

高迁移率 InGaAs/InP 量子阱中的有效 g 因子*

魏来明¹⁾ 周远明²⁾ 俞国林^{1)†} 高矿红¹⁾³⁾ 刘新智¹⁾ 林铁¹⁾ 郭少令¹⁾
戴宁¹⁾ 褚君浩¹⁾³⁾ Austing David Guy⁴⁾

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) (湖北工业大学电气与电子工程学院, 武汉 430068)

3) (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 200241)

4) (加拿大国家研究院微结构研究所, 渥太华 K1A 0R6)

(2011 年 9 月 27 日收到; 2011 年 11 月 25 日收到修改稿)

利用化学束外延法制备了高迁移率的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱样品. 在样品的低温磁输运测试中, 观察到纵向磁阻的 Shubnikov-de Hass (SdH) 振荡和零场自旋分裂引起的拍频. 本文提出一种解析的方法, 即通过同时拟合不同倾斜磁场下 SdH 振荡的傅里叶变换谱, 得到有效 g 因子的大小.

关键词: g 因子, 量子阱, 磁阻

PACS: 71.18.+y, 73.21.Fg, 73.43.Qt

1 引言

传统的电子器件以电子的电荷作为信息的载体, 而忽略了电子的自旋性. 自旋性相对电荷性具有非易失性, 容易被外加磁场操控, 相干长度和弛豫时间长等优点^[1]. 自旋的这些特性使我们有可能发展比传统电子器件尺寸更小, 功耗更低, 功能更强的自旋电子器件^[1]. 如何实现对电子自旋的操控, 是研制自旋电子器件的关键. 1990 年, Datta 和 Das^[2] 提出了自旋场效应晶体管. 它的沟道电流是由 InGaAs/InAlAs 量子阱形成的二维电子气 (2DEG), 源漏极是自旋方向相同的铁磁材料, 栅极的作用是通过改变沟道中电子自旋进动的方向来控制源漏电流的大小.

在低维非对称半导体异质结及量子阱结构中, 由于结构反演不对称 (SIA) 所导致的 Rashba 效应^[3], 使得电子自旋简并解除, 在零磁场下不同自

旋态的电子能量就会发生分裂 (零场自旋分裂)^[4,5]. 由于 Rashba 效应可以通过栅压控制^[6,7], 有可能用来实现 Datta 和 Das 提出的自旋场效应晶体管. 在自旋电子器件中, 电子的 Rashba 自旋轨道分裂导致磁阻产生拍频振荡^[8]. 通过对磁阻拍频振荡的分析, 可以获得与电子自旋有关的物理量 (Rashba 系数, 零场自旋分裂能, 有效 g 因子等) 以及探索如何实现自旋电子器件^[9,10].

当磁场存在时, 朗道能级还要发生自旋分裂, 即塞曼分裂. 因此, 总的自旋分裂能包含零场自旋分裂能 (与 Rashba 自旋轨道耦合有关) 和塞曼分裂能 (与有效 g 因子有关) 的贡献. 传统测量 g 因子的方法有以下几种: 1) 在倾斜磁场中找到使纵向磁阻的 Shubnikov-de Hass (SdH) 振荡幅度为零的临界倾角来计算出有效 g 因子^[11]. 临界倾角在实验中是很难确定的, 需要测量相当多的倾斜角度, 而且对 g 因子大的样品例如 HgCdTe 窄禁带半导体, 其临界倾角非常接近 90° , 难度就更大. 这种方法得到

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB619204), 国家自然科学基金 (批准号: 60976093, 10934007, 11174306, 11104073), 信息功能材料国家重点实验室开放课题和上海技术物理所创新专项 (批准号: Q-ZY-5) 资助的课题.

