

HgMnTe 磁性二维电子气自旋-轨道和 交换相互作用研究 *

仇志军[†] 桂永胜 疏小舟 戴 宁 郭少令 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)

(2003 年 6 月 13 日收到 2003 年 10 月 30 日收到修改稿)

通过分析不同温度下 HgMnTe 磁性二维电子气 Shubnikov-de Haas(SdH) 振荡的拍频现象, 研究了量子阱中电子自旋-轨道相互作用和 sp-d 交换相互作用。结果表明 (1) 在零磁场下, 电子的自旋-轨道相互作用导致电子发生零场自旋分裂 (2) 在弱磁场下, 电子的自旋-轨道相互作用占主导地位, 并受 Landau 分裂和 Zeeman 分裂的影响, 电子的自旋分裂随磁场增加而减小 (3) 在高磁场下, 电子的 sp-d 交换相互作用达到饱和, 电子的自旋分裂主要表现为 Zeeman 分裂。实验证明了当电子的 Zeeman 分裂能量与零场自旋分裂能量相当时, 通过 SdH 振荡对 $1/B$ 关系的快速傅里叶变换(FFT) 得到的自旋分裂能量并不等于零场自旋分裂能量。

关键词: 磁性二维电子气, Zeeman 分裂, Rashba 自旋分裂

PACC: 7170, 7215G, 7155E

1. 引 言

在窄禁带稀磁半导体异质结中存在一些非常独特而有趣的物理现象, 并逐渐成为人们的研究热点。磁性半导体中的导带电子和局域磁矩之间的 sp-d 交换相互作用^[1,2] 导致电子在低温下具有较大的有效 g 因子, 因此, 在弱磁场下, 导带电子的自旋分裂能量有可能超过朗道能级分裂和能级展宽, 导致电子很容易产生自旋极化; 同时在半导体异质结中由于存在结构的反演不对称性(SIA)以及电子的自旋-轨道相互作用, 导致电子在费米面处发生零磁场自旋分裂。在窄禁带半导体中, 这种分裂(也称 Rashba 自旋-轨道分裂)被认为是零场自旋分裂的主要机理^[3,4]。在磁场的作用下, 这两种相互作用导致二维电子气的 Landau 能级自旋结构发生重新排列。

在非磁性半导体异质结中, 通过 Shubnikov-de Haas(SdH) 振荡对 $1/B$ 关系的快速傅里叶变换(FFT) 可以得到 Rashba 自旋分裂能量^[5-7], 这种情况忽略了 Zeeman 分裂的影响。然而在磁性半导体中, 由于电子的 sp-d 交换相互作用导致其具有巨大的

Zeeman 分裂, 因此从 FFT 变换得到的自旋分裂并不只是代表 Rashba 自旋分裂, 其中还包含 Zeeman 分裂的影响, 然而 Zeeman 分裂是如何影响 FFT 变换结果目前还不太清楚。

由于 sp-d 交换相互作用与 Mn^{2+} 离子在不同温度下的状态有关^[1,2,8], 而 Rashba 自旋-轨道相互作用只与界面处波函数的对称性有关, 与外界温度无关^[9,10]。因此可以通过温度改变来区分二者的作用。在 II-VI 族 HgMnTe 磁性二维电子气中, 由于同时具有很强的 Rashba 自旋分裂和 Zeeman 分裂, 而且都在 10meV 的量级^[8,11], 因此可以在较高的磁场和温度范围内观察到 SdH 振荡的拍频现象。本文主要通过分析不同温度下 HgMnTe 磁性二维电子气的 SdH 振荡来研究两种自旋作用对总自旋分裂能的影响。

2. 样品制备

调制掺杂 n-Hg_{0.93}Mn_{0.07}Te/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te 量子阱是在 Riber 2300 分子束外延系统上长成的, 衬底采用(001)方向的 Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te 材料, 掺杂材料为 CdI₂, 在 Hg_{0.93}Mn_{0.07}Te 量子阱两边对称掺杂。量子阱宽度为

* 国家重大基础研究项目(批准号 2001GB309506), 国家自然科学基金(批准号 60221502, 10374094)资助的课题。

† E-mail: qzj@mail.sitp.ac.cn

12.2 nm 势垒层包括 5.5 nm 的隔离层和 9 nm 的掺杂层。样品通过化学腐蚀的方法制成 Hall 电极。为了以后研究栅压对电子自旋分裂的影响，我们在样品上沉积了一层 200 nm 厚的 Al_2O_3 绝缘层，然后蒸一层 Al 膜形成栅电极，并通过焊 In 形成良好的欧姆接触。在 0—15 T 磁场范围内，测量样品在不同温度（1.4—41 K）下的 SdH 振荡。在测量过程中，维持低电流（ $\sim 1 \mu\text{A}$ ）以避免电子加热。

3. 结果和讨论

图 1 为磁性二维电子气在不同温度下的 SdH 振荡，由于存在子带能级自旋分裂，在 SdH 振荡上出现了拍频现象。由于电子的自旋分裂，SdH 振荡振幅调制可以表示为^[12]

$$A \sim \cos(\pi\nu) \quad (1)$$

$\nu = \delta / \hbar\omega_c$ ， δ 为总自旋分裂能， $\hbar\omega_c$ 为 Landau 能级分裂，当 ν 为半整数（1/2, 3/2, ...）时 $A = 0$ ，也就是在 SdH 振荡中出现了拍频节点。在磁性半导体中，外界温度会影响导带电子与局域磁矩之间的 sp-d 交换相互作用，导致振荡拍频节点位置随温度发生变化^[8]。按照 Teran 等人对拍频节点位置的分析^[13]，我们发现最后节点的位置（对应最强的磁场）为 $\nu = 3/2$ ，其次依次为 5/2, 7/2 等。

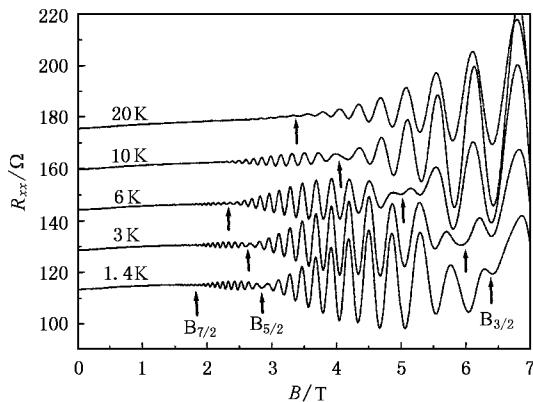


图 1 不同温度下的 SdH 振荡 箭头指向拍频节点的位置（所有曲线在垂直方向都进行了平移）

在稀磁半导体中由于 sp-d 交换相互作用导致有效 g 因子的变化可以表示为^[1, 14, 15]

$$g^* = g_0 - (\Delta E)_{\max} B_{5/2} (5\mu_B B/k_B T_{\text{eff}}) \gamma \mu_B B \quad (2)$$

$B_{5/2}$ 是自旋 $S = 5/2$ 的布里渊函数（Brillouin function），

$$B_s(y) = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S}y\right) - \frac{1}{2S} \coth\left(\frac{1}{2S}y\right), \\ y = 5\mu_B B/k_B T_{\text{eff}}, \quad (3)$$

有效温度 $T_{\text{eff}} = T + T_0$, T_0 是由于局域磁矩之间的自旋交换相互作用引入的温度修正量， $(\Delta E)_{\max}$ 是由于 sp-d 交换相互作用引起的饱和自旋分裂能。 g_0 是非磁性 HgTe 量子阱中电子的 g 因子（ ~ -20 ）。

考虑到 Rashba 自旋-轨道相互作用和 sp-d 交换相互作用，总的自旋分裂能量 δ 可以表示为^[6, 9, 16]

$$\delta = \sqrt{(\hbar\omega_c - g^* \mu_B B)^2 + \Delta_R^2} - \hbar\omega_c, \quad (4)$$

Δ_R 为 Rashba 自旋分裂。在窄禁带半导体中，由于导带的非抛物性导致费米面处电子的有效质量不等于带边有效质量，然而通过 SdH 振荡幅度随温度的变化关系可以得到费米面处电子的有效质量 $m^* \sim 0.05m_0$ 。利用方程(1)—(4)来拟合拍频节点随温度的变化，可以得到 $(\Delta E)_{\max}$, Δ_R 和 T_0 。图 2 给出了拍频节点随温度变化的拟合结果： $(\Delta E)_{\max} = 14.5 \text{ meV}$, $(\Delta_R) = 13.7 \text{ meV}$, $T_0 = 3.3 \text{ K}$ ，这些结果与相同 Mn 组分 HgMnTe 体材料中的 $(\Delta E)_{\max}$ 和 T_0 相一致。 $T_0 > 0$ 表示 Mn^{2+} 离子之间的自旋交换相互作用是反铁磁性的。 T_0 在某些近似的情况下，正比于 $x(1-x)^8$ (x 为 Mn^{2+} 的组分)，采用文献[17]的数据，对于 $T = 2 \text{ K}$, $x = 0.015$ 的 HgMnTe 材料 $T_0 = 3 \text{ K}$ ，那么对于 $x = 0.07$ 相应的 $T_0 = 4.98 \text{ K}$ ，这个数据明显要高于实验值（3.3 K）。由于上面的估算基于某种近似的条件下得到的，当组分 x 变高时，近似不再有效， T_0 会随着 x 的变大而减小，对于 $x > 0.05$ ，实际的 T_0 要低于所估计的数值。

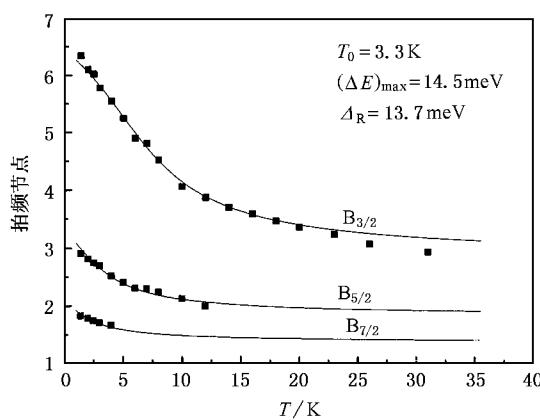


图 2 拍频节点随温度的变化（点为实验值，实线为拟合曲线）

通过电子的饱和自旋分裂能 $(\Delta E)_{\max} = x(\beta N_0)$

$S_0/3$, 可以得到 Mn^{2+} 的有效自旋 S_0 , 其中(βN_0)是电子的交换积分项, 对于 $0.001 < x < 0.16$ (βN_0) = $1.5 \text{ eV}^{[1]}$. 根据上面的拟合结果, 在 $\text{Hg}_{0.93}\text{Mn}_{0.07}\text{Te}$ 量子阱中 Mn^{2+} 的有效自旋 $S_0 = 0.4 \cdot S_0/\text{Sc} (\sim 0.16)$ 反映了样品中 Mn^{2+} 离子出现了团簇现象, 由于最近邻 Mn^{2+} 离子之间倾向于发生反铁磁相互作用, 它们一旦以这种相互作用结合成离子对时, 便不对自旋有贡献. 当 x 值很小时, 这种团簇形成的可能性很小, 但随着 x 的增大, Mn^{2+} 离子团簇形成的可能性也随之增大. 对于组分为 0.06 的 HgMnTe 材料, 出现孤立 Mn^{2+} 离子的概率只有 2%, 然而发生两团簇, 三团簇的概率却为 30% 和 50%^[18].

利用上面的拟合结果, 图 3 给出了温度为 1K 时, HgMnTe 量子阱中电子 Landau 分裂 E_L , Zeeman 分裂 E_Z 和总自旋分裂 δ 随磁场变化的计算结果. 在低磁场时($< 0.4\text{T}$), 电子总自旋分裂主要来源于 Rashba 分裂, 并受 Landau 分裂和 Zeeman 分裂的影响, 电子的自旋分裂随磁场增加而减小. 随着磁场进一步增加, sp-d 交换相互作用逐渐变强, 电子的总自旋分裂表现为 Zeeman 分裂, 在高场下($> 5\text{T}$), sp-d 交换相互作用达到饱和, 电子总自旋分裂对应于非磁性 HgTe 量子阱中的 Zeeman 分裂加上饱和自旋分裂能($\sim g_0 \mu_B B + (\Delta E)_{\max}$). 在图中可以看到在整个磁场范围内电子总自旋分裂始终大于 Landau 分裂.

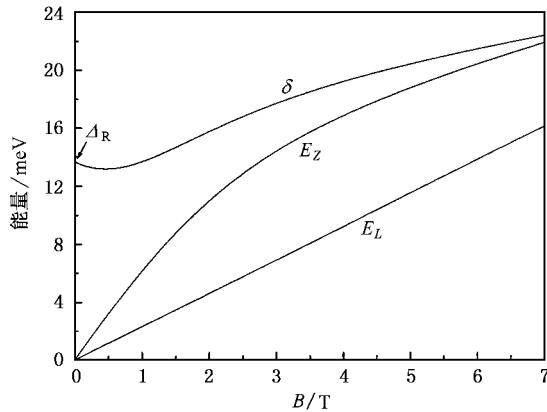


图 3 $T = 1\text{K}$ 时电子 Landau 能级分裂 E_L , Zeeman 裂分 E_Z 和总自旋分裂 δ 随磁场的变化(Δ_R 为零场自旋分裂)

在不同温度下, 对 SdH 振荡的 $1/B$ 关系进行 FFT 变换, 变换得到的结果如图 4 所示. 在样品中发现存在两个子带, 它们分别是 Rashba 自旋分裂能带和自旋简并能带, 电子总浓度为 $4.16 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 与

低场下得到的 Hall 浓度相一致($4.25 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). 在非磁性半导体异质结中通常是利用 FFT 变换得到电子的 Rashba 自旋分裂, 然而在磁性 HgMnTe 量子阱中从 FFT 变换得到的 $\Delta_R = 10.8 \text{ meV}$, 明显小于前面拟合值(13.7 meV). 这是因为从 FFT 变换得到的自旋分裂是整个磁场范围内自旋分裂的平均值, 不同于零磁场自旋分裂, 当 Zeeman 分裂和 Landau 分裂与 Rashba 分裂相当时, 这种差别就更明显. 由于 sp-d 交换相互作用与温度有关, 所以 FFT 变换峰位将随温度而发生变化, 图 5 给出了通过 FFT 变换得到的不同自旋的浓度差 $\Delta n_1/n_1$ 随温度的变化, 通过计算发现只有在 $T = 12\text{K}$ 时得到的 Rashba 自旋分裂与拟合值相一致, 然而在其他温度点得到的 Rashba 自旋分裂与拟合值差别较大, 最高达 30%. 导致误差大的原因不但有 Zeeman 分裂的影响还有温度展宽的影响, 特别是在温度高的时候($> 30\text{K}$), 不同自旋能级处的电子在某种程度上发生重叠从而引起二者误差变大.

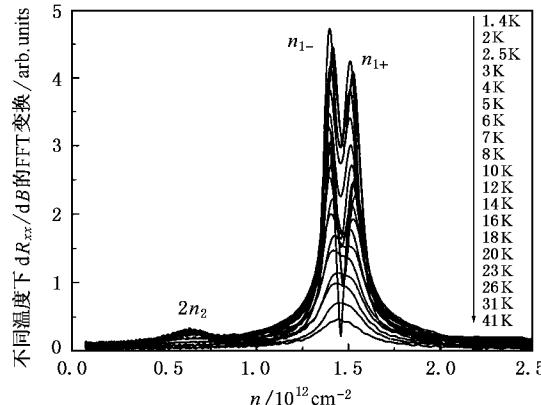


图 4 不同温度下 dR_{xx}/dB 的 FFT 变换

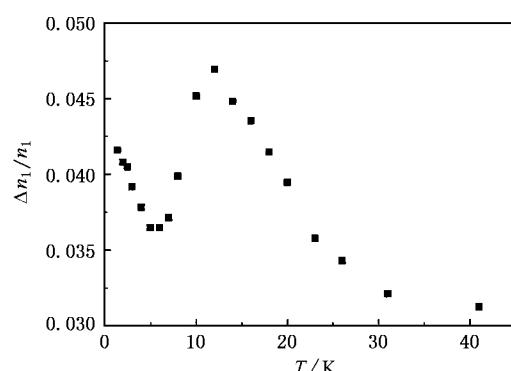


图 5 不同自旋浓度差随温度的变化

4. 结 论

本文通过研究 HgMnTe 磁性二维电子气的自旋输运特性 ,发现导带电子和局域磁矩之间的 sp-d 交换相互作用导致 SdH 振荡的拍频节点随温度升高而发生变化 ,通过拟合这种变化趋势得到电子的

Rashba 自旋分裂能量(13.7meV)和饱和自旋分裂能量(14.5meV). 在不同磁场范围内 ,电子总的自旋分裂受不同自旋机理的影响 ,在低场下主要表现为 Rashba 自旋分裂 ,而高场下主要为 Zeeman 分裂 . 当电子的 Zeeman 分裂与 Rashba 自旋分裂相当时 ,从 FFT 变换得到的自旋分裂并不等于零场自旋分裂 ,而是整个磁场范围内自旋分裂的平均值 .

- [1] Brandt N B and Moshchalkov V V 1984 *Advances in Physics* **33** 193
- [2] Furdyna J K 1986 *J. Vac. Sci. Technol. A* **4** 2002
- [3] Rashba E I and Tela F T 1960 *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109
- [4] Bychkov Y A and Rashba E I 1984 *J. Phys. C* **17** 6039
- [5] Engels G et al 1997 *Phys. Rev. B* **55** R1958
- [6] Gui Y S et al 2000 *Phys. Rev. B* **61** 7237
- [7] Papadakis S J et al 1999 *Science* **283** 2056
- [8] Gui Y S et al 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1321
- [9] Pfeffer P and Zawadzki W 1999 *Phys. Rev. B* **59** R5312
- [10] Grundler D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 6074
- [11] Gui Y S et al 2001 *Cond-mat* 0206335
- [12] Das B et al 1989 *Phys. Rev. B* **38** 1411
- [13] Teran F J et al 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 186803
- [14] Furdyna J K 1988 *J. Appl. Phys.* **64** R29
- [15] Smorchkova I P et al 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3571
- [16] Das B , Data S and Reifenberger R 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8278
- [17] Bastard G and Lewiner C J 1980 *J. Phys. C* **13** 1469
- [18] Nagata S et al 1980 *Phys. Rev. B* **22** 3331

Spin-orbit and exchange interaction in a HgMnTe magnetic two-dimensional electron gas *

Qiu Zhi-Jun[†] Gui Yong-Sheng Shu Xiao-Zhou Dai Ning Guo Shao-Ling Chu Jun-Hao

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

(Received 13 June 2003 ; revised manuscript received 30 October 2003)

Abstract

Spin-orbit interaction and sp-d exchange interaction are investigated by analyzing beating patterns of Shubnikov-de Hass oscillations in a HgMnTe magnetic two-dimensional electron gas (2DEG) at various temperatures. The results show that (1) spin-orbit interaction results in zero-magnetic-field spin splitting in 2DEG ; (2) spin-orbit interaction is dominant at low magnetic field , and the total spin-splitting decreases with increasing magnetic field due to the influence of Landau splitting and Zeeman splitting ; (3) at a high magnetic field , the sp-d exchange interaction tends to saturate and the spin splitting corresponds to Zeeman splitting. The experiments demonstrate that the spin splitting deduced from fast Fourier transformation (FFT) of SdH oscillations versus. $1/B$ is different from zero-magnetic-field spin splitting when Zeeman spin splitting is comparable to zero-magnetic-field spin splitting.

Keywords : magnetic two-dimensional electron gas , Zeeman splitting , Rashba spin splitting

PACC : 7170 , 7215G , 7155E

* Project supported by Major State Basic Research Projects of China (Grant No.2001GB309506) , the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos.60221502 ,10374094).

† E-mail : qzj@mail.sitp.ac.cn