

In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱二维电子气中的 零场自旋分裂与塞曼分裂

刘新智¹, 徐勇刚¹, 俞国林^{1*}, 林铁¹, 郭少令¹, 褚君浩¹, 张永刚²

(1. 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;

2. 中国科学院上海微系统研究所, 信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

摘要:利用变角度磁输运方法研究了高迁移率、高浓度、宽度为20 nm、单边 δ 掺杂的In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As量子阱,根据量子阱平面与磁场不同夹角时SdH振荡的拍频节点移动,提取了其自旋分裂能 Δ_0 和有效 g 因子 $|g^*|$,发现 Δ_0 随浓度增加而增大, $|g^*|$ 随浓度增加而减小.进一步的分析和计算表明, $|g^*|$ 减小是由量子阱能带结构的非抛物性作用引起的.

关键词:InGaAs/InAlAs量子阱;零场自旋分裂;塞曼分裂;有效 g 因子

中图分类号:O471.5 文献标识码:A

The zero field spin splitting and Zeeman splitting in the In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As quantum well

LIU Xin-Zhi¹, XU Yong-Gang¹, YU Guo-Lin¹, LIN Tie¹,
GUO Shao-Ling¹, CHU Jun-Hao¹, ZHANG Yong-Gang²

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

2. State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute
of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

Abstract: The zero-field spin splitting and Zeeman splitting in the In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As quantum well (QW) were extracted by a Shubnikov-de Haas oscillations (SdH) beating pattern analysis under different tilt angles between QW plane and external magnetic field. It is found that the zero-field spin splitting Δ_0 increases with increasing carrier concentration while the effective g -factor $|g^*|$ decreases. The further calculation indicated that the decrease of $|g^*|$ with concentration is ascribed to the nonparabolic effect of the band structure.

Key words: InGaAs/InAlAs quantum well, zero-field spin splitting, Zeeman splitting, effective g -factor

PACS: 72.25.Dc, 73.21.Fg, 73.23.Ad

引言

半导体量子阱中的自旋轨道耦合作用已经引起了广泛的关注,基于其可以构建自旋场效应晶体管^[1],获取高极化度的自旋流等^[2].自旋轨道耦合效应最直接的后果就是造成量子阱中电子的自旋分裂和自旋弛豫.在磁场内非磁性闪锌矿结构半导体

量子阱中电子的自旋分裂包括两部分:第一部分是零场自旋分裂 Δ_0 ,主要由源于晶体结构反演不对称性的 Dresselhaus 项^[3]和源于量子阱结构不对称性的 Rashba 项^[4]构成.第二部分是由外磁场引起的塞曼分裂 $g^*\mu_B B$,其中 g^* 为半导体量子阱的有效 g 因子, μ_B 为玻尔磁子, B 为外磁场.实验已经证明自旋分裂已证实可被外电场进行有效的调控^[5],通过

收稿日期:2013-01-14,修回日期:2013-09-07

Received date: 2013-01-14, revised date: 2013-09-07

基金项目:国家重点基础研究发展计划(973计划)(2013CB922301,2012CB619204);国家自然科学基金(60976093,10934007,11174306)

Foundation items: Supported by the Special Funds for Major State Basic Research under Project (2013CB922301, 2012CB619204), National Natural Science Foundation of China (60976093, 10934007, and 11174306)

作者简介 (Biography): 刘新智(1984-),男,山东安丘人,博士研究生,主要从事半导体电子输运研究. E-mail: liuxz@mail.sitp.ac.cn

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn

SdH 振荡 (Shubnikov-de Haas oscillations) 拍频节点随栅压的移动可以明确地反映出来. 零场自旋分裂可以采用 SdH 振荡^[5] 和反弱局域效应 (Weak Anti-localization Effect)^[6] 进行研究, 样品结构不对称性越强, 零场自旋分裂就越强. 有效 g 因子也可以受到外场的调控, 甚至符号能够被外电场所改变^[7], 这种特性因可能被用来实现量子比特等潜在应用而受到重视. 研究有效 g 因子 $|g^*|$ 的常见方法有时间分辨的 Kerr 旋转 (TRKR)^[8-9], 自旋共振等^[10-11]. $\text{In-GaAs}/\text{InAlAs}$ 和 InGaAs/InP 量子阱系统等 $|g^*|$ 较大使得 TRKR 和自旋共振方法较难开展, 所以主要是通过输运方法得到其有效 g 因子. 包括在磁场中改变量子阱与磁场夹角使得 SdH 振荡振幅为零的重合法 (coincidence method)^[12-13] 和将量子阱放置在平行磁场中研究其反弱局域效应随面内平行磁场衰减等方法^[14].