† E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn

的 g 因子精度也比较低. 2) 在恒定磁场中加上微波调制, 就可以有可能在 SdH 测试中观察到典型的电子自旋共振峰^[12], 电子自旋共振峰的位置与本征 g 因子直接有关. 但是这种方法需要引入微波测试系统, 并且电子自旋共振峰的强度较弱, 容易被噪声掩盖. 3) 根据高场下 SdH 振荡的自旋分裂峰所对应的磁场位置计算有效 g 因子^[8,14]. 所得到是高场下的有效 g 因子, 与低场和零场的有效 g 因子有差别. 4) 根据低场下由零场自旋分裂引起的 SdH 拍频节点所对应的磁场位置推算零场自旋分裂能和有效 g 因子^[7,15]. 但是这种方法要求拍频节点个数比较多才精确. 在磁输运分析中, 从 SdH 磁阻曲线的傅里叶变换谱可以得到电子密度分布曲线^[7,15]. Shang 等^[16] 通过拟合双子带占据 InGaAs/InAlAs 样品在垂直磁场下 SdH 振荡一阶微分的单条傅里叶变换谱, 得到每个子带电子的浓度、输运散射时间、量子散射时间以及子带之间的散射时间. Zhou 等^[17] 通过拟合单子带占据 InGaAs/InP 样品在垂直磁场下的单条自旋分裂傅里叶变换谱, 得到自旋向上和向下电子的量子迁移率. 我们提出了一种同时拟合多条傅里叶变换谱的解析方法, 对于存在由零场自旋分裂引起的 SdH 拍频样品, 不需要精确测量临界倾角, 也不要求拍频节点的个数比较多, 只需要在垂直场测量基础上再测量若干倾斜角度, 就可以通过同时拟合不同倾斜角度的 SdH 振荡的傅里叶变换谱, 获得较为精确的有效 g 因子.

2 实验

本文所用的有栅调制掺杂的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱样品, 是采用化学束外延工艺生长的. 所用的衬底是 (100) 晶向的半绝缘 InP 衬底. 先在 InP 衬底上生长 500 nm 厚的非掺杂 InP 缓冲层, 然后再生长 10 nm 的 Si 掺杂 InP 层 (掺杂浓度 $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), 再生长 10 nm 非掺杂 InP 间隔层, 再生长 10 nm 非掺杂 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 沟道层, 最后再生长 20 nm 非掺杂 InP 顶层. 然后用光刻和湿法刻蚀技术将样品加工成霍尔靶结构, 并在 SiO_2 绝缘层上覆盖金属栅极. 在磁输运测试过程中, 温度控制在 1.3 K, 先使磁场垂直于样品表面, 测量样品在不同栅压下的输运性质. 然后旋转样品使磁场与样品表面法线分别成 36° 和 56° 夹角, 测量样品在不同栅压下的输运性质.

3 结果及讨论

我们首先保持磁场垂直于样品表面, 在 1.3 K 低温下调节栅压大小, 进行磁输运测试. 图 1 给出了样品栅压分别为 -0.4 V , -0.3 V , -0.2 V 时的纵向电阻率 (ρ_{xx}) 随磁场 B 的变化曲线, 插图给出了相应的横向电阻率 (ρ_{xy}) 随磁场的变化曲线.

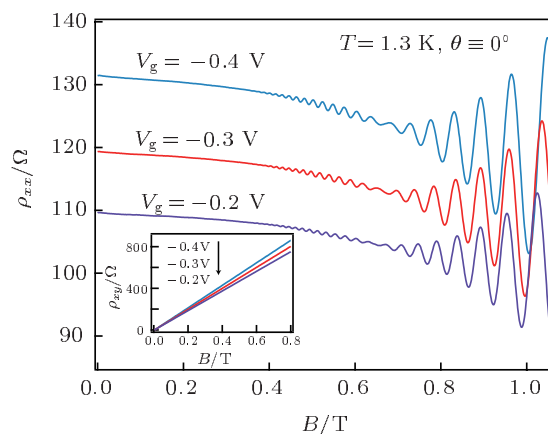


图 1 在温度为 1.3 K 且磁场垂直于样品表面条件下, 从上而下分别是栅压为 -0.4 V , -0.3 V , -0.2 V 时的纵向电阻率 ρ_{xx} 随磁场 B 的变化曲线. 插图中, 从上而下分别是栅压为 -0.4 V , -0.3 V , -0.2 V 时的横向电阻率 ρ_{xy} 随磁场的变化曲线

