

非简并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶 ($x > 0.17$) 的 负磁电阻机理研究*

朱亮清[†] 林铁 郭少令 褚君浩

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

(2011 年 5 月 29 日收到; 2011 年 12 月 23 日收到修改稿)

研究磁性半导体中负磁电阻产生机理对正确理解载流子与磁性离子间的 sp-d 磁交换作用是非常重要的. 通过变温 (10—300 K) 磁输运和变温 (5—300 K) 磁化率实验研究了一系列不同 Mn 含量非简并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶 ($x > 0.17$) 的负磁电阻和顺磁增强效应. 实验结果表明其负磁电阻与温度的关系和磁化率与温度的关系基本一致, 两者都包含一个呈指数型变化的温度函数 $\exp(-K/T)$. 根据磁性半导体的杂质能级理论, 非简并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶在低磁场范围内出现负磁电阻效应的主要物理机理为外磁场的磁化效应使得受主杂质或受主型束缚磁极化子的有效电离能减小.

关键词: 磁性半导体, 负磁电阻, 顺磁增强, 自旋分裂

PACS: 75.50.Pp, 75.47.-m, 73.43.Qt, 71.70.Gm

1 引言

HgMnTe 是一种典型的窄禁带 Mn 基 II - VI 族磁性半导体材料. 当无外加磁场时, HgMnTe 的电子能带结构和半导体性质与 HgCdTe 相似, 并且已应用在红外光电探测器、发光二极管和半导体激光器等领域^[1-5]. 但当存在外加磁场或受到光激发时, 由于磁性 Mn^{2+} 离子 (自旋总磁矩 $S = 5/2$, 轨道磁矩 $L = 0$) 随机替代占据了二元化合物 HgTe 中的 Hg^{2+} 离子位置, HgMnTe 展现出许多奇特的物理效应, 如低温顺磁增强效应^[6-8]、负磁电阻效应^[9,10]、磁场诱导绝缘体-金属相变^[11]、巨 Faraday 旋转效应^[12]、光致磁化^[13] 以及磁极化子效应等. 这些物理效应都起源于载流子与磁性离子间的自旋交换作用 (sp-d 和 d-d 磁相互作用), 并将 HgMnTe 的电学、光学和磁学性质彼此耦合在一起. 同时, 这些效应还为进一步提升现有器件性能、开发新一代半导体自旋器件以及实现固态量子计算提供了可能. 因此, 近年来随着人们对半导

体自旋电子学研究兴趣的日益剧增, HgMnTe 材料重新受到人们的关注和研究^[14-18].

当前磁性 (稀磁) 半导体中的一个研究焦点是带电子与磁性离子磁矩间的 sp-d 磁交换作用影响材料光电特性和磁学特性的物理机理. 磁性半导体中的负磁电阻效应是 sp-d 磁交换作用导致的一种重要磁输运现象. 然而, 已有的研究结果对 Mn 基磁性半导体中负磁电阻效应产生的物理机理存在多种不同的理解, 被普遍接受的解释模型主要有三种. 第一种是导带自旋分裂模型^[19-21], 即强的 sp-d 磁交换作用会导致导带在外磁场中分裂为两个子带, 分别对应于上自旋带和下自旋带, 在强磁场条件下, 由于子带的严重分裂, 使得费米能级 E_F 和迁移边的相对位置发生了变化, 两者所产生的综合结果导致了负磁电阻效应. 第二种是自旋反转跃迁模型^[22], 在该模型中, 磁性半导体的电导率是由“正常”和“反常”迁移机制贡献的, “反常”跳跃的载流子在迁移时伴随着自旋发生反转, 而“正常”跳跃的载流子其自旋在迁移时保持不变. 在低温弱磁场下,

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB924902) 和国家自然科学基金 (批准号: 60821092) 资助的课题.

[†] E-mail: lqzhu@yahoo.cn

最近邻 Mn^{2+} 离子自旋为反铁磁序排列, 因此束缚于磁性离子团簇中的载流子在跳跃时会产生自旋反转, 此时“反常”跳跃贡献主要电导率. 而当磁场增强或温度升高时, 最近邻 Mn^{2+} 离子自旋趋于和外磁场同方向排列, 反铁磁序被破坏, 此时“正常”跳跃对电导率的贡献是主要的, 正是这两种迁移机制间的竞争关系导致负磁电阻效应出现. 第三种是磁性杂质电离能变化模型^[11,23], 低温电导率主要来自磁性杂质的电离过程, 由于磁化效应, 磁性半导体中磁性杂质的电离能 E_A 会随着磁场的增加而减小, 或从波函数角度分析, 磁场的增大将引起磁性杂质波函数的空间扩展, 导致束缚载流子在空间上更易实现跳跃迁移并释放出更多的巡游载流子参与导电, 表现为磁电阻随磁场的增大而减小.

在 HgMnTe 单晶中, 电学研究发现其负磁电阻效应随磁场的变化行为与 Mn 的含量和导电类型有关, 例如, 正带隙 p 型样品的磁电阻在弱场范围内随着磁场增大而单调减小, 而零带隙或负带隙混合型导电样品的磁电阻在磁场增大到一定值后才开始减小^[24-26]. 然而, 具体是哪种物理机制主导了 HgMnTe 负磁电阻的出现和变化规律, 已有的电学研究结果没有给出可靠的定量分析和证明. 鉴于外磁场能同时影响 $d-d$ 和 $sp-d$ 磁交换作用, 单一的电学研究难以得出负磁电阻产生的准确原因, 因而还应结合磁学实验结果进行对比分析. 在本文中, 我们利用变温电学测试和变温磁学测试相结合的手段来定量研究一系列 Mn 含量 $x > 0.17$ (自旋玻璃转变极限^[27]) 的 p 型 HgMnTe 单晶出现负磁电阻的主导物理机理.