由于自旋分裂的变化中包含了零场自旋分裂 Δ_0 和塞曼分裂两部分变化的贡献, 虽然塞曼分裂在低场经常较小, 文献中经常将取 $|g^*|$ 作常数进而确定零场自旋分裂^[7], 这种方法毕竟会引进一些误差, 而且无法获得有效 g 因子 $|g^*|$ 本身, 因此有必要将这两者分离出来. 由于零场自旋分裂与外磁场无关, 而塞曼分裂与总外磁场成正比, 而 SdH 振荡则只与磁场在量子阱平面法线方向分量有关, 因此可以利用改变量子阱平面与磁场夹角的方法改变零场自旋分裂与塞曼分裂两部分相对强度, 进而通过 SdH 振荡拍频节点的移动将两者分开.

本文研究了不同倾斜夹角下高迁移率、高浓度的宽 20 nm、单边 δ 掺杂 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 量子阱中的 SdH 振荡拍频现象, 通过模拟计算, 提取了其有效 g 因子 $|g^*|$ 和零场自旋分裂 Δ_0 , 发现 $|g^*|$ 随浓度增加而减小, 而 Δ_0 随浓度增加而增加. 经过分析计算发现, 这与理论预期是一致的, 进一步发现在该体系中 $|g^*|$ 随浓度的变化近似线性关系, 一个经验表达式也在文中给出.

1 样品与实验

采用的样品是气源分子束外延方法生长的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 量子阱, 衬底为半绝缘的掺 Fe InP (100), 沟道宽 20 nm, 量子阱远离衬底一侧离距沟道 8 nm 处有一个浓度为 $4 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ 的 Si- δ 掺杂层, 该掺杂层为量子阱引入结构反演不对称性. 沟道中央有一个浓度为 $5 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ 的 Si- δ 掺杂层, 量子阱的具体结构如图 1 中插图 (i) 所示. 样品

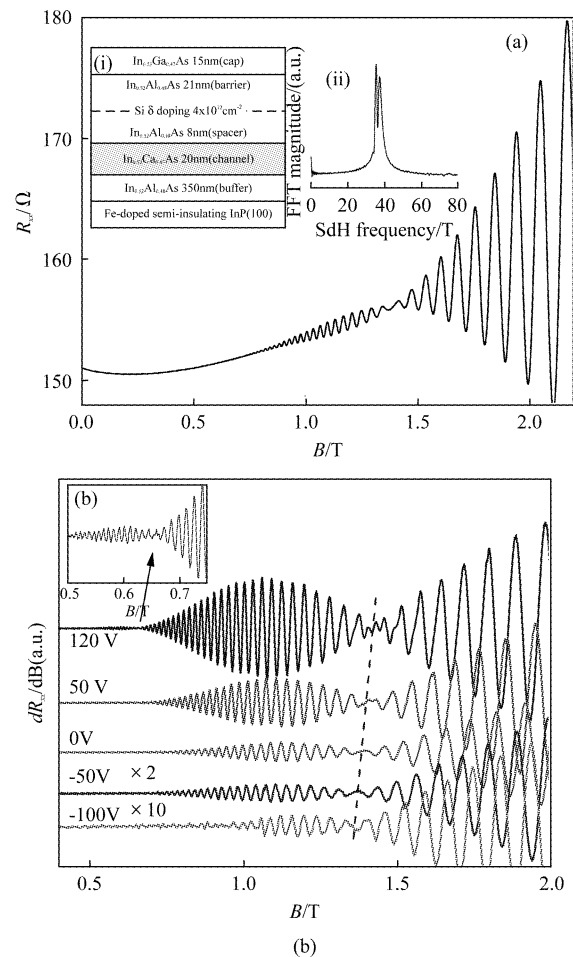


图 1 (a) 样品在 $V_g = 0 \text{ V}$, $T = 1.3 \text{ K}$ 下纵向磁阻 SdH 振荡. 插图 (i) 为样品结构示意图, (ii) 为图中 SdH 振荡对应的快速傅里叶变换 (FFT) 结果; (b) 不同栅压下 $T = 1.3 \text{ K}$ 时的 SdH 振荡对磁场一阶导数, 为清楚起见不同栅压结果沿垂直方向作了平移. 虚线指示拍频节点随栅压向高场移动. 插图箭头处局部放大图