如图 1 所示, 从零磁场开始, ρ_{xx} 首先随着磁场的增大而减小, 表现为负磁电阻, 并且栅压越负, 低场下的负磁阻越明显. 负磁阻主要是由电子-电子相互作用^[18]引起的. 由于电子-电子相互作用与电子浓度成反比, 因此栅压越负, 电子浓度越低, 电子-电子相互作用越强, 负磁阻越明显. 当磁场高于 0.4 T 后, ρ_{xx} 开始出现 SdH 振荡, 并且在 0.65 T 附近有一个拍频节点. 拍频是由 Rashba 自旋轨道耦合产生的零场自旋分裂引起的^[8]. 通过直线拟合低场范围内横向电阻率 ρ_{xy} 曲线的线性部分, 我们得到了栅压为 -0.4 V , -0.3 V , -0.2 V 对应的霍尔浓度 n_H 分别为 $5.81 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $6.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $6.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. 再根据 $\rho_{xx}(B=0) = 1/n_H e \mu_H$, 得到上述栅压所对应的霍尔迁移率 μ_H 分别为 $8.26 \times 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $8.48 \times 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $8.64 \times 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

然后我们保持温度 1.3 K 不变, 通过旋转样品来改变磁场与样品表面法线的夹角 θ , 在不同磁场倾角下进行变栅压测试. 图 2 给出了栅压

为 -0.3 V, 磁场倾角分别为 0° , 36° , 56° 时, ρ_{xx} 随总磁场的 SdH 振荡曲线, 可以看出拍频节点的位置向高场移动. 插图是 ρ_{xx} 随磁场垂直分量的 SdH 振荡曲线, 可以看出拍频节点对应的垂直场位置基本不变.

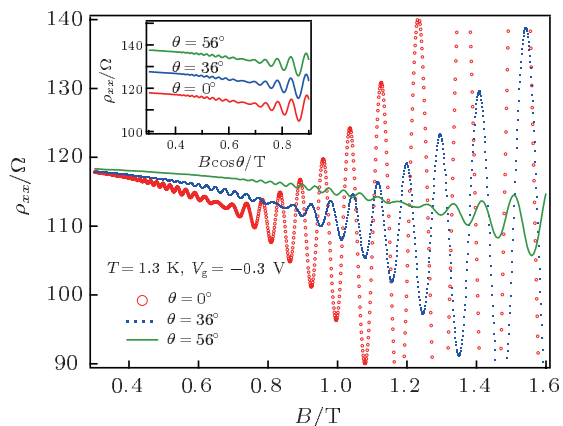


图2 栅压为 -0.3 V, 磁场与样品法线夹角分别为 0° (空心圆圈), 36° (实心点), 56° (实线) 时, ρ_{xx} 随总磁场的 SdH 振荡曲线. 插图中, 从上而下分别是 56° , 36° , 0° 的 ρ_{xx} 随磁场垂直分量的 SdH 振荡曲线. 为了清晰起见, 插图中 36° 和 56° SdH 振荡曲线分别向上平移了 10Ω 和 20Ω

在倾斜磁场下 (磁场与样品表面法线夹角 θ , 磁场垂直分量 $B_\perp = B \cos \theta$), 当电子占据单一子带且自旋筒并未解除时, 纵向磁阻的振荡部分可由经典的 SdH 公式表示^[19]

$$\Delta\rho_{xx}(B) = 4\rho_0 D(T) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \cos \times \left[\frac{2\pi(E_F - E)}{\hbar\omega_c} - \pi \right], \quad (1)$$

其中 ρ_0 是零场纵向电阻, τ_q 是电子的量子散射时间, $\omega_c = eB \cos \theta / m^*$ 是电子回旋共振频率, m^* 是电子有效质量 (对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, $m^* = 0.044 m_0$ ^[20]), $D(T) = (2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c) = \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c)$ 是热衰减因子, E_F 是费米能量, E 是自旋筒并子带能量, $E_F - E = n\pi\hbar^2 / m^*$, $n = n_+ + n_-$ 是自旋向上电子浓度 n_+ 与自旋向下电子浓度 n_- 之和. (1) 式的余弦项 $\cos[2\pi(E_F - E) / \hbar\omega_c - \pi] = \cos[\pi n h / (eB \cos \theta) - \pi]$ 是关于 $1/B$ 的周期函数, 因此如果在 $1/B$ 空间作快速傅里叶变换 (FFT), 则在频率 $f = nh / (2e \cos \theta)$ 位置将出现一个 FFT 峰, 对应总浓度 n 的大小.

