

HgCdTe 反型层的磁输运性质*

高矿红¹⁾²⁾ 魏来明²⁾ 俞国林^{2)†} 杨睿²⁾ 林铁²⁾ 魏彦锋³⁾ 杨建荣³⁾
孙雷²⁾ 戴宁²⁾ 褚君浩¹⁾²⁾

1) (华东师范大学信息科学技术学院, 极化材料与器件教育部重点实验室, 上海 200062)

2) (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)

3) (中国科学院上海技术物理研究所, 红外成像材料与器件重点实验室, 上海 200083)

(2010年11月8日收到; 2011年5月10日收到修改稿)

利用成本低廉的液相外延技术, 成功制备了具有金属-绝缘体-半导体结构的 HgCdTe 场效应管器件. 在该器件中, 观察到清晰的 Shubnikov-de Hass 振荡和量子霍尔平台, 证明样品具有较高的质量. 测量零场附近的磁阻曲线, 在 HgCdTe-基器件中观察到反弱局域效应, 表明样品中存在较强的自旋-轨道耦合作用. 利用 Iordanskii-Lyanda-Pikus 理论, 很好地拟合了反弱局域曲线. 由拟合得到的自旋分裂能随电子浓度的增大而增大, 最大达到 9.06 meV. 根据自旋分裂能得到的自旋-轨道耦合系数同样随电子浓度的增大而增大, 与沟道较宽的量子阱中所得到的结果相反.

关键词: 二维电子气, HgCdTe, 反弱局域效应

PACS: 73.43.-f, 73.20.-r

1 引言

由于可用于构造自旋器件, Rashba 自旋-轨道耦合作用近来受到了广泛的关注^[1]. 在实验上, 测试零磁场附近的反弱局域效应^[2]和高场 Shubnikov-de Hass(SdH) 振荡中的拍频效应^[3]是研究 Rashba 自旋-轨道耦合作用的两种重要手段. 通过分析拍频振荡曲线, 仇志军等人^[4]发现在 HgTe/HgCdTe 量子阱中存在巨大的 Rashba 自旋分裂, 该分裂所导致的 Rashba 自旋分裂能最大达到 35 meV, 这要远大于在 III-V 族材料中所得到的值^[5-7]. 利用栅极电压, Hinz 等人^[8]发现自旋分裂能可以在很大范围内 (15—30 meV) 进行调制. 因此, 窄禁带半导体 HgCdTe 可以认为是制备自旋器件的有力候选材料之一.

目前, 在 HgCdTe 基的二维系统中关于反弱局域效应的研究还鲜有报道. 此外, 已报道的 HgTe/HgCdTe 量子阱材料均通过分子束外延

技术制备^[4,8], 成本很高. 本文通过成本低廉的液相外延技术生长了 Cd 成分为 0.22 的 p 型 HgCdTe 薄膜, 然后通过阳极氧化使薄膜表面附近形成反型层^[9,10], 制备成功了具有金属-绝缘体-半导体 (MIS) 结构的 HgCdTe 场效应管器件. 通过磁输运测试, 我们在 HgCdTe 基器件中观察到了反弱局域效应. 拟合该效应得到的自旋分裂能随电子浓度的增大而增大, 最大达到 9.06 meV.

2 实验

本文中所用的 Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te 材料, 是采用富 Te 垂直浸渍式液相外延工艺生长的. 所用的衬底是 (111) 晶向的 Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te 衬底. 生长熔液由纯度为 99.99999% 的 Cd, Hg, Te 原材料通过高温合成获得. 液相外延的生长温度为 460 °C, 得到的外延层厚度约为 10 μm. 生长结束后, 材料经退火处理使形成 Hg 空位 p 型材料. 然后, 将 p

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB924901), 国家自然科学基金 (批准号: 60976093), 中国博士后科学基金 (批准号: 20100480033), 上海技物所创新专项 (批准号: Q-ZY-5) 和上海科委基金 (批准号: 09JC1415700) 资助的课题.