Fig. 1 (a) The SdH oscillation of longitudinal resistance under $V_g = 0 \text{ V}$ and $T = 1.3 \text{ K}$. The inset (i) is the schematic of sample structure, the inset (ii) is the fast Fourier transformation (FFT) spectrum of the SdH oscillation shown in (a). (b) The 1st derivation of SdH oscillation for various gate voltage at $T = 1.3 \text{ K}$, where the curves are shifted vertically for clarity. The dashed line indicates the movement of beating pattern node position with increasing gate voltage. The inset of (b) is the detailed view of the part indicated by arrow

被加工成 $100 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ 的标准霍尔靶, 用铜作电极经过适当退火实现欧姆接触. 栅极由一块表面覆盖有 300 nm SiO_2 的重掺杂硅片紧贴到样品表面来实现, 中间有厚度约 $1 \mu\text{m}$ 的环氧树脂起到紧密固定和进一步绝缘的作用. 样品测试采用标准低频锁相放大技术, 在配有超导磁体的 Oxford⁴He 杜瓦中进行, 其最低温度为 1.3 K. 一根可以在低温磁场中实现原位变角度的样品杆用于调整样品在磁场中

的夹角,避免了调整角度过程中需将样品取出造成的影响,样品的精确夹角由霍尔电压与总磁场的关系来确定.

2 实验结果与分析

样品在 0 V, 1.3 K 下垂直磁场中的纵向磁阻由图 1(a) 所示,可以看到清晰的 SdH 振荡,在接近 1.5 T 时出现一个拍频节点,经证实也是最后一个拍频节点.由霍尔磁阻斜率和零场电阻得到的二维电子气浓度和迁移率分别为 $1.85 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ 和 $2.2 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1}$.将相应 SdH 振荡的背底去掉,将横坐标变为 $1/B$,重新对新的横坐标进行等间距插值,根据 SdH 振荡的特点,可以得到等间距分布的振荡.对该振荡进行快速傅里叶变换(FFT),得到的结果取模,即为如图 1(a) 中的插图(ii) 所示结果,其频率在 $f_1 = 35.68 \text{ T}$ 和 $f_2 = 37.65 \text{ T}$ 处各出现一个峰,将这个双峰结构认为是由于自旋分裂引起的,此时由给出的浓度为 $1.78 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$,其中 e 是电子电量, h 为普朗克常数,该数值与霍尔磁阻斜率给出的浓度基本一致,说明拍频确实由自旋分裂引起.在栅压从 -100 V 变化到 120 V ,由霍尔磁阻确定的浓度从 $1.76 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ 增加到 $1.96 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$.图 1(b) 给出了不同栅压下垂直磁场中磁阻振荡对磁场的一阶导数.可见随着栅压增加浓度升高,拍频变得更加明显,在 $V_g = 120 \text{ V}$ 时,第二个节点已经清晰可辨,如图 1(b) 中插图所示.而随着栅压减小到 -100 V ,拍频变得非常微弱,这与以前的观察一致^[7],是由于量子迁移率随浓度降低而减小造成的.同时,随着栅压增加磁阻的拍频节点向高场移动,如图 1(b) 中虚线所示,这说明自旋分裂能 $\delta(B)$ 随浓度增加.

在垂直磁场中自旋分裂与磁场的关系为^[15]:

$$\delta(B) = [(\hbar\omega_c - g^* \mu_B B)^2 + \Delta_0^2]^{1/2} - \hbar\omega_c, \quad (1)$$

其中 $\delta(B)$ 为自旋分裂, $\hbar\omega_c = \hbar e B / m^*$ 为朗道能级间距, m^* 为电子有效质量, $g^* \mu_B B$ 为塞曼分裂, μ_B 为玻尔磁子, Δ_0 为零场自旋分裂能.在出现拍频节点的时候,需要满足条件 $\delta(B) = N \hbar\omega_c$, $N = 1/2, 3/2, 5/2 \dots$.对于图 1(b) 中的最后一个节点 $N = 1/2$,拍频节点的移动对应着自旋分裂能 $\delta(B)$ 的增加.由方程(1)可知, $\delta(B)$ 主要决定于塞曼能 $g^* \mu_B B$ 和零场自旋分裂能 Δ_0 ,随着浓度增加,这两项都有可能出现变化,所以难以将这两部分随浓度的变化从图 1(b) 中分离出来.

为将这两部分分离开,改变样品在磁场中的夹角,使得量子阱平面不再与磁场垂直.由于导致 SdH

振荡出现的朗道分裂 $\hbar\omega_c = \hbar e B_{\perp} / m^*$ 仅与磁场与量子阱平面垂直分量 B_{\perp} 有关,而塞曼能 $g^* \mu_B B$ 则与总磁场 $B = B_{\perp} / \cos\theta$ 有关,其中 θ 为量子阱平面法线与磁场的夹角,因此在恒定磁场垂直分量 B_{\perp} 情况下改变夹角 θ 可以通过仅改变塞曼能 $g^* \mu_B B_{\perp} \cos\theta$ 来改变自旋分裂 $\delta(B)$.反过来说,确定了不同夹角 θ 下拍频节点的移动就可以将塞曼分裂 $g^* \mu_B B$ 和零场自旋分裂 Δ_0 对总自旋分裂 $\delta(B)$ 的贡献分开. $V_g = 120 \text{ V}$ 时不同倾斜角度下样品的 SdH 振荡作为 B_{\perp} 的函数如图 2(a) 所示,图中黑色实线为实验测量曲线,其中背底已扣掉,并在垂直方向作了平移.每个角度下拍频节点位置由箭头示出,可见拍频节点随 $\cos\theta$ 减小向高场移动,如前所述,这是由于塞曼能的增加引起的.

为了根据不同夹角下拍频节点的移动提取出 $|g^*|$ 和 Δ_0 ,首先需要知道倾斜磁场中自旋分裂能与以上两者的关系.文献[15] 给出一个严格的关于自旋分裂与两者关系理论,可以从其得到精确的数值结果.为了避免复杂的数值计算,文献[13] 在仅考虑相邻朗道能级之间影响的条件下给出了一个较为简便的表达式:

$$\delta(B) = \hbar\omega_c (P - 2Q^{1/2})^{1/2}, \quad (2a)$$

其中

$$P = 2(1 - \beta_z)^2 + 2(\beta_z^2 + \beta_x^2) + (\Delta_0 / \hbar\omega_c)^2, \quad (2b)$$

$$Q = [(1 - \beta_z)^2 - (\beta_z^2 + \beta_x^2)]^2 + (\Delta_0 / \hbar\omega_c)^2 (1 + \beta_x^2), \quad (2c)$$

其中

$$\beta_z = \frac{g^* \mu_B B_{\perp}}{2\hbar\omega_c} = \frac{g^* m^* \mu_B}{2\hbar e}, \quad (2d)$$

$$\beta_x = \beta_z \tan\theta. \quad (2e)$$

为确定 $g^* \mu_B B$ 和零场自旋分裂能 Δ_0 ,采用理论计算模拟 SdH 振荡对电阻造成的修正的方法,可以利用如下表达式:

$$\Delta\rho_{xx} = \rho_0 \sum_{\pm} D_{\pm}(T) \exp\left(-\frac{\pi}{\mu_{q\pm} B_{\perp}}\right) \cos\left(\frac{2\pi(E_F - E_{\pm})}{\hbar\omega_c} - \pi\right), \quad (3)$$

其中 \pm 表示自旋分裂的两个子带, $D_{\pm}(T) = X / \sinh X$, 其中 $X = 2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c$ 为温度衰减因子,指数衰减项 $\exp[-\pi / (\mu_{q\pm} B_{\perp})]$ 描述量子迁移率 $\mu_{q\pm}$ 对 SdH 振荡的影响,余弦项 $\cos[2\pi(E_F - E_{\pm}) / \hbar\omega_c - \pi]$ 描述由于磁场 B_{\perp} 改变导致电阻随磁场的振荡,即 SdH 振荡,其中 E_F 为费米能, $E_{\pm} = E_0 \pm \delta(B)/2$ 为两个子带初始填充能级位置,模拟过程中

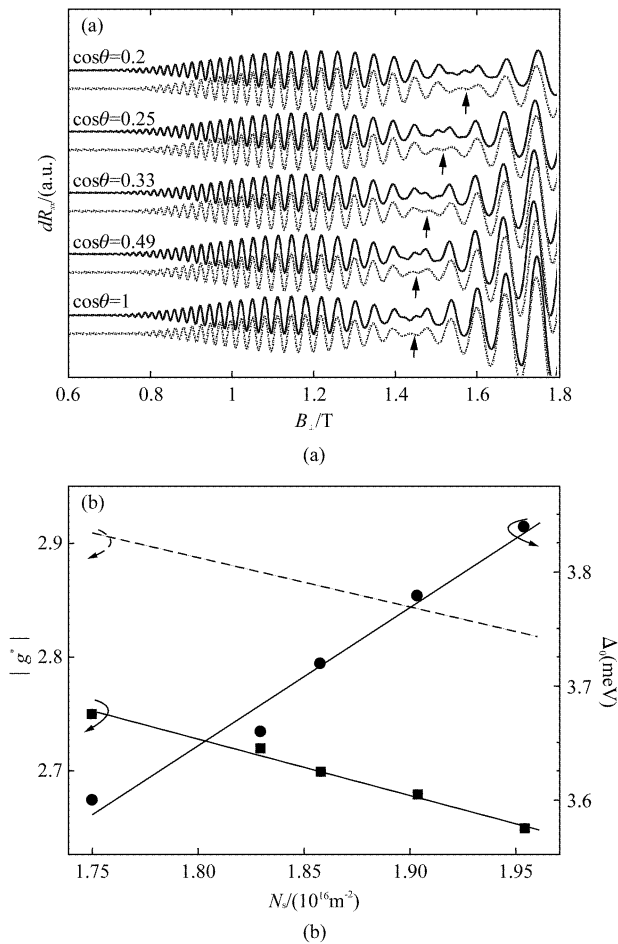


图2 (a) $V_g = 120\text{ V}$, $T = 1.3\text{ K}$ 下不同倾角下 SdH 振荡实验结果(实线)与理论模拟结果(虚线), 箭头指示拍频节点位置. 其中 SdH 振荡的背景已扣除, 并在垂直方向作了平移; (b) 通过模拟提取出的有效 g 因子 $|g^*|$ 和零场自旋分裂能 Δ_0 的值, 方块和圆点代表提取值. 实线是为视图方便示出的线性拟合结果, 虚线表示根据 Kiselev 的理论计算的有效 g 因子 $|g^*|$

Fig. 2 The SdH oscillations for various tilt angles θ as the function of B_{\perp} under $V_g = 120\text{ V}$ and $T = 1.3\text{ K}$. The black solid lines, shifted vertically for clarity are experimental results from which a background have been subtracted and while the red dashed lines are theoretical simulation results. Arrows indicate the positions of node. (b) The extracted $|g^*|$ and Δ_0 value as a function of concentration. The points are extracted value from the simulation and the solid lines are linear fitting results for guiding eyes. The dashed line is the calculated $|g^*|$ according to the theory developed by Kiselev

$E_F - E_0$ 可以作为一个量进行调整. 本实验中有效质量从 SdH 振荡振幅随温度减小得到为 $m^* = 0.051 m_0$, 其中 m_0 为自由电子质量. 将式(2)代入式(3), 对实验曲线进行模拟, 需要确定的参数有 $\mu_{q_{\pm}}$, $E_F - E_0$, $|g^*|$, Δ_0 . 计算过程中, 取不同自旋方向的量子迁移率 $\mu_{q_{\pm}}$ 为相同值. 其中 $V_g = 120\text{ V}$ 时不同角度

下模拟结果如图 2(a) 中虚线所示, 可见实验结果与理论模拟结果得到了很好的吻合, 振荡频率和节点位置均符合很好. 由模拟得到的 $|g^*|$ 和 Δ_0 在图 2(b) 中示出, 可见在浓度变化范围之内 $|g^*|$ 随着浓度增加几乎是线性地从 2.75 减小到 2.65, 而 Δ_0 随着浓度则从 3.6 meV 线性增加到 3.85 meV.

在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱中, Rashba 项远大于 Dresselhaus 项^[6], 可以将零场自旋分裂能全部归结为 Rashba 项. 在量子阱中, Rashba 系数可以表示为^[16]:

$$\alpha = \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ \left(\psi(z) \left| \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{E_F - E_{\Gamma 7}(z)} - \frac{1}{E_F - E_{\Gamma 8}(z)} \right) \right| \Psi(z) \right)_{z \neq a, b} + \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta E_{\Gamma 7}}{(E_F - E_{\Gamma 7})_{\text{InGaAs}}^2} + \frac{\Delta E_{\Gamma 7}}{(E_F - E_{\Gamma 7})_{\text{InAlAs}}^2} - \frac{\Delta E_{\Gamma 8}}{(E_F - E_{\Gamma 8})_{\text{InGaAs}}^2} - \frac{\Delta E_{\Gamma 8}}{(E_F - E_{\Gamma 8})_{\text{InAlAs}}^2} \right] (|\Psi(a)|^2 - |\Psi(b)|^2) \right\}, \quad (4)$$

其中 a 和 b 为量子阱的两个界面位置, $E_p = \frac{2m_0 P^2}{\hbar^2}$, P 为动量矩阵元, $\Psi(z)$ 为电子波函数, $E_{\Gamma 7}$ 和 $E_{\Gamma 8}$ 分别为最邻近的两个价带的能级位置, $\Delta E_{\Gamma 7}$ 和 $\Delta E_{\Gamma 8}$ 分别为两个价带在界面处的相对位移. 该表达式分为两部分: 第一项沟道内电场的贡献和第二项为两个界面 $E_{\Gamma 7}$ 和 $E_{\Gamma 8}$ 带不连续带来的贡献^[17]. 第二项又具体为两个相对的界面贡献之差, 两个方向相对的不同界面处电子波函数几率之差越大, 则该项贡献越大. 在实验样品中, 随着正栅压增大, 整个量子阱的电势变得更加倾斜, 电场带来的贡献略有增加. 两个界面处电子分布的几率差增大, 界面能带不连续造成的贡献进一步加大, 两者合起来使得总的自旋分裂能增加. 相反在文献[7]中随着正栅压增大, 表面电势升高, 量子阱变得趋于对称, 因此两项均减小, 所以 Rashba 系数随浓度增加下降. 而在实验样品的结构中 Rashba 系数 $\alpha = \Delta_0 / (2k_F) = \Delta_0 / (2\sqrt{2\pi N_s})$ 随浓度变化从 $5.43 \times 10^{-12}\text{ eVm}$ 增加到 $5.48 \times 10^{-12}\text{ eVm}$.

量子阱中电子的有效 g 因子 $|g^*|$ 也可以由能带结构进行计算, 本质上来讲导电中电子有效 g 因子之所以偏离真空中的朗德 g 因子 $g_0 = 2.0023$ 就是因为受到价带 $E_{\Gamma 7}$ 和 $E_{\Gamma 8}$ 的影响造成的. Kiselev^[18] 等人给出电子有效 g 因子表达式为:

$$g^*(E) = g_0 - \frac{2E_p}{3} \frac{\Delta}{(E + E_g)(E + E_g + \Delta)}, \quad (5)$$

其中 E 为电子到导带底的距离,包括两部分:一部分是导带底到第一子能级填充初始位置,该部分大小可以通过 $E_0 = \hbar^2 \pi^2 / (2m^* d^2)$ 估算为 18.4 meV,其中 $d = 20$ nm 为量子阱厚度,另一部分为费米面到第一子能级的距离 $E_F - E_0$,该项从模拟中获得,随着浓度变化从 81 meV 增加到 87 meV. $E_g = 0.813$ eV 为带隙, $\Delta = 0.356$ eV 为自旋分裂隙, $E_p = 24$ eV 相关参数取值来自文献[12]. 根据式(5)计算得到的结果在图 2(b)中虚线画出,可见理论估算与实验提取结果吻合较好. 考虑到参数 $E_p = 24$ eV 具有一定的不确定性,如果将其调整为 23.3 eV,发现其与实验结果将非常吻合,这说明实验结果服从 Kiselev 理论,有效 g 因子 g^* 随浓度的变化是由能带的非抛物性引起的^[19]. 这点同时可以由费米面处有效质量 $m^* = 0.051 m_0$ 大于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 中的值 $0.045 m_0$ 得到证实. 并且进一步发现对图 2(b)中的 $|g^*|$ 作线性拟合得到的截距也就是 $N_s = 0$ 时的 $|g^*| = 3.62$ 与式(5)给出的第一子能级初始填充能量处的 $|g^*| = 3.76$ 非常接近,偏差与图 2(b)中的偏差基本相同,说明 $|g^*|$ 作为浓度的函数基本是线性的. 对于沟道宽度为 20 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱,我们得到的 $|g^*|$ 与浓度的关系为:

$$|g^*| = 3.62 - 0.493N_s, \quad (6)$$

其中 N_s 的单位是 10^{16} m^{-2} .

3 结论

利用磁输运测试的方法研究了高浓度高迁移率的厚度为沟道 20 nm 单边 Si- δ 掺杂的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱的零场自旋分裂和塞曼分裂,发现零场自旋分裂随浓度增加而增加,这主要是由于浓度增加和量子阱不对称性增加导致的. 有效 g 因子 $|g^*|$ 随浓度增加减小,进一步计算表明这是由于能带结构的非抛物性引起的.

REFERENCES

- [1] Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator[J], *Appl. Phys. Lett.* 1990, **56**: 665-667.
- [2] Kohda M, Nakamura S, Nishihara Y, et al. Spin-orbit induced electronic spin separation in semiconductor nanostructures[J]. *Nature Comm.* 2012, **3**:1082.
- [3] Dresselhaus G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures[J]. *Phys. Rev.* 1955, **100**:580-586.
- [4] Rashba E I. ? Properties of semiconductors with an extremum loop . 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop [J]. *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)* 1960, **2**(6), 1224-1238. [Sov. Phys. Solid State 1960, 2, 1109].
- [5] Luo J, Munekata H, Fang F F, et al. Observation of the zero-field spin splitting of the ground electron subband in GaSb-InAs-GaSb quantum wells [J]. *Phys. Rev. B* 1988, **38**:10142-10145.
- [6] Koga T, Nitta J, Akazaki T, et al. Rashba spin-orbit coupling probed by the weak antilocalization analysis in InAlAs/InGaAs/InAlAs quantum wells as a function of quantum well asymmetry [J]. *Phys. Rev. Lett.* 2002, **89**: 046801.
- [7] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki. Gate control of spin-orbit interaction in an inverted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterostructure [J]. *Phys. Rev. Lett.* 1997, **78**, 1335-1338.
- [8] G. Salis, Y. Kato, K. Ensslin, D. C. Driscoll, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Electrical control of spin coherence in semiconductor nanostructures [J]. *Nature (London)* 2001, **414**: 619-622.
- [9] Yugova I A, Grelich A, Yakovlev R, et al. Universal behavior of the electron g factor in GaAs / $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells [J], *Phys. Rev. B.* 2007, **75**: 245302.
- [10] Jiang H W, Yablonovitch E. Gate-controlled electron spin resonance in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures [J]. *Phys. Rev. B.* 2001, **64**:041307.
- [11] Dohersand M, Klitzing and K V, Weimann G. Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures [J]. *Phys. Rev. B.* 1988, **38**: 5453-5456.
- [12] Nitta J, Lin Y, Akazaki T, et al. Gate-controlled electron g factor in an InAs-inserted-channel $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterostructure [J]. *Appl. Phys. Lett.* 2003, **83**: 4565-4567.
- [13] Studenikin S A, Coleridge P T, Yu G, et al. Electron spin-orbit splitting in a InGaAs/InP quantum well studied by means of the weak-antilocalization and spin-zero effects in tilted magnetic fields [J]. *Semicond. Sci. Technol.* 2005, **20**: 1103-1110.
- [14] Meijer F E, Morpurgo A F, Klapwijk T M, et al. Competition between spin-orbit interaction and Zeeman coupling in Rashba two-dimensional electron gases [J]. *Phys. Rev. B.* 2004, **70**: 201307(R).
- [15] Das B, Datta S, Reifenberger R. Zero spin-splitting in a two-dimensional electron gas [J]. *Phys. Rev. B.* 1990, **41**: 8278-8287.
- [16] Engels G, Lange J, Schapers Th, et al. Experimental and theoretical approach to spin splitting in modulation-doped $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ quantum wells for B approach to 0 [J]. *Phys. Rev. B.* 1997, **55**: R1958-R1961.
- [17] Nitta J, Bergsten T, Kunihashi Y, et al. Electrical manipulation of spins in the Rashba two dimensional electron gas systems [J]. *J. Appl. Phys.* 2009, **105**: 122402.
- [18] Kiselev A A, Ivchenko E L, Rossler U. Electron g factor in one- and zero-dimensional semiconductor nanostructures [J]. *Phys. Rev. B.* 1998, **58**: 16353-16359.
- [19] Winkler R, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems* [M], Springer-Verlag Publishing Company, Berlin, 2003:133 and 57.