当自旋筒并被由 Rashba 效应引起的零场自旋

分裂解除时, 纵向磁阻的 SdH 振荡出现拍频节点, 总的 SdH 振荡表现为自旋向上子带和自旋向下子带 SdH 振荡的叠加^[17]

$$\Delta\rho_{xx}(B) = 2\rho_0 \sum_{\pm} D(T) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_{q\pm}}\right) \times \cos\left[\frac{2\pi(E_F - E_{\pm})}{\hbar\omega_c} - \pi\right], \quad (2)$$

其中 $\tau_{q\pm}$ 是自旋向上和自旋向下子带电子的量子散射时间, $E_{\pm} = E \pm \delta/2$ 是自旋向上和自旋向下子带的能量, δ 是总的自旋分裂能, 包含零场自旋分裂能 Δ_0 与塞曼分裂能 $g^* \mu_B B$ (g^* 是有效 g 因子, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ 是玻尔磁子, m_0 是自由电子质量) 两部分的贡献. 假设 $\delta = \Delta_0 + g^* \mu_B B$, 则自旋向上和自旋向下的余弦项 $\cos[2\pi(E_F - E_{\pm}) / \hbar\omega_c - \pi] = \cos[\pi(nh \mp m^* \Delta_0 / \hbar) / (eB \cos \theta) \mp \pi m^* g^* / (2m_0 \cos \theta) - \pi]$ 关于 $1/B$ 的频率分别为 $f_{\pm} = (nh \mp m^* \Delta_0 / \hbar) / (2e \cos \theta)$, 因此 FFT 谱将出现由自旋分裂引起的双峰结构. 由 $f_{\pm} = (nh \mp m^* \Delta_0 / \hbar) / (2e \cos \theta)$ 可以得到 $\Delta_0 = [e\hbar(f_- - f_+) / m^*] \cos \theta$ 以及 $n = (ef_+ / h + ef_- / h) \cos \theta$. 因此 FFT 双峰位置 f_{\pm} 分别对应自旋向上和自旋向下电子浓度 $n_{\pm} = (ef_{\pm} / h) \cos \theta$. FFT 双峰的间距反映了浓度差, 也就是 Δ_0 的大小. 根据傅里叶变换公式 $F(u) = \int f(x) e^{-iux} dx$, FFT 自旋向上峰高 A_+ 和自旋向下峰高 A_- 分别正比例于自旋向上和自旋向下 SdH 振荡的振幅 $D(T) \exp[-\pi / (\omega_c \tau_{q\pm})] \cos[2\pi f_{\pm} / B \mp \pi m^* g^* / (2m_0 \cos \theta)]$, 因此 A_+ / A_- 反映了 τ_{q+} / τ_{q-} , A_{\pm} 随倾斜角的变化反映了 g^* .

如果忽略 $\tau_{q\pm}$ 的差异, 则 (2) 式可化为

$$\Delta\rho_{xx}(B) = 4\rho_0 D(T) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \times \cos\left[\frac{2\pi(E_F - E)}{\hbar\omega_c} - \pi\right] \times \cos\left(\frac{\pi\delta}{\hbar\omega_c}\right). \quad (3)$$

若 $\delta = \Delta_0 + g^* \mu_B B$, 则 (3) 式可进一步化为

$$\Delta\rho_{xx}(B) = 4\rho_0 D(T) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \times \cos\left(\frac{\pi n h}{eB \cos \theta} - \pi\right) \times \cos\left(\frac{\pi m^* g^*}{2m_0 \cos \theta} + \frac{\pi m^* \Delta_0}{e\hbar B \cos \theta}\right). \quad (4)$$

(3) 式和 (4) 式的第一个余弦项是频率项, 决定了总的 SdH 振荡的频率, 第二个余弦项是振幅包络项. 当零场自旋分裂存在时, 振幅包络 $\cos(\pi\delta/\hbar\omega_c)$ 是 $1/B$ 的周期函数. 当 $\delta/\hbar\omega_c = \nu$ (ν 为半整数) 时, 振幅包络为零, 出现拍频节点^[8]. 如果不存在零场自旋分裂, 则 $\delta = g^*\mu_B B$, 振幅包络项 $\cos[\pi g^* m^*/(2m_0 \cos\theta)]$ 是与磁场倾角有关而与磁场大小无关的常数, 此时 SdH 振荡不存在拍频节点. 当 $\cos\theta = g^* m^*/m_0$ 时, SdH 振幅为零. 传统通过临界倾角确定有效 g 因子的方法, 是基于不存在零场自旋分裂或者在高场下零场自旋分裂相对于塞曼分裂可以忽略 ($\Delta_0 \ll g^*\mu_B B$) 的条件下, 通过测量使 SdH 振幅最弱的临界角来确定 g^* . 因此, 当零场自旋分裂不可忽略时, 以上方法得到的 g^* 有局限性.

