

# InAlAs/InGaAs/InAlAs 量子阱高迁移率二维 电子气系统中的反弱局域效应研究\*

周文政<sup>1)2)</sup> 林 铁<sup>1)</sup> 商丽燕<sup>1)</sup> 黄志明<sup>1)</sup> 崔利杰<sup>3)</sup> 李东临<sup>3)</sup> 高宏玲<sup>3)</sup> 曾一平<sup>3)</sup>  
郭少令<sup>1)</sup> 桂永胜<sup>1)</sup> 褚君浩<sup>1)4)†</sup>

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) 广西大学物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

3) 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

4) 华东师范大学 ECNU-SITP 成像信息联合实验室, 上海 200062)

(2006 年 11 月 9 日收到, 2006 年 12 月 13 日收到修改稿)

研究了 Si 重  $\delta$  掺杂  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  单量子阱内高迁移率二维电子气系统中的反弱局域效应. 研究表明, 强的 Rashba 自旋轨道相互作用来源于量子阱高的结构反演不对称. 高迁移率系统中粒子的运动基于弹道输运而非扩散输运. 因此, 旧的理论模型不能用于拟合实验结果. 由于最新的模型在实际拟合中过于复杂, 一种简单可行的近似用于处理实验结果, 并获得了自旋分裂能  $\Delta_0$  和自旋轨道耦合常数  $\alpha$  两个重要的物理参数. 该结果与对纵向电阻的 Shubnikov-de Haas—SdH 振荡分析获得的结果一致. 高迁移率系统中的反弱局域效应研究表明, 发展有效的反弱局域理论模型, 对于利用 Rashba 自旋轨道相互作用来设计自旋器件尤为重要.

关键词:  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , 反弱局域, SdH 振荡, 二维电子气

PACC: 7200, 7280E, 7320F, 7335A

## 1. 引 言

在一无规闭合路径中, 弹性散射导致沿相反方向运动的两个电子波发生量子干涉, 引起电子背散射概率增加, 导致电阻率增大, 这就是弱无序半导体系统中的局域化效应. 如果在二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG) 中引入一个垂直磁场, 那么电子的时间反演不变性会遭到破坏, 使得两个电子的波函数之间相差一个相位, 从而降低电子回到起始点的概率, 产生负磁阻现象, 这就是弱局域 (weak localization, WL) 效应<sup>[1,2]</sup>. 在一个强自旋轨道 (spin-orbit, SO) 相互作用系统, 在外加磁场的作用下, 电子的自旋相干性被破坏, 产生正磁阻现象, 这就是反弱局域 (weak anti-localization, WAL) 效应<sup>[2,3]</sup>. 由于基于控制电子自旋的“自旋电子器件”研究的快速发展, 电子的自旋性能引起了广泛的研究兴趣<sup>[4]</sup>. 认识自旋器件的关键之一是利用量子阱中结构反演

不对称 (structure inversion asymmetry, SIA) 引起的 SO 相互作用 (Rashba 项)<sup>[5,6]</sup>. 在窄禁带半导体中, 零场自旋分裂主要来源于 SIA<sup>[7-10]</sup>.

在 SIA 量子阱中, WAL 分析对于获得零场自旋分裂能, 是一个十分有效的手段<sup>[11]</sup>. 但是, 以前用来进行 WAL 分析的理论只适合于扩散近似模型<sup>[2,12]</sup>. 扩散近似要求粒子的运动处于磁场  $B \ll B_{tr} = \hbar/2el^2$  的扩散区 (其中  $B_{tr}$  是输运场,  $\hbar$  是普朗克常数  $h$  除以  $2\pi$ ,  $e$  是电子电荷量,  $l$  是平均自由程). 在高迁移率系统中, 粒子的进动是弹道输运而不是扩散运动. 对于高迁移率系统中的 WAL 效应, 近来人们也做过理论的探索<sup>[13,14]</sup>. Lyada-Geller 的理论<sup>[13]</sup> 只适合于  $B > B_{so} = \hbar/4eD\tau_{so}$  的高场区 (其中  $D$  是扩散常数,  $\tau_{so}$  是 SO 弛豫时间). Golub 的理论<sup>[14]</sup> 对于实际的数据处理又太过复杂. 因此, 本文用另一种有效的近似来获得 SO 耦合常数  $\alpha$  和零场自旋分裂能  $\Delta_0$ . 2DEG 系统中, 由于自旋分裂产生自旋向上和向下