2 样品制备和测试

本文所用的 HgMnTe 单晶样品采用坩埚下降的垂直 Bridgman 方法 (未加旋转) 生长, 并在富 Hg 气氛中退火处理. 实验中共制备了五种不同 Mn 含量的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶样品, 并对其变温电学和变温磁学特性进行了研究. 这五种样品的编号和相应的 Mn 含量 x 为样品 A ($x = 0.184$)、样品 B ($x = 0.191$)、样品 C ($x = 0.203$)、样品 D ($x = 0.207$)、样品 E ($x = 0.258$). 在实验测试前, 所有样品都先经过双面抛光和研磨以获得光洁表面, 然后浸泡在浓度为 3% 的溴甲醇溶液中腐蚀 3 min 左右, 以除去表面的氧化层和机械损伤层, 最终厚

度为 250 μm . X 射线衍射 (XRD) 实验结果证明本文所用样品为单晶结构.

在变温 Hall 电学实验中, 采用 Van der Pauw 方法测试了上述五个样品的变温磁输运特性, 其中温度 T 的变化范围为 10—300 K, 磁场的磁感应强度 B 的变化范围为 0—1.4 T. 电学测试制样时, 通过钎焊使得裹银细铜导线与样品间形成良好的欧姆接触, 焊点直径小于 0.5 mm. 变温电学实验结果证明这五个样品的电学特性均为非简并 p 型导电, 且在 $T = 300$ K 时的空穴浓度 p 均在 10^{16} — 10^{17} cm^{-3} 范围内. 在变温磁学实验中, 采用零场冷却法测试了其中两个样品 (样品 B 和样品 D) 的变温磁化率曲线, 所用测试仪器为美国 Quantum Design 公司生产的综合物性测试系统, 温度变化范围为 5—300 K, 外磁场强度为 16000 A/m.

3 结果及讨论

首先定义磁电阻 ρ_{MR} 为

$$\rho_{\text{MR}}(B) = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{xx}(B) - \rho_0}{\rho_0}, \quad (1)$$

式中, ρ_{xx} 为 Hall 电学测试中样品的纵向电阻率, ρ_0 为零磁场下样品的 ρ_{xx} 的值, B 为外磁场的磁感应强度. 变温 Hall 实验结果表明: 在 $T = 10$ —300 K 温度范围和 $B = 0$ —1.4 T 磁场范围内, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶样品 A、样品 B、样品 C、样品 D 和样品 E 均为强 p 型导电 (受主浓度 N_A 远大于施主浓度 N_D), 且 ρ_{xy} - B 曲线均为直线 (ρ_{xy} 为样品的横向电阻率). 但是 ρ_{xx} 却随着外磁场增强而单调减小, 即 $\rho_{\text{MR}}(B)$ 为负值, 表现出负磁电阻效应. 根据 (1) 式, 可以计算出这五个 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶样品在不同温度下负磁电阻随磁场的变化结果.

图 1 所示为 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶 (样品 A、样品 B 和样品 C) 在低温下的典型负磁电阻实验结果和拟合曲线. 分析图 1 可知: 当温度为某一恒定值时, p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的负磁电阻绝对值均随外磁场的增强而单调增大, 且满足 $|\rho_{\text{MR}}(B)| \propto B^2$ 拟合关系式, 直观的拟合结果如图 1(d) 所示; 而当外磁场为某一恒定值时, p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的负磁电阻绝对值均随着温度升高而迅速减弱, 在相同温度和相同磁场下, p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的负磁电阻绝对值随着 Mn

含量的增大而减小.

为了定量分析研究 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶中负磁电阻随温度的变化规律, 分别提取出上述五个样品在恒定磁感应强度 ($B = 1.4 \text{ T}$)、不同温度下的负磁电阻值, 并画出各样品的变温负磁电阻曲线, 如图 2 所示.

由图 2 可知: 五个样品的负磁电阻绝对值都随温度的升高而迅速减小且衰减行为相似, 即每个样品的变温负磁电阻曲线均存在一个衰减转变温度点. 当温度低于此温度点时, 负磁电阻绝对值随温度的升高而急剧减小; 当温度高于此温度点时, 负磁电阻绝对值随温度升高缓慢减小. 对这五个样品的变温负磁电阻曲线进行拟合发现, 负磁电阻绝对值随温度的衰减行为满足如下表达式:

$$|\rho_{\text{MR}}(B_0, T)| = \frac{\Delta\rho(T)}{\rho_0(T)}$$

$$= \frac{C}{1 + aT \exp(-b/T)}, \quad (2)$$

式中 C , a 和 b 为拟合参数且均大于零. 拟合所得结果如图 2 所示. 将 (2) 式在高温下进行微扰展开可得

$$\begin{aligned} & \frac{C}{1 + aT \exp(-b/T)} \\ &= \frac{C}{1 + aT \left(1 - \frac{b}{T} + \frac{1}{2!} \frac{b^2}{T^2} - \frac{1}{3!} \frac{b^3}{T^3} + \dots \right)} \\ &\approx \frac{C}{1 + aT \left(1 - \frac{b}{T} \right)} \\ &= \frac{C/a}{T + (1/a - b)} \\ &= \frac{C'}{T + T_0}. \end{aligned} \quad (3)$$