实际上, 总的自旋分裂能与零场自旋分裂能以及塞曼分裂能的关系比较复杂. 垂直场下总自旋分裂能表达式为 $|\delta| = \sqrt{(\hbar\omega_c - g^*\mu_B B)^2 + \Delta_0^2} - \hbar\omega_c$ ^[14]. 由前所述, 拍频节点出现的条件是 $\delta/\hbar\omega_c = \nu$ (ν 为半整数), 则从高场向低场计数, 第 i 个拍频节点位置所对应的总自旋分裂能为 $|\delta_i| = (i - 0.5)\hbar\omega_c$ ^[8]. 可以用公式 $|\delta| = \sqrt{(\hbar\omega_c - g^*\mu_B B)^2 + \Delta_0^2} - \hbar\omega_c$ 拟合多个拍频节点位置所对应的自旋分裂能 $|\delta_i|$ 来确定 g^* 和 Δ_0 ^[14]. 但是这种方法一般需要拍频节点的个数比较多才精确. 在倾斜磁场下, 总的自旋分裂能应修正为^[20]

$$|\delta| = \hbar\omega_c \sqrt{P - 2\sqrt{Q}}, \quad (5)$$

其中

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

$$Q = [(1 - \beta_z)^2 - (\beta_z^2 + \beta_x^2)]^2$$

$$+ (\Delta_0/\hbar\omega_c)^2(1 + \beta_x^2),$$

$$\beta_z = g^*\mu_B m^*/(2e\hbar),$$

$\beta_x = \beta_z \tan\theta$. 当倾角 $\theta = 0^\circ$ 时, 倾斜场自旋分裂能 (5) 式可化为

$$\begin{aligned} |\delta| &= \hbar\omega_c [\sqrt{(1 - 2\beta_z)^2 + (\Delta_0/\hbar\omega_c)^2} - 1] \\ &= \sqrt{(\hbar\omega_c - g^*\mu_B B)^2 + \Delta_0^2} - \hbar\omega_c, \end{aligned}$$

即垂直场自旋分裂能公式. 由图 1 和图 2 可见, SdH 振荡拍频节点处的振幅不为零, 这说明 $\tau_{q\pm}$ 是不同的^[17,21]. 由于 FFT 自旋分裂双峰的间距反映了 Δ_0 , 双峰高度之比反映了 τ_{q+}/τ_{q-} , 双峰高度随

倾角的变化反映了 g^* , 因此可以将倾斜场下总自旋分裂能 (5) 式代入自旋分裂 SdH(2) 式中再作傅里叶变换, 然后同时拟合不同磁场倾角 θ 下 SdH 振荡的自旋分裂 FFT 实验谱, 得到 g^* , Δ_0 , $\tau_{q\pm}$ 的精确值.

对同一栅压 (-0.3 V) 下不同磁场倾角 (0° , 36° , 56°) 的 SdH 振荡实验曲线乘以一个平滑的窗口函数 $f_w(B_{\perp}^{-1} = x) = \{0.5[1 - \cos(0.5\pi x)]\}^5$, 然后在 $1/B$ 空间作傅里叶变换, 观察到典型的双峰结构, 如图 3 空心符号所示. 类似的窗口函数在若干文献中也被用来改善傅里叶分析^[17,22,23]. 由图 3 可见, FFT 的双峰高度不同, 说明 $\tau_{q\pm}$ 的大小不同^[17].

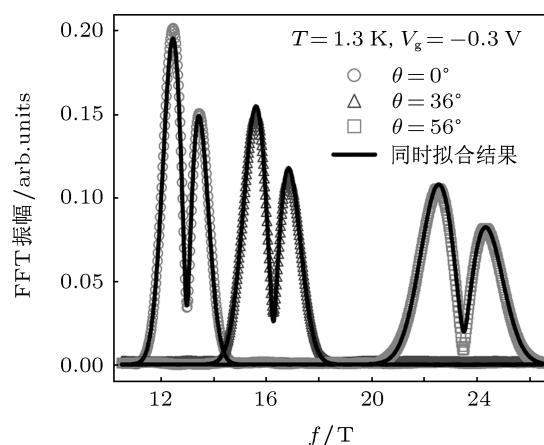


图 3 栅压为 -0.3 V, 磁场与样品法线夹角分别为 0° (空心圆), 36° (空心三角), 56° (空心方块) 时, ρ_{xx} 的实验 FFT 谱; 实线是同时拟合三条实验 FFT 谱的结果

在拟合过程中, 选取 n , $\tau_{q\pm}$, Δ_0 和 g^* 作为共同的拟合参量 (不随倾角变化). 通过寻找最小均方差

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \frac{1}{MN - p - 1} \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N |F_j^{\text{exp}}(u_k) - F_j^{\text{cal}}(u_k)|^2 \\ &= \frac{1}{MN - p - 1} \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \left| \int_{B_2}^{B_1} [\Delta\rho_{xx,j}^{\text{exp}}(B) - \Delta\rho_{xx,j}^{\text{cal}}(B)] f_w(B) B^{-2} e^{-iu_k/B} dB \right|^2, \quad (6) \end{aligned}$$

得到参量的拟合值. 其中 $M (= 3)$ 是同时拟合的曲线条数, u 是傅里叶共轭变量, N 是 u 选取个数, $p (= 5)$ 自由参量的个数, $\Delta\rho_{xx,j}^{\text{exp}}$ ($\Delta\rho_{xx,j}^{\text{cal}}$) 和 F_j^{exp} (F_j^{cal}) 分别是倾角为 θ_j 时, SdH 振荡和 FFT

谱的实验值 (理论计算值). 为了确保拟合精度, u 的间隔选取为 0.01 T. 我们在栅压 -0.3 V 下, 同时拟合三个倾角的 FFT 谱, 如图 3 所示. 拟合得到总浓度 $n = (6.245 \pm 0.001) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (与霍尔浓度 $n_H = 6.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 相近), 零场自旋分裂能 $\Delta_0 = (2.021 \pm 0.007) \text{ meV}$, 自旋向下电子量子散射时间 $\tau_{q-} = (2.375 \pm 0.002) \times 10^{-13} \text{ s}$, 自旋向上电子量子散射时间 $\tau_{q+} = (2.295 \pm 0.003) \times 10^{-13} \text{ s}$, 有效 g 因子绝对值 $|g^*| = 3.58 \pm 0.13$. 拟合傅里叶谱的磁场范围是 $0.25 \text{ T} < B \cos \theta < 2 \text{ T}$, 塞曼分裂能大约为 0.05 meV 到 0.72 meV , 符合塞曼分裂和零场自旋分裂同时存在的条件. 如果没有零场自旋分裂, SdH 振荡就没有由零场自旋分裂引起的拍频, 自旋分裂 FFT 双峰合并成单峰, $\tau_{q+} = \tau_{q-} = \tau_q$. 此时 (5) 式可化为 $|\delta| = |g^* \mu_B B|$, 将其代入 (3) 式, 拟合 FFT 谱随磁场倾角的衰减也可以得到有效 g 因子. 为了检验傅里叶解析拟合得到有效 g 因子方法的有效性, 我们再用另一种方法估算有效 g 因子. 固定零场自旋分裂能 $\Delta_0 = 2.021 \text{ meV}$ (同时拟合变角度 FFT 谱的结果), 根据垂直场下样品拍频节点位置所对应的自旋分裂能, 用公式 $|\delta| = \sqrt{(\hbar\omega_c - g^* \mu_B B)^2 + \Delta_0^2} - \hbar\omega_c$ 得到 $|g^*| = 3.49$, 接近同时拟合变角度 FFT 谱所得到的有效 g 因子. 一般地, 拍频节点越多, 磁场倾角越多, 同时拟合变角度 FFT 谱所得到的有效 g 因子的精确性就越高. 由 (2)—(4) 式可见, SdH 拍频振荡的振幅与散射时间 (正比于迁移率) 成正比, 因此迁移率越高, 就越有可能观测到更多的拍频节点 (我们的样品由于迁移率所限只观察到一个拍频节点). 由于 FFT 谱的振幅正比于 SdH 振幅, 因此拍频节点个数越多, 迁移率越高, FFT 谱的峰就越尖锐, 拟合 FFT 谱得到有效 g 因子的精度就越高. 我们再进一步比较同时拟合 2 个倾角与同时拟合 3 个倾角所得到的有效 g 因子. 同时拟合 0° 和 36° 倾角的 FFT 谱, 得到 $|g^*| = 3.63$; 同时拟合 0° 和 56° 倾角的 FFT 谱, 得到 $|g^*| = 3.75$; 同时拟合 36° 和 56° 倾角的 FFT 谱, 得到 $|g^*| = 3.24$. 可见, 同时拟合任意 2 个倾角 FFT 谱所得到的有效 g 因子的波动较大, 但其平

均值约为 3.54, 与同时拟合 3 个倾角 FFT 谱所得到的有效 g 因子 3.58 接近.

我们再用同时拟合 3 个倾角 FFT 谱的方法, 得到了栅压为 -0.2 V 和 -0.4 V 时的有效 g 因子. 三个栅压下的有效 g 因子如图 4 所示. 可以看出, 随着栅压 (浓度) 的变化, 有效 g 因子的大小在 3.5 附近略有波动. 这个数值与相关文献的报道接近. 例如, Das 等^[14] 报道 $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 的 $|g^*| = 2.8$, Nicholas 等^[24] 报道 InGaAs 的 $|g^*| = 3$, Perea 等^[25] 报道 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的 $|g^*| = 3.38$, Nitta 等^[11] 报道 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 的 $|g^*| = 3.8$, Vehse 等^[26] 报道 InGaAs/InP 的 $|g^*| = 4.5$.

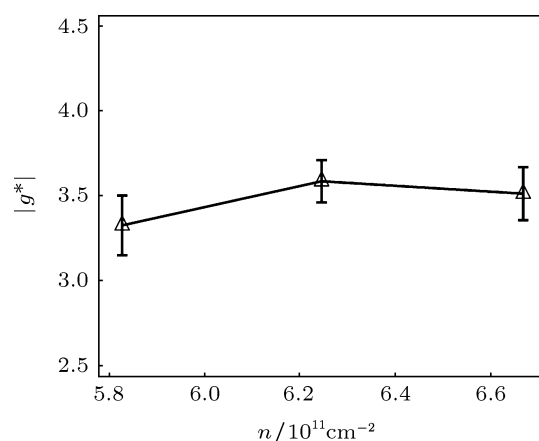


图 4 从左向右分别是栅压为 -0.4 V, -0.3 V, -0.2 V 时的有效 g 因子拟合结果

4 结论

利用化学束外延法制备了高迁移率的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱样品. 在不同磁场倾角下, 对样品的进行了低温磁输运测试. 观察到纵向磁阻的 SdH 振荡和零场自旋分裂引起的拍频. 提出了一种解析的方法, 通过同时拟合不同倾斜角度的 SdH 振荡的傅里叶变换谱, 得到了较为准确的有效 g 因子.

[1] Chu J H 2005 *Physics of Narrow Gap Semiconductors* (Beijing: Science Press) p758 (in Chinese) [褚君浩 2005 窄禁带半导体物

理学 (北京: 科学出版社) 第 758 页]

[2] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665

- [3] Bychkov Yu A, Rashba E I 1984 *JETP Lett.* **39** 78
- [4] 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]
- [5] 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]
- [6] Engels G, Lange J, Schäpers Th, Lüh H 1997 *Phys. Rev. B* **55** R1958
- [7] Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H, Enoki T 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1335
- [8] Das B, Miller D C, Datta S, Reifengerger R, Hong W P, Bhattacharya P K, Singh J, Jaffe M 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1411
- [9] Zhu B, Gui Y S, Qiu Z J, Zhou W Z, Yao W, Guo S L, Chu J H, Zhang F J 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 0786 (in Chinese) [朱博, 桂永胜, 仇志军, 周文政, 姚炜, 郭少令, 褚君浩, 张福甲 2006 物理学报 **55** 0786]
- [10] Gui Y S, Hu C M, Chen Z H, Zheng G Z, Guo S L, Chu J H, Chen J X, Li A Z 2000 *Phys. Rev. B* **61** 7237
- [11] Nitta J, Lin Y, Akazaki T, Koga T 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4565
- [12] Dobers M, Vieren J P, Guldner Y, Bove P, Omnes F, Razeghi M 1989 *Phys. Rev. B* **40** 8075
- [13] Savel'ev I G, Kreshchuk A M, Novikov S V, Shik A Y, Remenyi G, Kovács Gy, Pödör B, Gombos G 1996 *J. Phys.: Condens. Matter* **8** 9025
- [14] Das B, Datta S, Reifengerger R 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8278
- [15] Gao H L, Li D L, Zhou W Z, Shang L Y, Wang B Q, Zhu Z P, Zeng Y P 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 4955 (in Chinese) [高宏玲, 李东临, 周文政, 商丽燕, 王宝强, 朱战平, 曾一平 2007 物理学报 **56** 4955]
- [16] Shang L Y, Lin T, Zhou W Z, Huang Z M, Li D L, Gao H L, Cui L J, Zeng Y P, Guo S L, Chu J H 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 2481 (in Chinese) [商丽燕, 林铁, 周文政, 黄志明, 李东临, 高宏玲, 崔利杰, 曾一平, 郭少令, 褚君浩 2008 物理学报 **57** 2481]
- [17] Zhou Y M, Shang L Y, Yu G, Gao K H, Zhou W Z, Lin T, Guo S L, Chu J H, Dai N, Austing D G 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 073722
- [18] Lee Patrick A, Ramakrishnan T V 1985 *Rev. Mod. Phys.* **57** 287
- [19] Coleridge P T, Stoner R, Fletcher R 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1120
- [20] Studenikin S A, Coleridge P T, Yu G, Poole P J 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** 1103
- [21] Luo J, Munekata H, Fang F F, Stiles P J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 7685
- [22] Cavalheiro A, da Silva E C F, Takahashi E K, Quivy A A, Leite J R, Meneses E A 2002 *Phys. Rev. B* **65** 075320
- [23] Henriques A B 1994 *Phys. Rev. B* **50** 8568
- [24] Nicholas R J, Brummell M A, Portal J C, Cheng K Y, Cho A Y, Pearsall T P 1983 *Solid State Commun.* **45** 911
- [25] Perea Ernesto H, Mendez Emilio E, Fonstad Clifton G 1980 *Appl. Phys. Lett.* **36** 978
- [26] Vehse Deborah L, Hummel S G, Cox H M, DeRosa F, Allen S J, Jr. 1986 *Phys. Rev. B* **33** 5862

Effective g -factor in high-mobility InGaAs/InP quantum well*

Wei Lai-Ming¹⁾ Zhou Yuan-Ming²⁾ Yu Guo-Lin^{1)†} Gao Kuang-Hong¹⁾³⁾
Liu Xin-Zhi¹⁾ Lin Tie¹⁾ Guo Shao-Ling¹⁾ Dai Ning¹⁾
Chu Jun-Hao¹⁾³⁾ Austing David Guy⁴⁾

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

2) (School of Electrical and Electronic Engineering, Hubei University of Technology, Wuhan 430068, China)

3) (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)

4) (Institute of Microstructural Science M50, National Research Council of Canada, Montreal Road, Ottawa, Ontario K1A 0R6, Canada)

(Received 27 September 2011; revised manuscript received 25 November 2011)

Abstract

High-mobility In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP quantum well is fabricated by the chemical beam epitaxy technique. Clear Shubnikov-de Hass (SdH) oscillation and beating pattern due to zero-field spin splitting are observed by magnetotransport measurements at low temperature. We use an analytical method, involving the simultaneous fitting of fast Fourier transform spectra of SdH oscillations at different tilted fields, to extract the effective g -factor.

Keywords: g -factor, quantum well, magnetoresistance

PACS: 71.18.+y, 73.21.Fg, 73.43.Qt

* Project supported by the Special Funds for Major State Basic Research (Grant No. 2012CB619204), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60976093, 10934007, 11174306, 11104073), the Open Project of State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, and the Innovation Program of Shanghai Institute of Technical Physics of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. Q-ZY-5).

† E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn