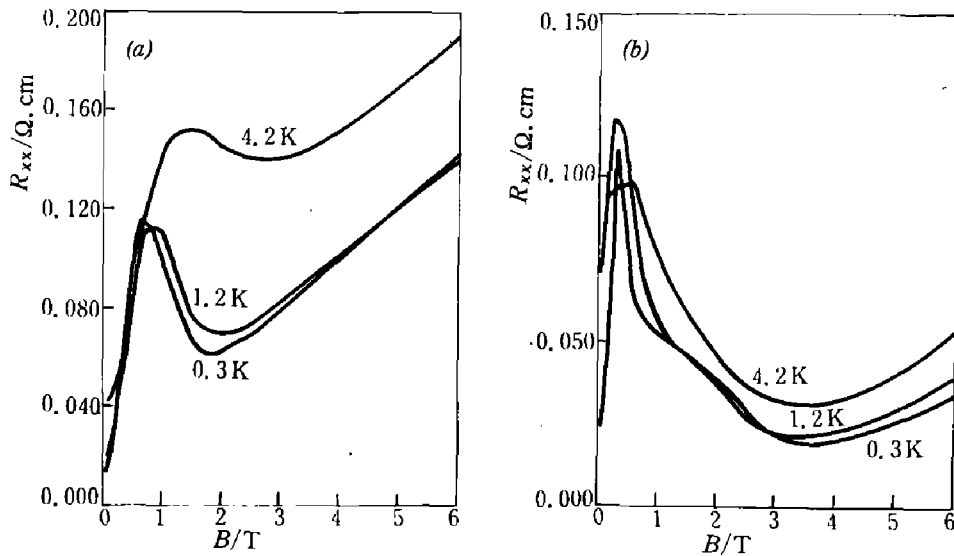


图 5 在各温度点样品 1(a)及样品 2(b)的负磁阻行为, 阶段性负磁阻在样品 2 中而不是样品 1 中出现
 Fig. 5 Negative magnetoresistance versus magnetic field for sample 1(a) and sample 2(b) at various temperatures (The two stages NMR can be seen clearly in sample 2 instead of sample 1)

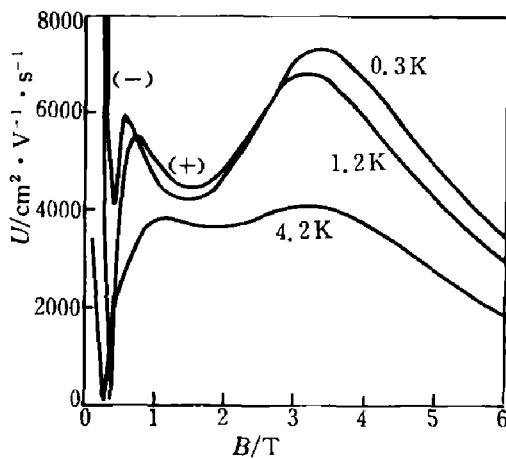


图 6 样品 2 的霍尔迁移率行为, 迁移率的极小值预示着存在一种高散射机制
 Fig. 6 Hall mobility for sample 2 versus magnetic field, the mobility minimum in the curve shows that some scattering process has taken place

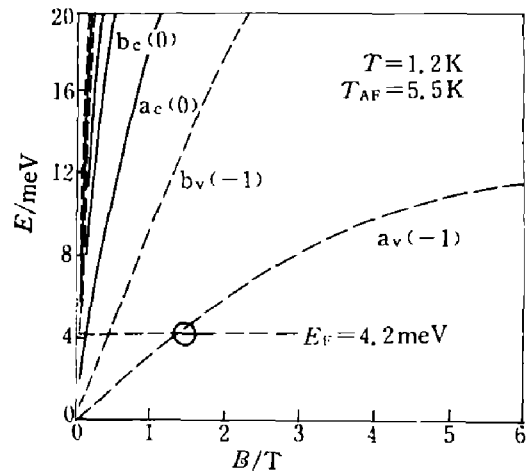


图 7 样品 2 的朗道能级扇型图 ($N_0\alpha = -600\text{meV}$, $N_0\beta = 1000\text{meV}$), 图 6 中霍尔迁移率极小对应着费米能级通过 $a_v(-1)$ 价带顶
 Fig. 7 The Landau level fan for sample 2 with $N_0\alpha = -600\text{meV}$, $N_0\beta = 1000\text{meV}$, the Hall mobility minimum coincides with the Fermi level passing through $a_v(-1)$ band

2.4 负磁阻的两种机理

由图 5 可见, 虽然同为零禁带材料, 但负磁阻表现方式却有所不同. 这一点从纵向和横向磁阻比中表现得更清楚 (见图 8), 预示着两种组份材料的负磁阻机理略有不同. 事实上, 从图 3 可见, 对 $x=0.03$ 样品, 价带 $b_v(-1)$ 可以交叠到 $a_c(1)$ 之上, 因此很容易知道在高磁场区同时有电子与空穴两种载流子参与导电. 由于电子受磁场的偏转很大, 电子的纵向磁阻将远小于横向磁阻, 总体上使 R_{xx}/R_{zz} 呈单调上升行为. 由图 7 可见, 对 $x=0.065$ 的样品, 只有价带空穴参与导电, 其磁阻的各向异性如文献[10]的讨论, 即当价带简并空穴气的散射以短程势为主时, R_{zz} 可略大于 R_{xx} .

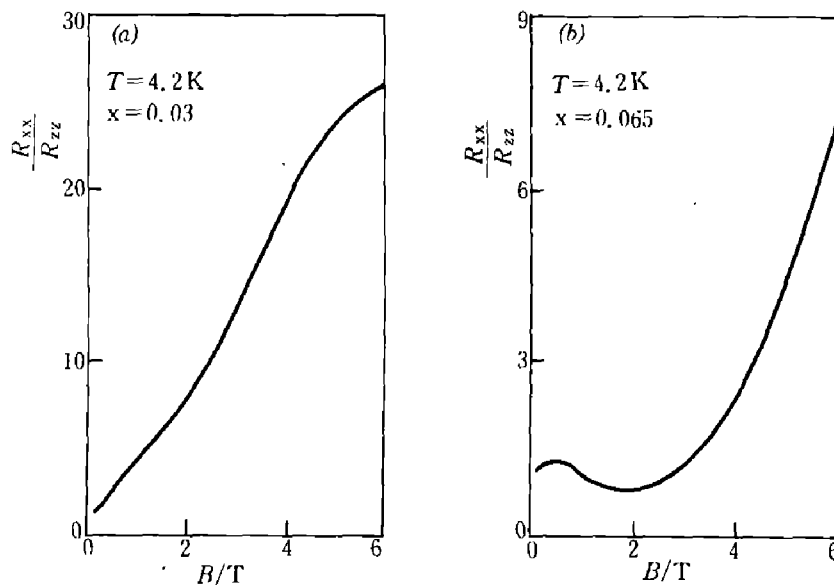


图 8 2 块样品磁阻的各向异性的不同预示着负磁阻的 2 种机理
Fig. 8 The magnetoresistance anisotropy for two samples is different

3 结论

在 $N_A > N_D$ 的零禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料中, 共振受主态形成束缚磁极化子 (RABMP) 并将影响材料的输运行为. 这种材料都将呈现负磁阻行为但机理略有不同: 一种为能带交叠后电子、空穴两种载流子同时导电, 交叠深度随磁场增强而加深, 因此两种载流子同时增多引起负磁阻出现; 另一种是受主能级不断深入价带产生更多单一的空穴载流子引起负磁阻, 并且当受主能级即费密能级到达 $a_v(-1)$ 价带顶时产生散射极大, 空穴迁移率极小并使下降的负磁阻呈现两个阶段.

参 考 文 献

- 1 Brandt N B, Moshchalkov V V. *Advances in Phys.*, 1984, **33**: 193
- 2 LyapiLin II, Tsidil'kovskii I M. *Sov. Phys. USP.*, 1985, **28**(5): 349
- 3 Germanenko A V, Zverev L P, Kruzhaev V V et al. *Sov. Phys. Semicond.*, 1986, **20**(1): 46
- 4 Pidgeon C R, Brown R N. *Phys. Rev.*, 1966, **146**(2): 575
- 5 Wolff P A. *Acta Physica Polonica*, 1985, **A67**(2): 287

- 6 Warnock J, Wolff P A. *Phys. Rev.*, 1985, **B31**(10): 6579
- 7 Shen Jinxi, Zheng Guozhen et al. submitted to *21st Int. Conf. on Phys. Semicond.*, Aug, 1992, Beijing, China
- 8 Choi J B, Mani R, Drew H D. *Phys. Rev.*, 1990, **B42**(6): 3454
- 9 Germanenko A V, Zverev L P et al. *Sov. Phys. Semicond.*, 1986, **20**(1): 46
- 10 Gluzman N G, Davydov A B et al. *Sov. Phys. Semicond.*, 1986, **20**(11): 1237
- 11 Tsidilkovskii I M. *Lect. Notes in Phys.*, 1979, **133**: 324
- 12 褚君浩, 徐世秋等. *红外研究*, 1985, **4**: 255

RESONANT ACCEPTOR INFLUENCED QUANTUM TRANSPORT BEHAVIOR OF ZERO-GAP P-Hg_{1-x}Mn_xTe

Shen Jinxi, Zheng Guozhen, Guo Shaoling, Tang Dingyuan, Ma Kejun

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,

Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: Transport behaviors of two samples of zero-gap P-Hg_{1-x}Mn_xTe ($N_A > N_D$) have been carefully studied at temperatures 0.3~4.2 K and magnetic fields 0~7 T. For the sample with $x = 0.03$, Resonant-Acceptor-Bound Magnetic Polarons (RABMP) have been found by means of Shubnikov de Haas oscillation. The oscillation peaks have been fitted by detailed calculations of the modified Pidgeon-Brown model. The resonant acceptor energy (which pins the Fermi level) increases with decreasing temperatures, which is the feature of RABMP's. For the sample with $x = 0.065$, the two-stage negative magnetoresistance (NMR) has been found at extremely low temperatures, associated with the Fermi level passing through the valence band $a_v(-1)$. All the samples showed NMR, but their mechanisms are quite different.

Key words: resonant acceptor state, zero-gap P-Hg_{1-x}Mn_xTe, quantum transport.