† E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn

型 HgCdTe 样品切成 0.5 cm×0.5 cm 的正方形, 在碱性溶液中进行阳极氧化, 使样品表面形成一层氧化层.

我们采用了范德堡测试方法 [11]. 如图 1(a) 中插图所示, 做好阳极氧化后, 在样品四个顶角用金属钢做四个电极 (用 1—4 标出) 形成欧姆接触, 然后在样品表面涂一层绝缘胶 (厚度约为 100 μm), 再在胶上做金属栅极, 用电极 5 引入栅极电压. 由于绝缘胶较厚, 所以需要加较大栅压 (最大为 200 V) 才能有效地改变反型层中的电子浓度. 测试过程中, 磁场垂直于样品表面. 当温度为 1.5 K 时, 测量样品在不同栅压下的输运性质.

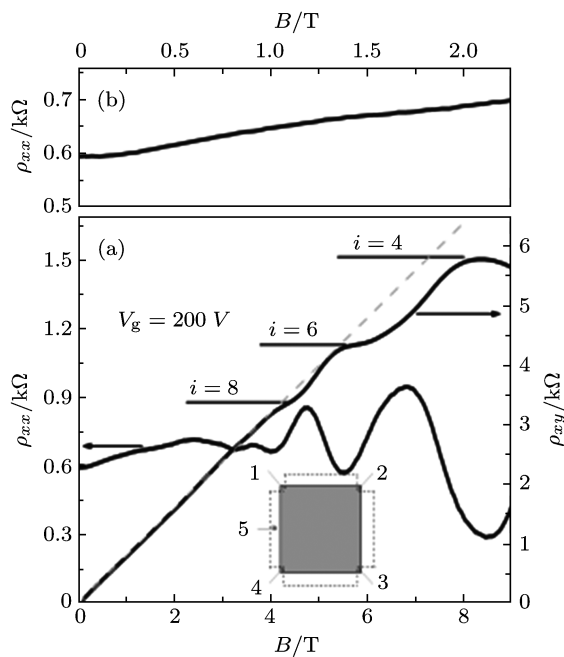


图 1 (a) 在温度为 1.5 K 下, 栅压为 200 V 时样品纵向电阻率 ρ_{xx} 和横向电阻率 ρ_{xy} 随磁场 B 的变化曲线 (其中 ρ_{xy} 曲线的霍尔平台用横线标出, 虚线是 ρ_{xy} 曲线的低场拟合曲线. 插图中给出了样品的测试结构俯视图, 方形灰色区域表示样品, 虚线所围区域表示栅压, 空心小环表示电极, 五条引线分别用数字标出, 在测试过程中, 首先使恒定电流从电极 1 流到电极 4, 测试电极 2 和 3 之间的电压, 再使电流从 4 流到 3, 测试 1 和 2 之间的电压, 然后将两次所测电压分别除以所加电流得到两个电阻率值, 将这两个电阻率值代入范德堡公式 (详见参考文献 [11]) 中就得到 ρ_{xx} . 对于横向电阻率, 在 1 和 3 之间加恒流, 测试 2 和 4 之间电压, 然后在 2 和 4 之间加恒流, 测试 3 和 1 之间电压, 将两次所测电压取平均除以所加电流得到 ρ_{xy}); (b) 为 ρ_{xx} 曲线的低场放大图

3 结果及讨论

图 1(a) 给出了样品在 1.5 K 下栅压为 200 V 时的纵向电阻率 (ρ_{xx}) SdH 振荡曲线和量子霍尔电阻率 (ρ_{xy}) 随磁场 B 的变化曲线. 如图中所示, 从零