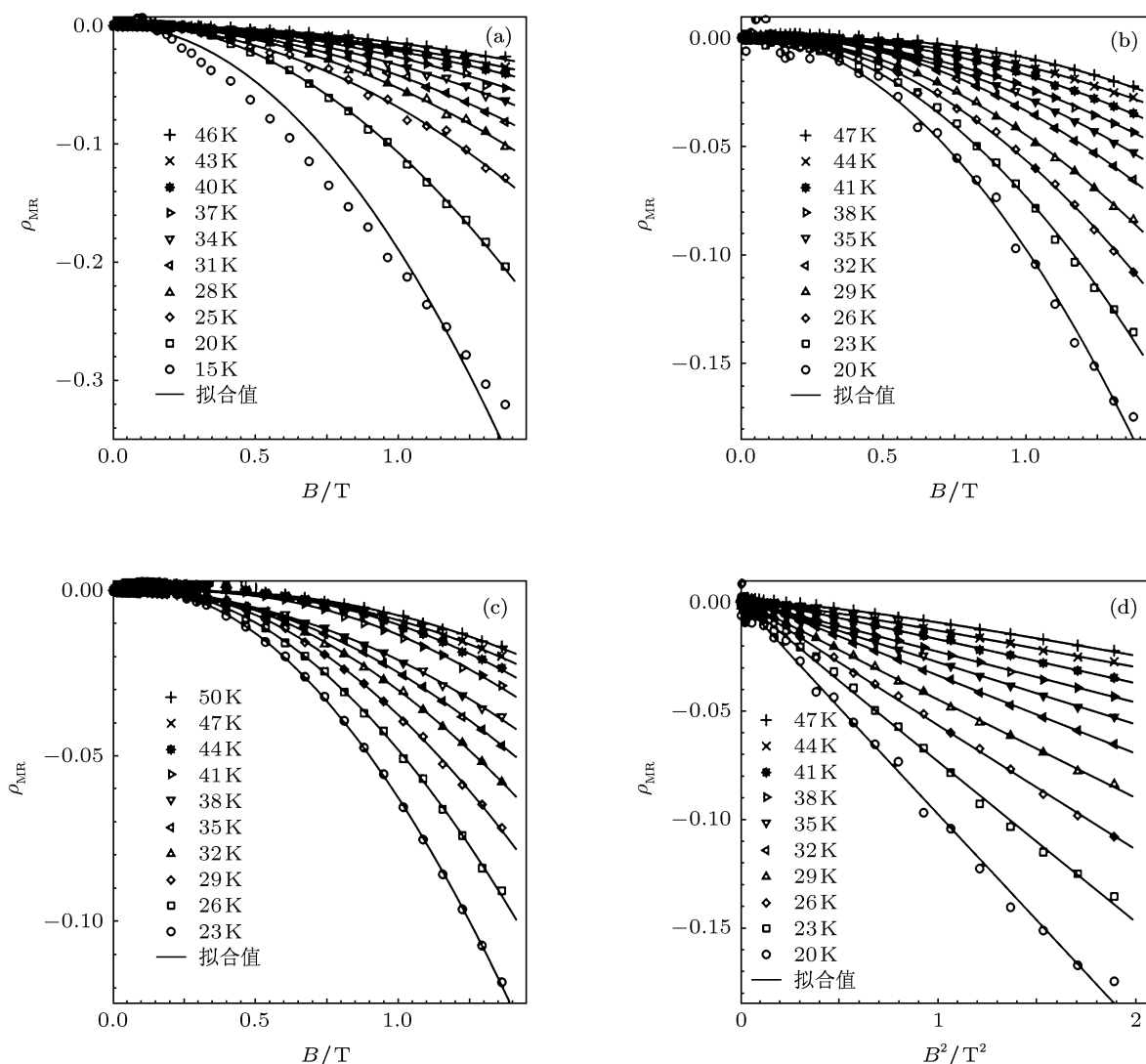


图 1 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶负磁电阻 ρ_{MR} 随磁感应强度 B 变化的实验结果和拟合曲线 (a) 样品 A 的 $\rho_{\text{MR}}-B$ 曲线; (b) 样品 B 的 $\rho_{\text{MR}}-B$ 曲线; (c) 样品 C 的 $\rho_{\text{MR}}-B$ 曲线; (d) 样品 B 的 $\rho_{\text{MR}}-B^2$ 曲线