\* 国家重点基础研究发展规划项目 (批准号: 001CB309506) 和国家自然科学基金 (批准号: 60221502, 10374094) 资助的课题.

† E-mail: jhchu@mail.sitp.ac.cn

子能级,在磁场作用下,自旋向上和向下子能级各自分裂成一系列朗道(Landau)能级,各自的朗道能级随磁场的增加依次穿过费米(Fermi)能级,引起各自的 Shubnikov-de Haas(SdH)振荡<sup>[15]</sup>.当自旋分裂能足够大的时候,SdH 振荡测量会出现明显的拍频效应.对 SdH 振荡的分析也能获得 SO 耦合常数  $\alpha$  和零场自旋分裂能  $\Delta_0$ .实验中自旋分裂能最大的样品,其 SdH 振荡测量出现了明显的拍频.对 SdH 振荡测量结果进行分析,所得的 SO 耦合常数  $\alpha$  和零场自旋分裂能  $\Delta_0$  与 WAL 分析的结果一致.

## 2. 样品结构和实验

$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  量子阱的结构设计如图 1 所示.样品是在中国科学院半导体研究所 GEN II 型分子束外延系统上生长的,以半绝缘 InP 为衬底,首先在 InP 的(001)方向生长 327 nm 的  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  缓冲层,接着是宽度为 20 nm 的  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  量子阱,然后是 4 nm 的  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  隔离层,最后是 21 nm 的  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  势垒层和 15 nm 的  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  覆盖层,在隔离层和势垒层的边界进行 Si  $\delta$  掺杂,掺杂浓度如表 1 所示.整个样品生长过程由高能电子衍射(RHEED)监测.

样品被切割成  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  的正方形,在磁场强度  $B$  为 0—13 T 的范围内,采用范德堡法测量在温度  $T$  为 1.5 K 下的纵向电阻  $R_{xx}$  和霍尔(Hall)电阻  $R_{xy}$ ,四个电极用 In 形成良好的欧姆接触.磁场垂直于异质界面,并且在测弱局域效应的低场范围,对样品在正反两个磁场方向均进行磁输运测试.

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	15 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	21 nm
Si $\delta$ -掺杂	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	4 nm
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	20 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	327 nm
半绝缘 InP 衬底	

图 1 Si  $\delta$  掺杂  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  量子阱样品结构示意图

## 3. 结果及讨论

通过自适应求解泊松-薛定谔方程(Poisson-Schrödinger equations),获得样品的导带结构和电子波函数的空间分布(图 2).计算结果表明,样品的设计是高 SIA 量子阱结构.并且,随掺杂浓度的增加,SIA 增加<sup>[11]</sup>.从实验所测的 Hall 电阻  $R_{xy}(B)$  和零场电导,获得三个样品各自的 Hall 浓度  $n_H$  和 Hall 迁移率  $\mu_H$ .根据一系列方程  $B_{tr} = \hbar/2el^2$ ,  $\bar{l} = \bar{v}_F \tau_{tr}$ ,  $m^* \bar{v}_F = \hbar k_F$ ,  $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$  和  $\tau_{tr} = \mu m^*/e$ ,并近似取两个子带电子的平均自由程  $\bar{l}$  为  $l$ ,电子的 Hall 浓度  $n_H$  为  $n_s$ ,  $\mu_H$  为输运迁移率  $\mu$  ( $\mu$  对应输运散射时间  $\tau_{tr}$ ),获得三个样品各自的输运场.输运场小于 1 mT,是一个非常小的磁场范围.表 1 是三个样品的参数.

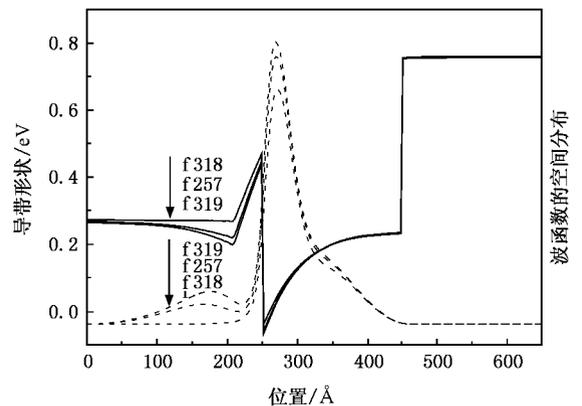


图 2 计算所得样品在 1.5 K 时的导带形状(实线)和波函数的空间分布(虚线)

表 1 各样品的参数,后三列是 1.5 K 下的结果

样品编号	掺杂浓度 / $10^{12}\text{ cm}^{-2}$	Hall 浓度 / $10^{12}\text{ cm}^{-2}$	Hall 迁移率 ( $10^4\text{ cm}^2/\text{Vs}$ )	输运场 /mT
f318	4	1.72	2.99	0.78
f257	5	2.47	4.47	0.591
f319	5.5	3.45	2.83	0.656

图 3 是样品在 1.5 K 下的低场磁阻,在该磁场范围内,随着样品浓度的增加,样品从正负磁阻变到只有正磁阻.这表明,随着样品 SIA 的增加,SO 相互作用增大<sup>[11]</sup>.从图 3 还看出,正磁阻所对应的磁场范围远远大于输运场  $B_{tr}$ ,表明电子的输运已经处于弹道区.我们用一种简单可行的近似方法获得 SO 相互作用参数.根据参考文献[16—18],近似有 SO

相互作用场  $B_{so} = B_{min}$  ( $B_{min}$  指的是从低场 WAL 区 (即负电导区) 到 WL 区 (即正电导区) 的转折点, 见图 3(b)).

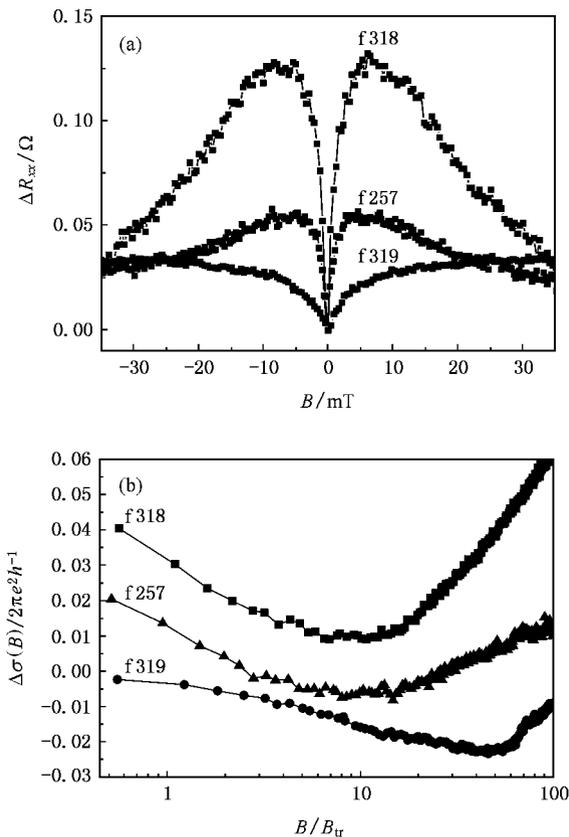


图 3 样品在 1.5 K 下的磁阻 (a) 和电导修正 (b) 随磁场的变化 (为避免各曲线交错, 图 (b) 在垂直方向进行了平移, 纵坐标只体现各曲线自身随磁场变化的相对大小)

由 Dyakonov-Perel (DP) 机理<sup>[19]</sup>, 零场自旋分裂能  $\Delta_0$  和 SO 相互作用场的关系为<sup>[16]</sup>

$$B_{so} = \frac{\Delta_0^2 \tau_{tr}}{2eD\hbar}, \quad (1)$$

扩散常数  $D = v_F^2 \tau_{tr} / 2$ , 样品 f318, f257, f319 的  $B_{min}$ , 也就是  $B_{so}$ , 分别为 5.4 mT, 7.9 mT, 30 mT, 由此计算得到它们的零场自旋分裂能  $\Delta_0$  分别为 1.46 meV, 2.12 meV, 4.89 meV. 由于样品 f319 具有更大的结构反演不对称, 因此其零场自旋分裂能比另两个样品大得多. 由  $\Delta_0 = 2\alpha k_F$ , 可得到 SO 耦合常数  $\alpha$  分别为  $0.223 \times 10^{-11}$  eVm,  $0.269 \times 10^{-11}$  eVm,  $0.525 \times 10^{-11}$  eVm. 这也是一个与自旋分裂相关的很重要的物理参数.

为了确证上面的近似方法的正确性, 我们对 SdH 振荡测量结果作快速傅里叶变换 (Fast Fourier

transform, FFT) 分析. 当 SO 相互作用足够强, 使零场自旋分裂能  $\Delta_0$  大到一定程度的时候, 自旋分裂向上和向下的电子, 其 SdH 振荡的 FFT 谱会出现临近的双峰, 由此可以获得零场自旋分裂能  $\Delta_0$ . 图 4 是三个样品在 1.5 K 下纵向电阻  $R_{xx}$  的 FFT 谱, 其中 SO 相互作用最强的样品 f319 的 FFT 谱出现了临近的双峰. 利用电子浓度  $n$  和 SdH 振荡频率  $f$  (FFT 谱的横坐标) 的一般关系<sup>[20]</sup>

$$n = 2ef/h, \quad (2)$$

获得三个样品各子带的电子浓度. 但是, 对于样品 f319, 由此计算得到的总电子浓度, 几乎是其 Hall 浓度的 2 倍. 因此, 样品 f319 中 FFT 谱的近邻双峰, 对应第一子带电子的自旋分裂. 由于第一子带电子的自旋简并已经消除, 因此需用  $n = ef/h$  计算电子浓度. 表 2 是各样品每个子带的电子浓度, 同时列入其 Hall 浓度以作对比.

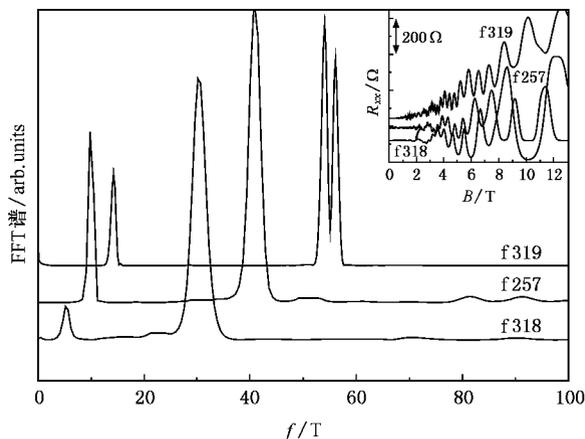


图 4 样品在 1.5 K 下的 FFT 谱 (插图是其纵向电阻  $R_{xx}$  的 SdH 振荡曲线. FFT 谱中, 高频峰对应第一子带的振荡, 低频峰对应第二子带的振荡. 其中, 样品 f319 的高频出现近邻双峰, 对应第一子带的自旋分裂. 原图和插图分别在垂直方向上进行了平移, 以免各样品的曲线交错重叠)

由于样品 f319 的 FFT 谱中出现临近的双峰, 由此可以计算零场自旋分裂能  $\Delta_0$ ,

$$\Delta_0 = E_1(\downarrow) - E_1(\uparrow) = \frac{e\hbar(f_1(\uparrow) - f_1(\downarrow))}{m^*}, \quad (3)$$

其中  $E_1(\uparrow)$ ,  $E_1(\downarrow)$  分别是第一子带自旋向上和向下电子的能级值. 从 FFT 谱 (图 4) 得到样品 f319 第一子带自旋向上和向下电子的 SdH 振荡频率, 由此计算得到零场自旋分裂能  $\Delta_0 = 4.79$  meV, 其结果与上面近似方法所得的结果一致.

表 2 各样品在 1.5 K 下的参数(  $n_1(\uparrow)$  和  $n_1(\downarrow)$  分别代表第一子带自旋向上和向下的电子浓度,  $f_1(\uparrow)$ 、 $f_1(\downarrow)$  分别是第一子带自旋向上和向下电子的 SdH 振荡频率)

样品编号	Hall 浓度 $/10^{12} \text{cm}^{-2}$	SdH 振荡频率 $f/T$		FFT 浓度/ $10^{12} \text{cm}^{-2}$		FFT 总浓度
		$f_1$	$f_2$	$n_1$	$n_2$	$n_1 + n_2 / 10^{12} \text{cm}^{-2}$
f318	1.72	30.15	5.2	1.46	0.25	1.71
f257	2.47	40.74	9.83	1.97	0.48	2.45
f319	3.45	$f_1(\uparrow) = 56.06$ $f_1(\downarrow) = 54.03$	14.27	$n_1(\uparrow) = 1.356$ $n_1(\downarrow) = 1.306$	0.69	3.35

由自旋向上和向下电子的浓度也可以计算 SO 耦合常数  $\alpha$ <sup>[9]</sup>,

$$\alpha = \frac{\Delta n \hbar^2}{m^*} \left( \frac{\pi}{2(n - \Delta n)} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

其中  $\Delta n = n_1(\uparrow) - n_1(\downarrow)$ ,  $n = n_1(\uparrow) + n_1(\downarrow)$ . 由此得到  $\alpha = 0.581 \times 10^{-11} \text{ eV m}$ , 该结果也与上面近似方法所得的结果一致.

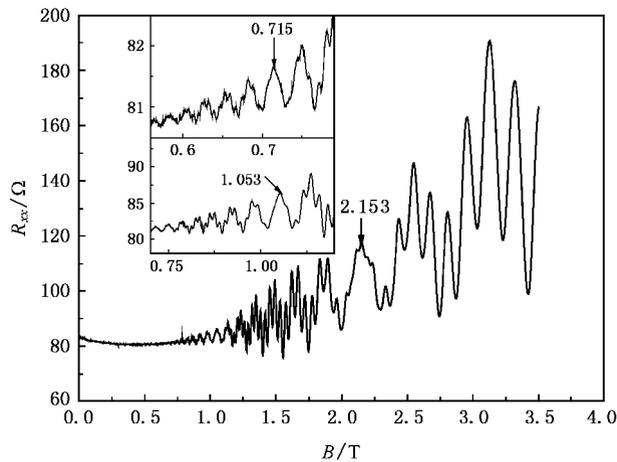


图 5 样品在 1.5 K 下纵向电阻  $R_{xx}$  的实验曲线(插图是低场下的曲线的放大,箭头标出拍频节点的位置)

由于样品 f319 量子阱内的二维电子气出现大的自旋分裂,因此纵向电阻  $R_{xx}$  的 SdH 振荡出现了明显的拍频(图 5),但拍频节点不是经典的形状,这是由于第二子带的 SdH 振荡叠加在第一子带的 SdH 振荡上造成的<sup>[20]</sup>. 对于 SdH 振荡出现明显拍频的情况,还可以用一种传统的模型估算零场自旋分裂能. 根据文献 [20],自旋分裂对 SdH 振荡振幅调制的结果,使得 SdH 振荡振幅满足

$$A \sim \cos \pi \nu, \quad (5)$$

其中  $\nu = \Delta / (\hbar \omega_c)$ . 当  $\nu$  为半整数( $\pm 0.5, \pm 1.5, \dots$ )时,  $A \rightarrow 0$ . 也即此时 SdH 振荡形成节点. 在纵向电阻  $R_{xx}$  的 SdH 振荡中,最后一个节点对应  $|\nu| =$

0.5. 接下来的节点分别对应  $|\nu| = 1.5, |\nu| = 2.5$  等等. 由节点所对应的半整数值和磁场值,计算所得对应磁场 2.153 T, 1.053 T, 0.715 T 的总自旋分裂能分别为 2.53 meV, 3.71 meV, 4.20 meV. 图 6 的实点是由图 5 计算所得各磁场下的总自旋分裂能. 根据文献 [20],低场下对各磁场下的总自旋分裂能进行直线外推,即获得零场自旋分裂能  $\Delta_0 = 4.97 \text{ meV}$ . 该结果仍与由 WAL 分析、FFT 分析所得的结果一致.

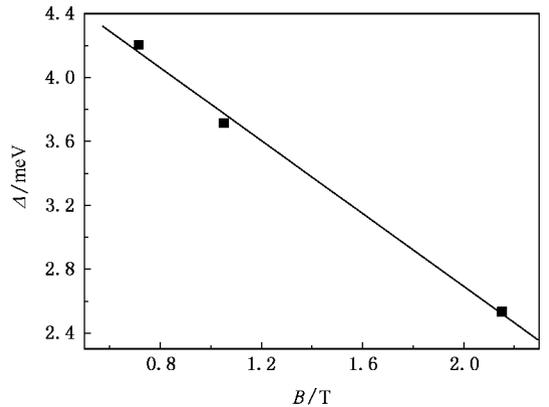


图 6 样品 f319 在各磁场下的总自旋分裂能(实点),直线为拟合线. 对拟合线进行外推,即获得零场自旋分裂能

## 4. 结 论

对 Si 重  $\delta$  掺杂  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  单量子阱样品进行了磁输运测试. 研究了单量子阱内高迁移率 2DEG 系统中的 WAL 效应. 研究表明,强的 Rashba SO 相互作用来源于量子阱高的 SIA. 一种简单可行的近似用于处理实验结果,获得了自旋分裂能  $\Delta_0$  和 SO 耦合常数  $\alpha$  两个重要的物理参数. 该结果与对纵向电阻的 SdH 振荡分析获得的结果一致. 高迁移率系统中的 WAL 效应研究

表明, 发展有效的 WAL 理论模型, 对于将来利用

Rashba SO 相互作用来设计自旋器件尤为重要.

- [ 1 ] Altshuler B , Khmel'nitskii D , Larkin A , Lee P 1980 *Phys. Rev. B* **22** 5142
- [ 2 ] Hikami S , Larkin A , Nagaoka Y 1980 *Prog. Theor. Phys.* **63** 707
- [ 3 ] Bergmann G 1984 *Phys. Rep.* **107** 1
- [ 4 ] Prinz G A 1995 *Phys. Today* **48** ( 4 ) 58  
Prinz G A 1998 *Science* **282** 1660
- [ 5 ] Rashba E I 1960 *Fiz. Tverd. Tela* ( Leningrad ) **2** 1224 [ 1960 *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109 ]  
Bychkov Y A , Rashba E I 1984 *J. Phys. C* **17** 6039
- [ 6 ] Song H Z , Zhang P , Duan S Q , Zhao X G 2006 *Chin. Phys.* **15** 3019
- [ 7 ] Das B , Datta S , Reifenberger R 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8278
- [ 8 ] Luo J , Munekata H , Fang F F , Stiles P J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 7685
- [ 9 ] Engels G , Lange J , Schapers Th , Luth H 1997 *Phys. Rev. B* **55** R1958
- [ 10 ] Gui Y S , Zheng G Z , Guo S L , Chu J H , Tang D Y , Chen J X , Li A Z 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 121 ( in Chinese ) [ 桂永胜、郑国珍、郭少令、褚君浩、汤定元、陈建新、李爱珍 1999 物理学报 **48** 121 ]
- [ 11 ] Koga T , Nitta J , Akazaki T , Takayanagi H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 046801
- [ 12 ] Iordanskii S V , Lyanda-Geller Y B , Pikus G E 1994 *JETP Lett.* **60** 206
- [ 13 ] Miller J B , Zumbühl D M , Marcus C M , Lyanda-Geller Y B , Goldhaber-Gordon D , Campman K , Gossard A C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 076807
- [ 14 ] Golub L E 2005 *Phys. Rev. B* **71** 235310
- [ 15 ] Shubnikov L , de Haas W J 1930 *Leiden Commun.* **207** ( a ) 3
- [ 16 ] Studenikin S A , Coleridge P T , Yu G , Poole P J 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** 1103
- [ 17 ] Dresselhaus P D , Papavassiliou C M A , Wheeler R G 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 106
- [ 18 ] Lin Y , Koga T , Nitta J 2005 *Phys. Rev. B* **71** 045328
- [ 19 ] D'yakanov M I , Perel' V I 1971 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60** 1954 [ 1971 *Sov. Phys. JETP* **33** 1053 ]
- [ 20 ] Das B , Miller D C , Datta S , Reifenberger R , Hong W P , Bhattacharya P K , Singh J , Jaffe M 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1411

# Weak anti-localization in InAlAs/InGaAs/InAlAs high mobility two-dimensional electron gas systems<sup>\*</sup>

Zhou Wen-Zheng<sup>1,2)</sup> Lin Tie<sup>1)</sup> Shang Li-Yan<sup>1)</sup> Huang Zhi-Ming<sup>1)</sup> Cui Li-Jie<sup>3)</sup> Li Dong-Lin<sup>3)</sup> Gao Hong-Ling<sup>3)</sup>  
Zeng Yi-Ping<sup>3)</sup> Guo Shao-Ling<sup>1)</sup> Gui Yong-Sheng<sup>1)</sup> Chu Jun-Hao<sup>1,4)†</sup>

<sup>1</sup> *National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*

<sup>2</sup> *College of Physics Science and Engineering Technology, Guangxi University, Nanning 530004, China*

<sup>3</sup> *Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*

<sup>4</sup> *ECNU-SITP Joint Laboratory for Imaging Information, East China Normal University, Shanghai 200062, China*

(Received 9 November 2006; revised manuscript received 13 December 2006)

## Abstract

Magneto-transport measurements have been carried out on three heavily Si  $\delta$ -doped  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  single quantum well samples in which two subbands were occupied by electrons. The weak anti-localization (WAL) has been found in such high electron mobility systems. The strong Rashba spin-orbit (SO) coupling is due to the high structure inversion asymmetry (SIA) of the quantum wells. Since the WAL theory model is so complicated in fitting our experimental results, we obtained the Rashba SO coupling constant  $\alpha$  and the zero-field spin splitting  $\Delta_0$  by an approximate approach. The results are consistent with that obtained by the Shubnikov-de Haas (SdH) oscillation analysis. The WAL effect in high electron mobility system suggests that finding a useful approach for deducing  $\alpha$  and  $\Delta_0$  is important in designing future spintronics devices that utilize the Rashba SO coupling.

**Keywords** :  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , weak anti-localization, SdH oscillation, two-dimensional electron gas

**PACC** : 7200, 7280E, 7320F, 7335A

<sup>\*</sup> Project supported by the State key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 001CB309506) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60221502 and 10374094).

<sup>†</sup> E-mail : jhchu@mail.sitp.ac.cn