磁场开始, ρ_{xx} 首先随着磁场的增大而增大, 表现出微弱的正磁电阻, 在较高场区逐渐饱和 (见图 1(b)), 这可能来源于 1) 双子带占据 [12] 或者 2) 平行电导 [13]. 当磁场高于 2 T 时, ρ_{xx} 开始出现 SdH 振荡, 表明在 HgCdTe 表面与氧化层接触处形成了反型层, 即二维电子气. 同时, ρ_{xy} 在所测试的磁场范围内 (0—9 T) 均大于零, 且在低场范围内随磁场的增大而线性增大, 这符合 n 型反型层中电子输运的特征. 在高场范围内 ρ_{xy} 表现出良好的霍尔平台, 进一步表明在 HgCdTe 样品中形成了二维电子气. 用直线拟合低场范围内 ρ_{xy} 曲线的线性部分, 我们得到了霍尔浓度 $n = 7.90 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$. 在高场区, 注意到低场的拟合延长线 (虚线) 并不交于霍尔平台的中点, 即 ρ_{xy} 在高磁场区逐渐向下偏离了低场的拟合线, 该现象表明样品中可能存在平行电导 [13].

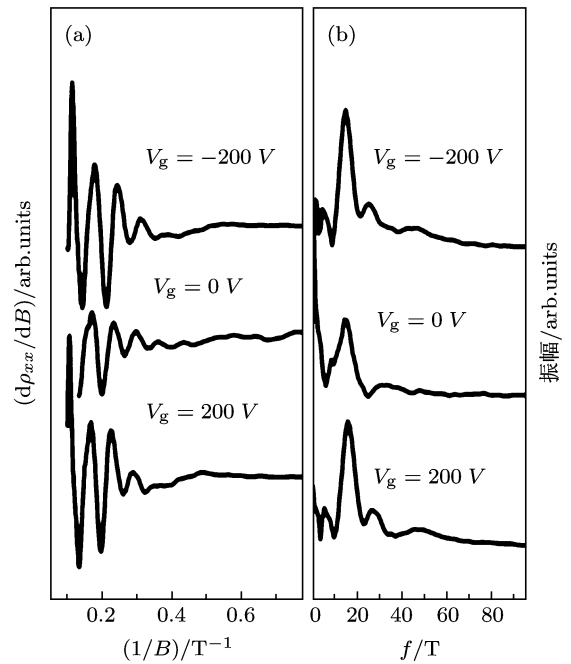


图 2 (a) 不同栅压下 ρ_{xx} 的一阶导数随磁场倒数的 SdH 振荡曲线; (b) SdH 振荡曲线快速傅里叶变换的结果

为了证实该结论, 我们进一步用快速傅里叶变换研究了 SdH 振荡曲线. 如图 2(a) 所示, 我们作出了不同栅压下 ρ_{xx} 的一阶导数随 $1/B$ 的变化曲线. 然后将该曲线进行傅里叶变换, 得到了图 2(b). 对于三个不同栅压, 从图 2(b) 中只观察到一个明显的峰, 说明二维电子气只占据了一个子带. 也就是说, 上述 ρ_{xx} 曲线所表现出的正磁电阻不是来源于双子带占据. 根据振荡频率 f 与电子浓度的关系 $n = 2ef/h$, 得到栅压为 200 V 时的电子浓度为 $7.61 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, 该值略小于霍

尔浓度 $7.90 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, 证明样品中确实存在微弱的平行电导, 该平行电导应来源于 HgCdTe 体材料. 由于霍尔浓度与通过傅里叶变换得到的浓度比较接近 (差值小于 4%), 所以样品的输运性质主要取决于二维电子气. 此外, 如图 1(b) 所示, 存在平行电导所引起的正磁电阻主要表现在 $0.2 \text{ T} < B < 2 \text{ T}$ 的磁场范围内, 对于更低的磁场范围 ($0 \text{ T} < B < 0.2 \text{ T}$), 该正磁电阻可以忽略不计. 所以, 对于以下低磁场范围内 ($|B| \leq 12 \text{ mT}$) 讨论的数据, 我们忽略了平行电导的影响.

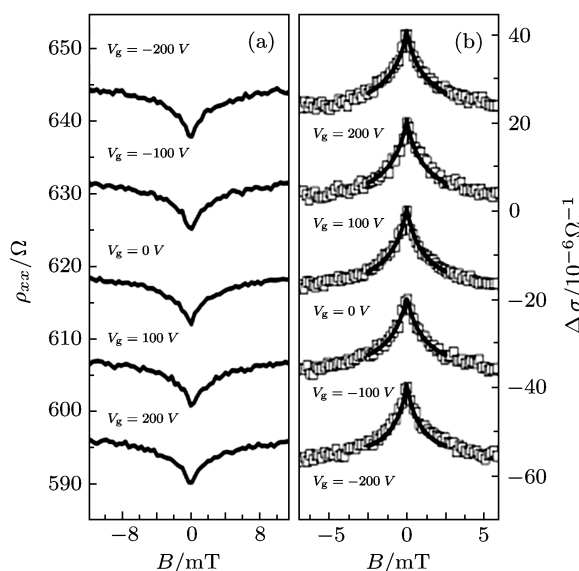


图 3 (a) 不同栅压下, 零磁场附近 ρ_{xx} 的反弱局域曲线 (为了清晰起见, 图中各曲线在垂直方向上进行了平移); (b) 将 ρ_{xx} 转化为磁电导后的拟合结果 (其中小正方形表示数据点, 实线是拟合曲线, 图中曲线也在垂直方向上进行了平移)

图 3 (a) 给出了不同栅压下零磁场附近 ($|B| \leq 12 \text{ mT}$) 的纵向电阻率曲线. 如图所示, 随着磁场逐渐偏离零场, ρ_{xx} 逐渐增大, 即在 $B = 0 \text{ mT}$ 时表现出一个极小值, 这表明在 HgCdTe 二维电子气中观察到了明显的反弱局域效应, 暗示样品中存在较强的自旋 - 轨道耦合作用. 在窄禁带半导体中, 通常存在 D'yakonov-Perel' (DP)^[14] 和 Elliott-Yafet (EY)^[15-17] 两种自旋弛豫机理. 存在反弱局域效应的二维电子气系统, 其自旋弛豫过程是无反演中心的 DP 机理^[14,18], 并且该机理可以通过 Rashba 作用进行外电场调制^[19] (与下面图 4 中的拟合结果自洽). 基于该机理, 我们考虑利用 Iordanskii-Lyanda-Pikus (ILP) 理论^[20,21] 拟合实验结果. 该理论指出, 磁电导率

$$\sigma(B) - \sigma(B=0) = \frac{G_0}{2} [F_t(b_\phi, b_s) - F_s(b_\phi)], \quad (1)$$

其中 $G_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, $b_\phi = \hbar/4eD\tau_\phi B$, $b_s = \hbar/(4eD\tau_s B)$. τ_ϕ 和 τ_s 分别是相弛豫时间和自旋弛豫时间. $F_t(b_\phi, b_s)$ 和 $F_s(b_\phi)$ 的具体表达式请见文献 [21]. ILP 理论只适用于弥散区^[20,21], 也就是说 (1) 式成立的条件是 $B < B_{tr}$ (其中 $B_{tr} = \hbar/2el^2$, l 是平均自由程). 对于本文所研究的样品, 在所能实现的所有栅压范围内, B_{tr} 均大于 8.2 mT . 所以, 在 $|B| \leq 5 \text{ mT}$ 的磁场范围内, 我们用 (1) 式拟合了实验数据. 图 3 (b) 给出了实验曲线 $\Delta\sigma(B) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(B=0)$ 的拟合结果. 从图中可以看到, 对于五个不同的栅压, 实验曲线与理论拟合曲线均呈现出完美的一致性, 说明 ILP 理论可以很好地描述我们的实验数据.

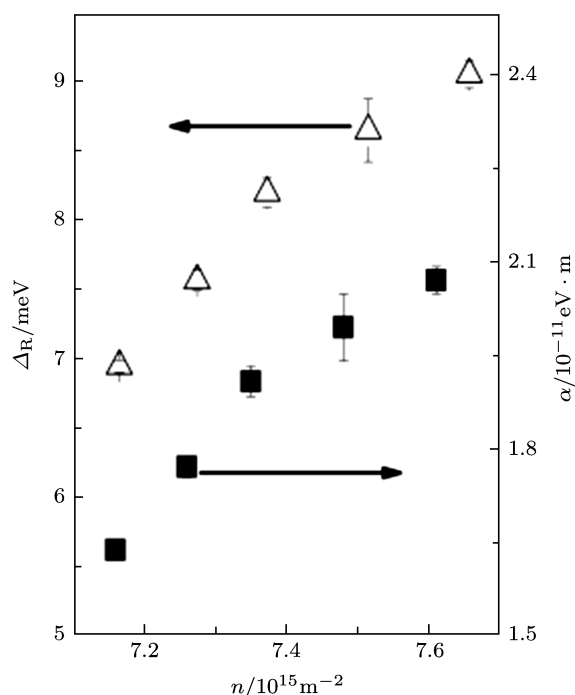


图 4 由拟合得到的零场自旋分裂能 Δ_R 和自旋-轨道耦合系数 α 随电子浓度 n 的变化趋势

通过拟合, 我们得到了 Rashba 自旋分裂能 Δ_R , 发现该分裂能随电子浓度的增大而增大. 如图 4 所示, 可以看到从最小电子浓度时 $\Delta_R = 6.95 \text{ meV}$ 逐渐增大到最大值 9.06 meV , 表明我们可以通过栅压来自由调控样品中的自旋 - 轨道耦合作用. 注意到拟合得到的 Δ_R 要小于在 HgTe/HgCdTe 量子阱中得到的值^[4,8], 这主要是因为本文中所用的 $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ 材料比 HgTe 具有更大的禁带宽度而造成的^[22,23]. 自旋 - 轨道耦合系数 α 是设计自旋器件的一个重要参数^[24]. 根据关系式 $\alpha = \Delta_R/2k_F$ (其中费米波数 $k_F = \sqrt{2\pi n}$), 我们计算出了自旋 - 轨道耦合系数, 发现其随着电

子浓度的增大而增大. 如图 4 所示, 随着电子浓度从 $7.16 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 增大到 $7.61 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, α 从 $1.64 \times 10^{-11} \text{ eVm}$ 逐渐增大到 $2.07 \times 10^{-11} \text{ eVm}$. 注意到在已报道的 InGaAs 量子阱中^[25-27], 随着电子浓度的增大, α 均呈现出减小的趋势, 与我们的实验结果相反.

对于窄禁带半导体 (如 InGaAs), 根据 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰理论^[28], 自旋 - 轨道耦合系数由下式给出:

$$\alpha = \frac{\hbar^2 E_P}{6m_0} \left\langle \Psi(z) \left| \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{E_F - E_{\Gamma_7}(z)} - \frac{1}{E_F - E_{\Gamma_8}(z)} \right) \right| \Psi(z) \right\rangle, \quad (2)$$

其中 E_P 是 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 相互作用参数, $\Psi(z)$ 是电子的波函数, E_{Γ_7} 和 E_{Γ_8} 分别是自旋分裂带 Γ_7 和最高价带 Γ_8 的带边能. 从方程 (2) 可以得出 α 主要由两部分贡献组成^[29,30]: 1) 与沟道中 (本文中为 HgCdTe 反型层) 电场有关的场部分 α_f , 和 2) 与带不连续性有关的界面部分 α_i . 最近, Nitta 等人^[30] 详细研究了沟道宽度分别为 5 nm 和 10 nm 的 InGaAs 量子阱. 发现在较宽沟道 (10 nm) 的样品中, 随着电子浓度增大, 自旋 - 轨道耦合系数 α 呈现减小的趋势, 与已报道的沟道宽度较大 ($\geq 10 \text{ nm}$) 的 InGaAs 量子阱^[25-27] 一致. 然而, 在沟道宽度为 5 nm 的样品中, 他们却发现 α 随电子浓度的增大而增大, 与我们所观察到的结果一致. Grundler 在沟道宽度为 4 nm