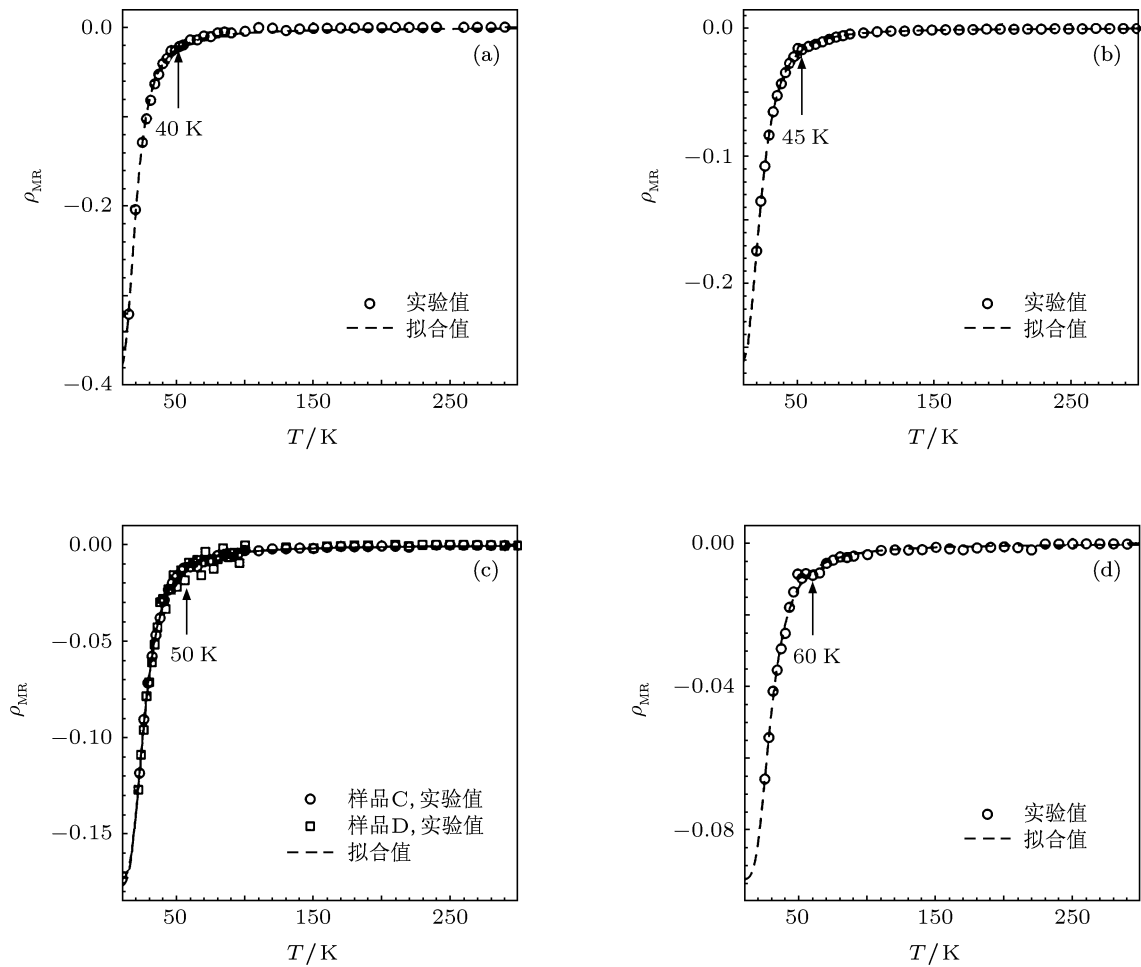


图 2 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶负磁电阻 ρ_{MR} 随温度 T 变化的实验结果和拟合曲线 (a) 样品 A 的 $\rho_{\text{MR}}-T$ 曲线; (b) 样品 B 的 $\rho_{\text{MR}}-T$ 曲线; (c) 样品 C 和样品 D 的 $\rho_{\text{MR}}-T$ 曲线; (d) 样品 E 的 $\rho_{\text{MR}}-T$ 曲线

不难发现, (3) 式的近似结果与磁化率的 Curie-Weiss 定律表达式具有相同的形式. 这说明 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶中的负磁电阻效应与其磁化特性之间存在紧密关联.

为了进一步解释上述变温 Hall 实验中的负磁电阻特性, 并确定 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶产生负磁电阻的物理机理, 我们以样品 B 和样品 D 为例对 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的变温磁化率特性进行了研究和分析.

图 3 为样品 B 和样品 D 的变温磁化率实验结果和拟合曲线, 图中的磁化率是根据各样品的质量和测试磁场强度进行了归一化处理而得到的绝对值. 由图 3 可知, 在高温区域 ($T > 50 \text{ K}$), 样品 B 和样品 D 的磁化率倒数曲线均为直线, 即符合 Curie-Weiss 定律 $\chi(T) = C/(T + T_0)$, 其中 T_0 为 Curie-Weiss 温度; 在低温区域 ($T < 50 \text{ K}$), 样品 B 和样

品 D 的磁化率倒数曲线却开始偏离 Curie-Weiss 定律, 出现顺磁增强现象, 具体表现为曲线向下倾斜且 Curie-Weiss 温度 T_0 趋近于原点.

对于图 3 所示在低温下出现的顺磁增强现象, 虽然在稀磁半导体中已被观测到并进行了报道^[6-8], 但是过去对于这种顺磁增强现象一直没有给出过准确的解析表达式, 只是定性地用 Brillouin 函数展开式中的高次项来说明. 一般定性的解释为低温下由于 Mn^{2+} 离子间的反铁磁交换作用强于热振动能, 因此 Mn^{2+} 离子间将彼此耦合形成反铁磁团簇, 并且位于反铁磁团簇内部的 Mn^{2+} 离子易处于自旋冻结状态, 这导致材料的有效 Mn^{2+} 离子浓度减小, 从而在低温磁化过程中呈现出顺磁增强效应^[7,28].

我们的研究表明, 样品 B 和样品 D 的变温磁化率曲线 (包括低温下的顺磁增强部分) 可以用下式

进行准确的定量描述:

$$\chi(T) = \frac{C}{T + T_0 \exp(-K_0/T)}, \quad (4)$$

式中, 样品 B 的拟合参数 $T_0 = 177$ K 和 $K_0 = 5.2$ K, 样品 D 的拟合参数 $T_0 = 214$ K 和 $K_0 = 5.1$ K. 拟合结果如图 3(a) 和图 3(c) 所示.

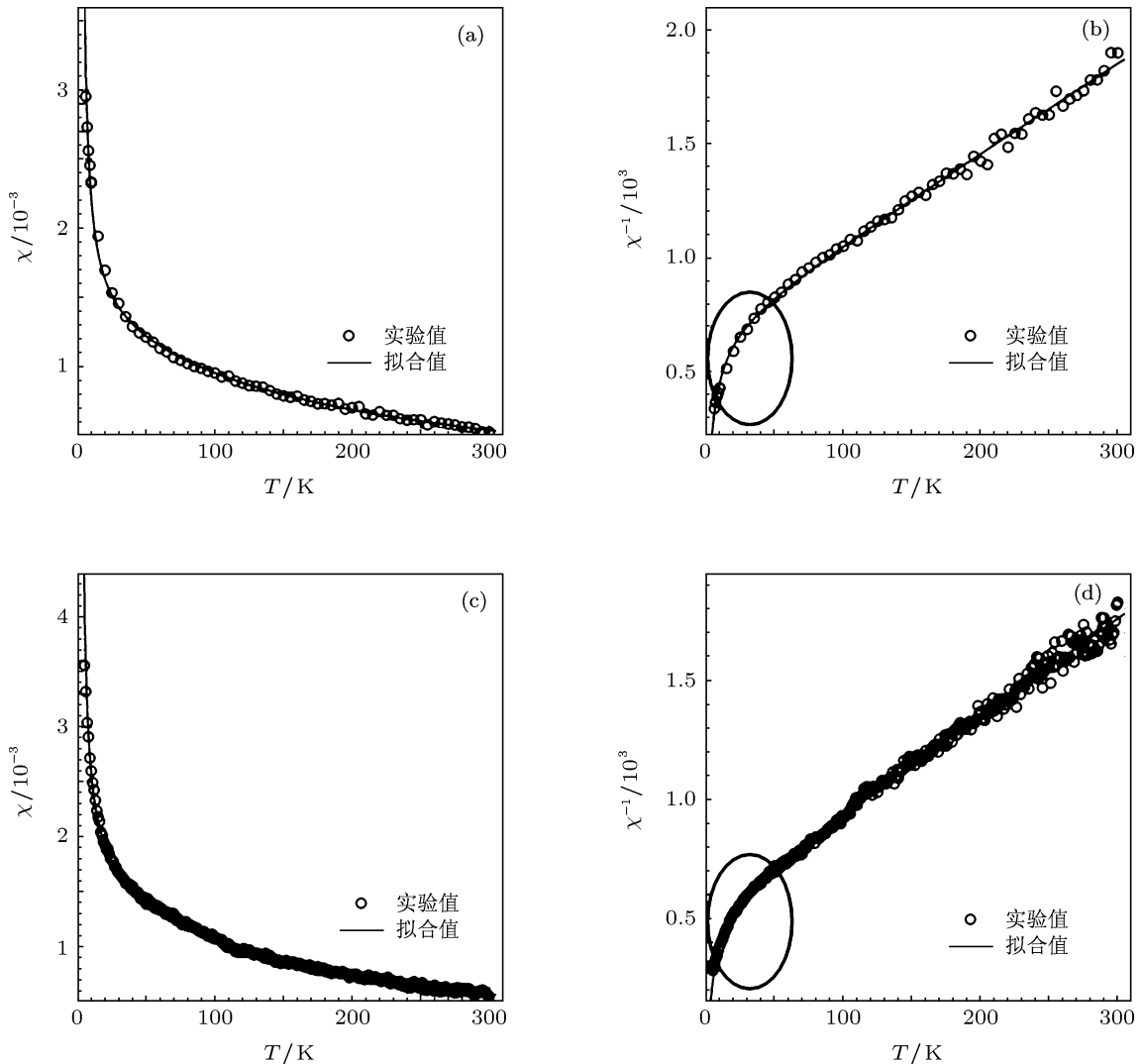


图 3 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的变温磁化率 $\chi(T)$ 实验结果和拟合曲线 (a) 样品 B 的 χ - T 曲线; (b) 样品 B 的 χ^{-1} - T 曲线; (c) 样品 D 的 χ - T 曲线; (d) 样品 D 的 χ^{-1} - T 曲线

在 (4) 式中, 经典的 Curie-Weiss 温度 T_0 被 $T_0 \exp(-K_0/T)$ ($K_0 > 0$) 所取代. 因此, 在存在顺磁增强效应的磁性材料中, Curie-Weiss 温度是一个随温度变化而改变的参量. 当 $T \rightarrow \infty$ 时 (对应高温情形), (4) 式的微扰展开式再次回归到熟悉的 $\chi(T) = C/(T + T_0)$ 形式 (Curie-Weiss 定律).

比较 (2) 和 (4) 式可知, 两者的表达式非常类似, 都含有一个 $\exp(-K/T)$ 指数型的温度衰减因子, 且在高温极限下两者的微扰近似展开式均回归到 Curie-Weiss 定律表达式. 另外, 对比分析 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶 (以样品 B 和样品 C 为例) 的

变温负磁电阻曲线和变温磁化率曲线可知, 两者不但随温度变化的形状和趋势相似, 而且都存在一个数值接近的转变温度点 (约 50 K 左右), 当温度低于该转变温度点时磁化率和负磁电阻均迅速增大. 这些电学和磁学实验结果互相印证了 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的负磁电阻效应起源于 Mn^{2+} 离子被磁化的结果, 且负磁电阻的大小与磁化率的大小存在同向关联.

在磁性半导体中导致负磁电阻效应主要有三种物理机理, 即导带 (或价带) 自旋分裂、自旋反转跃迁和磁性杂质电离能变化. 下面详细分析非简

并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶出现负磁电阻的主要物理机理.

首先, 导带或价带自旋分裂诱导负磁电阻效应的物理机理如下 [11,19–21,29]: 在外磁场中, 起源于 sp-d 交换作用的 Zeeman 分裂将导致两个自旋子带之间的载流子重新分布, 这使费米能级 E_F 上移、迁移边位置改变, 从而导致负磁电阻的出现. 仅当费米能级 E_F 位于导带或价带内时, 载流子在自旋子带中的重新分布才能较明显地改变费米能级 E_F 和迁移边的位置并产生负磁电阻现象. 相关的实验和理论计算结果表明 [19,20,30], 该机理产生的负磁电阻曲线形状较复杂, 并不符合 $\rho_{\text{MR}}(B) \propto B^2$ 表达式.

在半导体中, 费米能级 E_F 通常位于禁带内, 导致其进入导带或价带内主要有两种情形, 分别为高杂质浓度的简并半导体和强磁场引起的能带巨自旋分裂. 在 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 中, 根据抛物带近似和单载流子模型, 费米能级 E_F 与空穴浓度 p 间的关系为 [31]

$$p(T) = \frac{4\pi(2m_h^*)^{3/2}}{h^3} \times \int_{-\infty}^{E_v} \frac{(E_v - E)^{1/2}}{1 + \exp[(E_F - E)/(k_B T)]} dE, \quad (5)$$

式中, h 为普朗克常数, T 为温度, 空穴有效质量 $m_h^* \approx 0.45 m_e$ [32], m_e 为自由电子的质量. 根据 (5) 式可知, 在室温附近, 空穴浓度高于 10^{19} cm^{-3} 时, 费米能级 E_F 才能进入价带内发生简并. 该结果远大于本文样品在 Hall 实验中得出的室温空穴浓度值 ($10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), 表明本文样品为费米能级 E_F 位于禁带内的非简并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

对于 n 型样品, 由于电子的有效质量 m_e^* (HgMnTe 中 m_e^* 的典型值为 $0.01m_e$ [2]) 通常比空穴的有效质量小很多, 这使得在相同载流子浓度下导带比价带更容易出现简并. 因此, 导带或价带的自旋分裂机制适合于解释 n 型高杂质浓度磁性半导体的负磁电阻效应, 但不是导致非简并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶在弱磁场下出现负磁电阻现象的主要原因. 当然, 弱磁场下的价带自旋分裂会轻微抬高价带顶的位置并减小受主杂质的有效电离能 E_A , 这对负磁电阻效应还是会有少量影响.

其次, 如果是 Aggarwal 等 [22] 的自旋反转跃迁机制主导了 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的负磁电阻效

应, 则空穴迁移率随磁场和温度的变化行为应该与负磁电阻的变磁场和变温行为类似. 该机制认为, 当磁场或温度变化时负磁电阻效应来自载流子的“正常”迁移 (自旋取向保持不变) 与“反常”迁移 (自旋取向出现反转) 间的竞争. 但是上述五个样品的变温 Hall 实验结果表明, 在 $B = 0 - 1.4 \text{ T}$ 的磁场范围内, 恒定温度下的空穴迁移率基本与磁场强度无关, 并且空穴迁移率的变温曲线形状与负磁电阻的变温曲线形状也区别较大, 如图 4 所示.

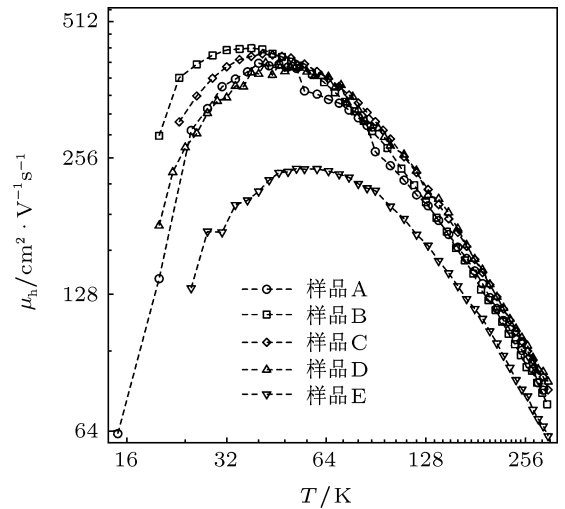


图 4 样品 A、样品 B、样品 C、样品 D 和样品 E 的低磁场空穴迁移率 μ_h 随温度 T 的变化

图 4 表明: 在 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶中, 低磁场下的空穴迁移率随着温度的升高呈现出先增大后减小的趋势, 即存在一个极大值, 且随着 Mn 含量的增大空穴迁移率极大值的位置总体朝高温方向移动. 通过分析发现, 空穴迁移率在低温下的变温特性符合电离杂质散射机制、在高温下的变温特性符合声学声子散射机制. 因此, 空穴的自旋反转跃迁机制同样不是导致 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶出现负磁电阻效应的主要原因.

最后, 根据 Wojtowicz 等 [11] 提出的磁性杂质电离能变化机制可以合理解释在 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶中观测到的负磁电阻实验结果. 在磁性半导体中, 载流子自旋 (电子和空穴) 与磁性离子自旋间的 sp-d 磁交换作用导致磁性杂质 (施主和受主) 的电离能会随着温度、磁性元素浓度和外磁场强度的变化而改变, 其电离能级在外磁场作用下会出现自旋分裂, 且在低温下还将形成束缚磁极化子 (可理解为瞬态铁磁自旋团簇或“铁磁畴” [23,33,34]. 以受主杂质为例, 当磁性半导体中的受主杂质或受主型束缚磁极化子电离能级出现自旋分裂时, 一种自

旋取向的能级位置将远离价带顶, 而相反自旋取向的能级位置将接近价带顶. 另外, 价带在弱磁场中的 Zeeman 分裂可使得价带顶位置上移 [35].

在相同温度下, 这两个效应将导致受主杂质的有效电离能 E_A 减小且更容易发生热电离, 如图 5 所示.

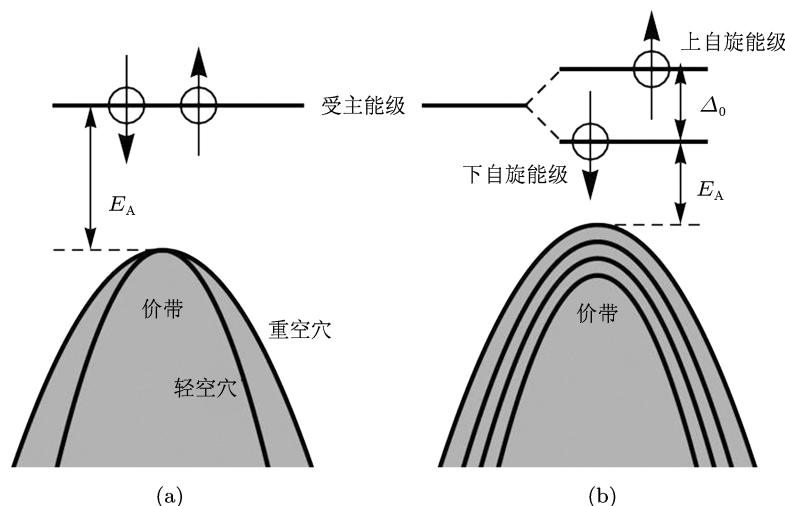


图 5 磁性半导体中由受主能级自旋分裂和价带 Zeeman 分裂导致受主电离能 E_A 减小原理示意图 (a) $B = 0$ 时, 受主能级为单能级; (b) $B \neq 0$ 时, 受主能级和价带出现自旋分裂并导致受主电离能 E_A 减小

根据 Dietl 等 [36] 的磁性杂质能级理论, 可以进一步得到这两个能级间的分裂间距 Δ_0 与磁感应强度 B 之间的关系为

$$\Delta_0 = \frac{\beta}{g_{\text{Mn}}\mu_B} M_0(B) + g_h^* \mu_B B, \quad (6)$$

$$M_0(B) = \chi(T)B,$$

式中, β 为空穴与 Mn^{2+} 离子间的 p-d 交换积分常数, g_{Mn} 和 g_h^* 分别为 Mn^{2+} 离子和空穴的 g 因子, μ_B 为玻尔磁子, $\chi(T)$ 为磁化率. 分析 (6) 式可知, 增大外磁场或磁化率都会增加受主杂质 (或受主型束缚磁极化子) 电离能级的自旋分裂间距, 这使得受主杂质的有效电离能不断减小, 并导致空穴浓度随着磁场增大而升高, 从而引起负磁电阻效应. 在恒定温度下, 负磁电阻效应随磁场的增大而增强; 在恒定磁场下, 负磁电阻效应依赖于磁化率的大小. 这合理地解释了在 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶中负磁电阻效应随磁场的增大而增强以及与磁化率大小存在同向关联的实验结果.

4 结论

通过变温 Hall 实验和变温磁学实验相结合的方法研究了非简并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶的变温负磁电阻特性和低温顺磁增强特性. 实验结果显示, 在 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶中, 其负磁电阻与温度的关系和磁化率与温度的关系基本一致, 两者都包含一个呈指数型变化的温度函数 $\exp(-K/T)$. 这表明非简并 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶在低磁场范围内出现负磁电阻效应的主要物理机理为外磁场的磁化效应导致受主型杂质或受主型束缚磁极化子的有效电离能减小.

感谢西北工业大学的介万奇教授和王涛博士为本文工作生长 HgMnTe 单晶样品, 感谢中国科学院上海技术物理研究所的陈平平副研究员和孙艳博士提供 XRD 测试, 感谢华东师范大学的唐晓东教授和朱俊宇博士提供磁学测试.

[1] Furdyna J K 1982 *J. Vac. Sci. Technol.* **21** 220

[2] Rogalski A 1991 *Infrared Phys.* **31** 117

[3] Becla P 1988 *J. Vac. Sci. Technol.* **A 6** 2725

[4] Becla P 1993 *Proc. SPIE* **2021** 22

[5] Piotrowski J, Rogalski A 2004 *Infrared Phys. Technol.* **46** 115

[6] Anderson J R, Görska R M, Azevedo L J, Venturini E L 1986 *Phys. Rev. B* **33** 4706

[7] Nagata S, Galazka R R, Mullin D P, Akbarzadeh H, Khattak G D, Furdyna J K, Keesom P H 1980 *Phys. Rev. B* **22** 3331

[8] Wang Z W, Jie W Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1141 (in Chinese)

- [王泽温, 介万奇 2007 物理学报 **56** 1141]
- [9] Wojtowicz T, Mycielski A 1983 *Physica B* **117**—**118** 476
- [10] Sawicki M, Dietl T, Kossut J, Igalson J, Wojtowicz T, Plesiewicz W 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 508
- [11] Wojtowicz T, Dietl T, Sawicki M, Plesiewicz W, Jaroszynski J 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 2419
- [12] Dillon J F, Furdyna J K, Debska U, Mycielski A 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 4917
- [13] Krenn H, Zawadzki W, Bauer G 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1510
- [14] Gui Y S, Liu J, Ortner K, Daumer V, Becker C R, Buhmann H, Molenkamp L W 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1321
- [15] Gui Y S, Becker C R, Liu J, König M, Daumer V, Kiselev M N, Buhmann H, Molenkamp L W 2004 *Phys. Rev. B* **70** 195328
- [16] Liu C X, Qi X L, Dai X, Fang Z, Zhang S C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 146802
- [17] Qiu Z J, Gui Y S, Shu X Z, Dai N, Guo S L, Chu J H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1977 (in Chinese) [仇志军, 桂永胜, 疏小舟, 戴宁, 郭少令, 褚君浩 2004 物理学报 **53** 1977]
- [18] Zhu B, Gui Y S, Zhou W Z, Shang L Y, Qiu Z J, Guo S L, Zhang F J, Chu J H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2955 (in Chinese) [朱博, 桂永胜, 周文政, 商丽燕, 仇志军, 郭少令, 张福甲, 褚君浩 2006 物理学报 **55** 2955]
- [19] Shapira Y, Oliveira N F, Ridgley D H, Kershaw R, Dwight K, Wold A 1986 *Phys. Rev. B* **34** 4187
- [20] Shapira Y, Oliveira N F, Becla P, Vu T Q 1990 *Phys. Rev. B* **41** 5931
- [21] Kolodziejcki L A, Sakamoto T, Gunshor R L, Datta S 1984 *Appl. Phys. Lett.* **44** 799
- [22] Aggarwal R L, Furdyna J K, von Molnar S 1987 *Diluted Magnetic (Semimagnetic) Semiconductors* (Pennsylvania: Materials Research Society) p209
- [23] Hagston W E, Stirner T, Harrison P, Holbrook O F, Goodwin J P 1994 *Phys. Rev. B* **50** 5264
- [24] Anderson J R, Johnson W B, Stone D R 1983 *J. Vac. Sci. Technol. A* **1** 1761
- [25] Johnson W B, Anderson J R, Stone D R 1984 *Phys. Rev. B* **29** 6679
- [26] Shen J X, Zheng G Z, Guo S L, Tang D Y 1993 *Solid State Commun.* **85** 57
- [27] Galazka R R, Nagata S, Keesom P H 1980 *Phys. Rev. B* **22** 3344
- [28] Spalek J, Lewicki A, Tarnawski Z, Furdyna J K, Galazka R R, Obuszko Z 1986 *Phys. Rev. B* **33** 3407
- [29] Shapira Y, Ridgley D H, Dwight K, Wold A, Martin K P, Brooks J S 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 3210
- [30] Shapira Y, Kautz R L 1974 *Phys. Rev. B* **10** 4781
- [31] Chu J H 2005 *Narrow-gap Semiconductor Physics* (Beijing: Science Press) pp283—303 (in Chinese) [褚君浩 2005 窄禁带半导体物理学 (北京: 科学出版社) 第 283—303 页]
- [32] Krenn H, Kaltenecker K 1989 *Phys. Rev. B* **39** 10918
- [33] Warnock J, Wolff P A 1985 *Phys. Rev. B* **31** 6579
- [34] Nhung T H, Planel R, Benoit C, Guillaume L, Bhattacharjee A K 1985 *Phys. Rev. B* **31** 2388
- [35] Xia J B, Ge W K, Chang K 2008 *Semiconductor Spintronics* (Beijing: Science Press) pp51—56 (in Chinese) [夏建白, 葛惟昆, 常凯 2008 半导体自旋电子学 (北京: 科学出版社) 第 51—56 页]
- [36] Dietl T, Spalek J 1983 *Phys. Rev. B* **28** 1548

The mechanism of negative magnetoresistance in nondegenerate p-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x > 0.17$) monocrystal*

Zhu Liang-Qing[†] Lin Tie Guo Shao-Ling Chu Jun-Hao

(State Key Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

(Received 29 May 2011; revised manuscript received 23 December 2011)

Abstract

It is important to study the mechanism of negative magnetoresistance (MR) in magnetic semiconductors for the correct understanding of the sp-d interactions between carriers and magnetic ions. In this work, temperature-dependent Hall effect (10—300 K) and magnetic susceptibility (5—300 K) are measured for the study of negative MR and paramagnetic enhancement of nondegenerate p-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x > 0.17$) monocrystal. As temperature decreases, both negative MR and susceptibility show the same behaviors, each of which contains an exponentially changing temperature function $\exp(-K/T)$. According to the theory of impurity energy level in semimagnetic semiconductor, magnetic field can lead to the spin-splitting of acceptor level and result in reducing the binding energy of acceptors, which is responsible mainly for the negative MR in nondegenerate p-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ monocrystal.

Keywords: semimagnetic semiconductors, negative magnetoresistance, paramagnetic enhancement, spin splitting

PACS: 75.50.Pp, 75.47.-m, 73.43.Qt, 71.70.Gm

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB924902) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60821092).

[†] E-mail: lqzhu@yahoo.cn