的 InAs 量子阱也观察到了同样的现象^[31]. 我们所观察到的 α 随电子浓度的增大而增大的现象, 很可能是由于电子受到较强的界面散射所导致. 对于我们的 HgCdTe 反型层样品和沟道较窄的量子阱样品, 界面对电子的散射作用很强, 所以与带不连续性有关的界面部分 α_i 对自旋 - 轨道耦合系数的贡献起到了较大的作用, 因而使 α 随电子浓度的增大而增大. 相反, 对于沟道较宽的量子阱^[25-27], α_i 受到抑制, 电子的输运行为主要受阱中电场的影响. 此时, α_f 对自旋 - 轨道耦合系数的贡献起主导作用, 从而使 α 随电子浓度的增大而减小. 详细的解释还有待在理论上进行更深入的探讨.

4 结论

通过液相外延技术, 制备成功了具有 MIS 结构的 HgCdTe 场效应管器件. 在该器件中, 我们观察到清晰的 SdH 振荡和量子霍尔平台, 证明样品具有较高的质量. 研究零场附近的磁阻曲线, 观察到反弱局域效应, 表明样品中存在较强的自旋 - 轨道耦合作用. 由拟合该效应得到的自旋分裂能随电子浓度的增大而增大, 最大达到 9.06 meV. 由自旋分裂能得到的自旋 - 轨道耦合系数同样随电子浓度的增大而增大, 与沟道较宽的量子阱中所得结果相反.

- [1] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Molnar S V, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [2] Knap W, Skierbiszewski C, Zduniak A, Litwin-Staszewska E, Bertho D, Kobbi F, Robert J L, Pikus G E, Pikus F G, Iordanskii S V, Mosser V, Zekentes K, Lyanda-Geller Y B 1996 *Phys. Rev. B* **53** 3912
- [3] 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]
- [4] Qiu Z J, Gui Y S, Shu X Z, Dai N, Guo S L, Chu J H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1186 (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** 1186]
- [5] Koga T, Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 046801
- [6] Kurdak C, Biyikli N, Ozgur U, Morkoc H, Litvinov 2006 *Phys. Rev. B* **74** 113308
- [7] Gao K H, Yu G L, Zhou Y M, Zhou W Z, Lin T, Chu J H, Dai N, Austing D G, Gu Y, Zhang Y G 2009 *Phys. Rev. B* **79** 085310
- [8] Hinz J, Buhmann H, Schafer M, Hock V, Becker C R, Molenkamp L W 2006 *Semicond. Sci. Technol.* **21** 501
- [9] Bassom N J, Nicholas R J 1992 *Semicond. Sci. Technol.* **7** 810
- [10] Belyaev A E, Beketov G V, Gorodnichii O P, Komirenko S M, Mukha L A 1993 *Phys. Stat. Sol. (a)* **135** 253
- [11] van der Pauw L J 1958 *Philips. Tech. Rev.* **20** 220
- [12] Shang L Y, Lin T, Zhou W Z, Li D L, Gao H L, Zeng Y P, Guo S L, Yu G L, Chu J H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5232 (in Chinese) [商丽燕, 林铁, 周文政, 李东临, 高宏玲, 曾一平, 郭少令, 俞国林, 褚君浩 2008 物理学报 **57** 5232]
- [13] Buegt M, Karavolas V C, Peeters F M, Singleton J, Nicholas R J, Herlach F, Harris J J, Van Hove M, Borghs G 1995 *Phys. Rev. B* **52** 12218
- [14] D'yakonov M I, Perel' V I 1971 *Sov. Phys. JETP* **33** 1053
- [15] Kallaher R L, Heremans 2009 *Phys. Rev. B* **79**, 075322
- [16] Chen J, Qin H J, Yang F, Liu J, Guan T, Qu F M, Zhang G H, Shi J R, Xie X C, Yang C L, Wu K H, Li Y Q, Lu L, 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 176602
- [17] Chen J, He X Y, Wu K H, Ji Z Q, Lu L, Shi J R, Smet J H, Li Y Q *arXiv:1104.0986*
- [18] Zutic I, Fabian J, Das Sarma S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [19] Litvinenko K L, Murdin B N, Allam J, Pidgeon C R, Zhang T, Harris J J, Cohen L F, Eustace D A, McComb D W 2006 *Phys. Rev. B* **74**, 075331
- [20] Iordanskii S V, Lyanda-Geller Y B, Pikus G E 1994 *JETP Lett.* **60**

- 206
- [21] Minkov G M, Germanenko A V, Rut O E, Sherstobitov A A, Golub L E, Zvonkov B N, Willander M 2004 *Phys. Rev. B* **70** 155323
- [22] Pfeffer P, Zawadzki W 1999 *Phys. Rev. B* **59** R5321
- [23] Gui Y S, Becker C R, Dai N, Liu J, Qiu Z J, Novik E G, Schafer M, Shu X Z, Chu J H, Buhmann H, Molenkamp L W 2004 *Phys. Rev. B* **70** 115328
- [24] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
- [25] Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H, Enoki T 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1335
- [26] Guzenko V, Schapers T, Hardtdegen H 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165301
- [27] Yu G L, Dai N, Chu J H, Poole P J, Studenikin S A 2008 *Phys. Rev. B* **78** 35304
- [28] Winkler R 2003 *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems* (Berlin: Springer-Verlag)
- [29] Schapers T, Engels G, Lamge J, Klocke T, Hollfelder M, Luth H 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 4324
- [30] Nitta J, Bergsten T, Kunihashi Y, Kohda M 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 122402
- [31] Grundler D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 6074

Magnetotransport property of HgCdTe inversion layer*

Gao Kuang-Hong¹⁾²⁾ Wei Lai-Ming²⁾ Yu Guo-Lin^{2)†} Yang Rui²⁾ Lin Tie²⁾ Wei Yan-Feng³⁾ Yang Jian-Rong³⁾ Sun Lei²⁾ Dai Ning²⁾ Chu Jun-Hao¹⁾²⁾

1) (Key Laboratory of Polar Materials and Devices of Ministry of Education, School of Science and Technology of Information, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

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

3) (Key Laboratory of Infrared Imaging Material and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Science, Shanghai 200083, China)

(Received 8 November 2010; revised manuscript received 10 May 2011)

Abstract

HgCdTe-based metal-insulator-semiconductor field effect transistor is fabricated by low-cost liquid phase epitaxy technique. Clear SdH oscillation in ρ_{xx} and quantum Hall plateaus of ρ_{xy} are observed, indicating that it is a good transistor. By measuring the magnetoresistance near zero field, we observe the weak antilocalization effect in our sample, suggesting a relatively strong spin-orbit coupling. The experimental data can be well fitted by the ILP theory. The fitting-obtained spin-splitting energy increases with increasing electron concentration, and the maximum reaches up to 9.06 meV. From the obtained spin-splitting energy, we calculate the spin-orbit coupling parameter and find that it increases with increasing electron concentration, which is contrary to the observations in a wide quantum well.

Keywords: two-dimensional electron gas, HgCdTe, weak antilocalization effect

PACS: 73.43.-f, 73.20.-r

* Project supported by the Major State Basic Research (Grant No. 2007CB924901), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60976093), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 20100480033), the Innovation Program of Shanghai Institute of Technical Physics (Grant No. Q-ZY-5), and the Science and Technology Commission of Shanghai (Grant No. 09JC1415700).

† E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn