

双 δ 掺杂 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 赝型高迁移率晶体管材料子带电子特性研究*

周文政^{1,2)} 林 铁¹⁾ 商丽燕¹⁾ 黄志明¹⁾ 朱 博¹⁾ 崔利杰³⁾
高宏玲³⁾ 李东临³⁾ 郭少令¹⁾ 桂永胜¹⁾ 褚君浩^{1,4)}

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 9 月 5 日收到, 2006 年 9 月 25 日收到修改稿)

研究了基于 InP 基的 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 赝型高迁移率晶体管材料中纵向磁电阻的 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡效应和霍耳效应, 通过对纵向磁电阻 SdH 振荡的快速傅里叶变换分析, 获得了各子带电子的浓度, 并因此求得了各子带能级相对于费米能级的位置. 联立求解 Schrödinger 方程和 Poisson 方程, 自洽计算了样品的导带形状、载流子浓度分布以及各子带能级和费米能级位置. 理论计算和实验结果很好符合. 实验和理论计算均表明, 势垒层的掺杂电子几乎全部转移到了量子阱中, 转移率在 95% 以上.

关键词: SdH 振荡, 二维电子气, FFT 分析, 自洽计算

PACC: 7360L, 7340H, 7200, 7280E

1. 引 言

基于异质结构的 III - V 族材料由于具有高电子迁移率和广泛的光电子应用而得到大量的研究^[1-7]. 而基于 InP 基的 $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ 高迁移率晶体管 (high-electron-mobility transistors, HEMTs) 与 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 高迁移率晶体管相比, 具有良好的高频、低噪声特性^[8,9]. 特别是基于 InP 基、点阵适配的高迁移率晶体管 (lattice matched HEMT, LMHEMT), 由于具有优良的性能而被用于毫米波低噪声放大器^[9,10]. 实验对不同 δ 掺杂, 基于异质结构的量子阱进行了一些研究^[11-15]. 如果在量子阱中进行 δ 掺杂, 则由于电子和电离杂质都在阱中, 电离杂质的散射大大降低了电子的迁移率; 如果选择在量子阱两边的势垒层进行 δ 掺杂, δ 掺杂层的电子进入量子阱后, 电子和电离杂质远离, 可大幅度提高其迁移率. 但是, 在势垒层进行 δ 掺杂, 掺杂电子不一定能全部转移到量子阱中. 因此, 掺杂电子的转移率是一

个需要考虑的问题. 对于基于 InP 基的、双 δ 掺杂的 $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ 赝型高迁移率晶体管 (metamorphic HEMT, MMHEMT) 的二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG) 的输运行为的研究, 可以深入地探讨这些问题. 因此, 深入研究基于 InP 基高迁移率晶体管的电学性能, 对优化器件的结构和性能极为重要.

在用磁输运测量表征半导体载流子的输运性能中, Shubnikov-de Haas (SdH)^[16] 振荡测量是一种有效的方法. SdH 振荡能给出各个子带 2DEG 的相关信息^[17-19]. 本文在磁感应强度 0—13 T、温度 1.5—60 K 的条件下, 测量了 Si 双 δ 掺杂的 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单量子阱的磁输运行为. 通过对实验数据的快速傅里叶变换 (fast Fourier transform, FFT) 分析, 得出了各子带电子的浓度, 并因此求得了各子带能级相对于费米能级的位置. 同时, 联立求解 Schrödinger 方程和 Poisson 方程, 自洽计算了样品的导带形状、载流子浓度分布以及各子带能级和费米能级位置. 理论计算的结果和实验结果很好符合. 对于该样品,

* 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

势垒层的掺杂电子转移到量子阱中的转移率在 95% 以上.

2. 样品结构和实验

$\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 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 360 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 缓冲层, 接着是 6 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层和宽度为 20 nm 的 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ 量子阱, 然后再是 6 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层, 最后是 30 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 势垒层和 20 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 覆盖层, 在隔离层中远离量子阱的两个边界均进行 $\text{Si } \delta$ 掺杂, 掺杂浓度如图 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, 在磁感应强度 B 为 0—13 T 的范围内, 采用范德堡法测量在不同温度 T (1.5—60 K) 下的纵向磁电阻和霍尔电阻, 四个电极用 In 形成良好的欧姆接触.

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	20 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	30 nm
$\text{Si } \delta$ -掺杂 ($\sim 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	6 nm
$\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	20 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	6 nm
$\text{Si } \delta$ -掺杂 ($0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	360 nm
半绝缘 InP 衬底 (001)	

图 1 $\text{Si } \delta$ 掺杂 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱样品结构示意图

3. 结果及讨论

图 2 是在温度为 1.5 K 下, 样品的纵向磁电阻 R_{xx} 和霍尔电阻 R_{xy} 随磁场的变化. 纵向磁电阻出现明显的双周期 SdH 振荡, 表明阱中电子占据了两个子带. 霍尔电阻出现明显的霍尔平台, 表明样品生长质量和均匀性均较好. 由霍尔电阻求得样品中电子

的霍尔浓度为 $n_{\text{H}} = 1.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

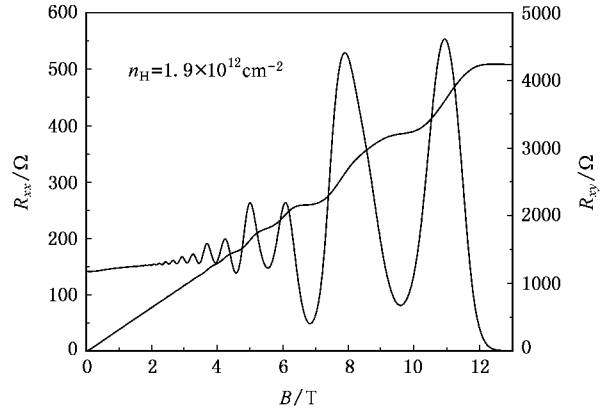


图 2 1.5 K 下样品纵向磁电阻的 SdH 振荡和霍尔电阻平台

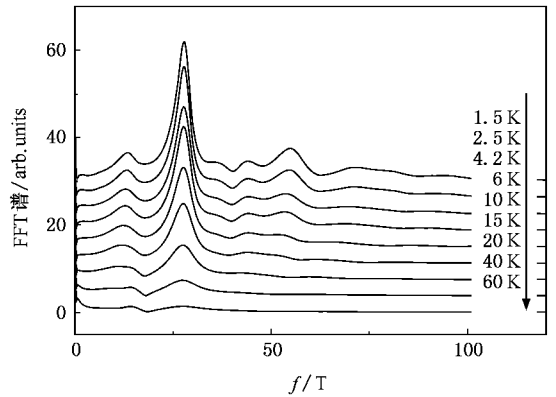


图 3 样品纵向磁电阻 R_{xx} 在不同温度下的 FFT 谱(为错开各曲线, 曲线在垂直方向进行了平移)

为了获得样品 SdH 振荡的频率 f , 我们对纵向磁电阻的 SdH 振荡作 FFT 分析. 图 3 是样品纵向磁电阻在不同温度下的 FFT 谱, FFT 谱表明电子占据了两个子带. 其中, 频率为 28 T 和 13.66 T 的两个峰分别对应第一和第二子带的振荡. 频率大于 28 T 的峰是子带电子 SdH 振荡的谐波, FFT 之前对 R_{xx} 的微分放大了这些信号, 因此在 FFT 谱中也出现峰. 我们由每一子带的电子浓度与 SdH 振荡频率 f 的关系^[20]

$$n = 2ef/h, \quad (1)$$

其中 n 为电子浓度, e 为电子电量, h 为普朗克常数, 频率 $f = 1/\Delta \left(\frac{1}{B} \right)$, 即图 3 的横坐标, 计算得到两个峰的电子浓度分别为 $1.35 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $6.44 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. 其和与电子的霍尔浓度 ($n_{\text{H}} = 1.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) 基本一致, 这说明频率大于 28 T 的峰的确是子带电

子 SdH 振荡的谐波. 如果频率大于 28 T 的峰也是子带电子 SdH 振荡的峰, 则计算所得的电子浓度会远远大于电子的霍尔浓度. 由于 SdH 振荡随着温度的升高逐渐衰减, 所以 FFT 谱的峰随着温度的升高逐渐消失. 考虑到由 FFT 分析求得的子带电子浓度之和与霍尔浓度均存在误差, 势垒层掺杂电子转移到量子阱中的有效转移率至少为 95%.

对于非简并半导体, 在低温范围, 有

$$E_F - E_i = \frac{\pi \hbar^2 n_i}{m^*}, \quad (2)$$

其中 E_F 为费米能级, E_i , n_i 分别为第 i 子带的能量和电子浓度, m^* 为电子的有效质量. 我们选取 $m^* = 0.049 m_e$ (m_e 为电子静止质量)^[21], 由此得到 $E_F - E_1 = 66.17 \text{ meV}$, $E_F - E_2 = 32.28 \text{ meV}$.

4. 理论计算

为了更进一步地了解多电子体系电子的输运特性, 我们自洽求解 Schrödinger-Kohn-Sham 方程和 Poisson 方程^[22]. 其中 Schrödinger-Kohn-Sham 方程可写为

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_{\text{eff}}(z) \right] \phi_i(z) = E_i \phi_i(z), \quad (3)$$

其中, z 是材料的生长方向, 也就是所加磁场的方向, 有效势 $V_{\text{eff}}(z)$ 包括: 1) Hartree 势 $v_H(z)$; 2) Hedin 和 Lundqvist 交互关联势^[23]; 3) 背景势 $E_b(z)$; 4) 应力影响所引入的应变势^[24]. 子带电子浓度 n_i , 波函数 ϕ_i , 子带能级 E_i 和费米能级 E_F 由有效质量近似能够很好地定义. 计算的详细过程由文献[25]给出.

由前面给出的有效质量^[21]和根据文献[26]所获得的样品的相对介电常数、导带失配等结构参数, 计算所得 1.5 K 的导带形状、载流子浓度分布以及各子带能级和费米能级位置如图 4 所示, 这里将 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ 孤立存在时的导带底位置定为能量“0”点. 从波函数 ϕ_i 的空间分布看出, 电子几乎全部局域在势阱中, 说明两边势垒层的掺杂电子几乎全部转移到了势阱. 由波函数 ϕ_i 的空间分布计算得出, 掺杂电子转移到势阱中的有效转移率为 98.7%. $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ 沟道中, 费米能级以下有两个子能级. 它们相对于费米能级的位置分别为 $E_F - E_1 = 70.04 \text{ meV}$, $E_F - E_2 = 27.74 \text{ meV}$. 由 $E_F - E_i = \pi \hbar^2 n_i / m^*$ 得 $n_1 = 1.43 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $n_2 = 5.67 \times 10^{11}$

cm^{-2} . 理论计算和实验所测的结果符合得很好.

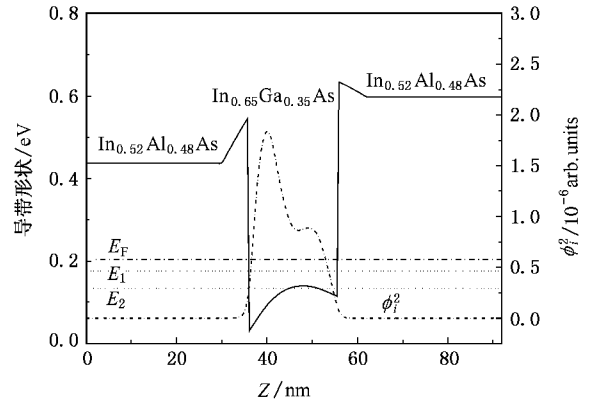


图 4 计算所得的样品在 1.5 K 时的导带形状、载流子浓度分布以及各子带能级和费米能级位置

表 1 是实验和计算所得的不同温度下的各子带的电子浓度. 表中, n_1^{SdH} , n_2^{SdH} , $n_{\text{total}}^{\text{SdH}}$ 分别表示由 SdH 振荡实验的 FFT 分析得到的第一、第二子带和总电子浓度; n_1^{cal} , n_2^{cal} 分别表示计算得到的第一、第二子带电子浓度. 实验上, 由于 SdH 振荡随温度的升高越来越弱, 且朗道能级受温度展宽的影响越来越大, 所以 FFT 峰随温度升高变低变宽, 使得 40 K 和 60 K 的 FFT 频率不能很好定位, 因此得出的子带电子浓度误差较大. 从实验数据来看, 0 K 到 60 K 的温度范围, 子带电子浓度随温度的升高几乎不变. 在这个温度范围, 理论计算的结果也说明子带电子浓度不随温度变化. 这是由该温度范围内子带能级和费米能级值不随温度变化决定的, 见图 5 (计算中仍然将 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ 孤立存在时的导带底位置定为能量“0”点).

表 1 不同温度下, 实验和计算所得的子带电子浓度

T/K	FFT 分析结果			计算结果	
	n_1^{SdH} / 10^{12} cm^{-2}	n_2^{SdH} / 10^{12} cm^{-2}	$n_{\text{total}}^{\text{SdH}}$ / 10^{12} cm^{-2}	n_1^{cal} / 10^{12} cm^{-2}	n_2^{cal} / 10^{12} cm^{-2}
1.5	1.35	0.644	1.988	1.433	0.568
2.5	1.34	0.644	1.984	1.433	0.568
4.2	1.34	0.627	1.967	1.433	0.568
6	1.34	0.627	1.967	1.433	0.568
10	1.34	0.594	1.934	1.433	0.568
15	1.34	0.578	1.918	1.433	0.568
25	1.34	0.561	1.901	1.433	0.568
40	1.32	0.677	1.997	1.433	0.568
60	1.32	0.693	2.013	1.433	0.567

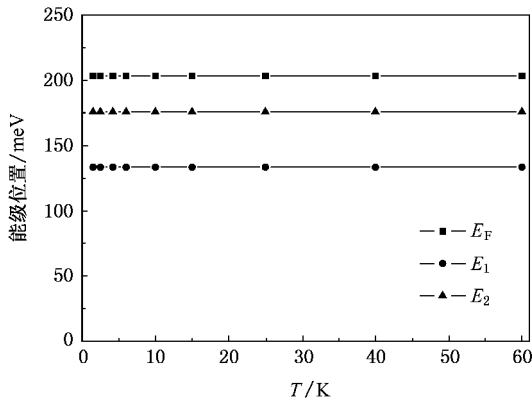


图 5 计算所得的样品在不同温度下,子带能级和费米能级值

5. 结 论

基于 InP 基的 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单量子阱在 1.5—60 K 温度范围内,磁电阻发生了双周期的 SdH 振荡,表明电子占据了两个子带.通过对纵向磁电阻 SdH 振荡的快速傅里叶变换分析,获得了各子带电子的浓度,并因此求得了各子带能级相对于费米能级的位置.联立求解 Schrödinger 方程和 Poisson 方程,自洽计算了样品的导带形状、载流子浓度分布以及各子带能级和费米能级位置.理论计算和实验结果很好符合.实验和理论计算均表明,对于该样品,在 1.5—60 K 的温度范围,载流子浓度几乎不变,势垒层的掺杂电子几乎全部转移到了量子阱中,转移率在 95% 以上.

- [1] Block T R , Wojtowicz M , Han A C , Olson S R , Oki A K , Streit D C 1998 *J. Vac. Sci. Technol. B* **16** 1475
- [2] Zhang Y F , Singh J 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 587
- [3] Mokerov V G , Fedorov Y V , Hook A V 1999 *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **33** 1064
- [4] Wang T , Bai J , Sakai S , Ohno Y , Ohno H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 2737
- [5] Schremer A T , Smart J A , Wang Y , Ambacher O , Mac-Donald N C , Shealy J R 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 736
- [6] Rosenberg J J , Benlamri M , Kirchner P D , Woodall J M , Pettit G D 1985 *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-6** 491
- [7] Ketterson A , Moloney M , Masselink W T , Peng C K , Klem J , Fischer R , Kopp W , Morkoc H 1985 *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-6** 628
- [8] Ng G I , Pavlidis D , Quillec M , Chan Y J , Jaffe M D , Singh J 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 728
- [9] Chao P C , Tessmer A J , Duh K H G , Ho P , Kao M Y , Smith P M , Ballingall J M , Liu S M , Jabra A A 1990 *IEEE Electron Device Lett.* **11** 59
- [10] Mishra U K , Brown A S , Rosenbaum S E , Hooper C E , Pierce M W , Delaney M J , Vaughn S , White K 1988 *IEEE Electron Device Lett.* **9** 647
- [11] Masselink W T 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 1513
- [12] Masselink W T 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 694
- [13] Ke M L , Westwood D , Williams R H , Godfrey M J 1995 *Phys. Rev. B* **51** 5038
- [14] Bouzaiene L , Sfaxi L , Sghaier H , Maaref H 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 8223
- [15] Zhao G Y , Adachi M , Ishikawa H , Egawa T , Umeno M , Jimbo T 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2195
- [16] Shubnikov L , de Haas W J 1930 *Leiden Commun.* **A 207** 3
- [17] Qiu Z J , Jiang C P , Gui Y S , Shu X Z , Guo S L , Chu J H , Cui L J , Zeng Y P , Zhu Z P , Wang B Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2879 (in Chinese) [仇志军、蒋春萍、桂永胜、疏小舟、郭少令、褚君浩、崔利杰、曾一平、朱战平、王保强 2003 物理学报 **52** 2879]
- [18] 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]
- [19] 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]
- [20] Das B , Miller D C , Datta S , Reifengerger R 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1411
- [21] Nitta J , Akazaki T , Takayanagi H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1335
- [22] Kohn W , Sham L J 1965 *Phys. Rev.* **140** A1133
- [23] Hedin L , Lundqvist B I 1971 *J. Phys. C* **4** 2064
- [24] Gilpérez J M , Sánchez-Rojas J L , Muñoz E , Calleja E , David J P R , Reddy M , Hill G , Sánchez-Dehesa J 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 5931
- [25] Roger H Yu 1993 *Phys. Rev. B* **47** 15692
- [26] Kim T W , Lee J I , Kang K N , Lee K S , Yoo K H 1991 *Phys. Rev. B* **44** 12891

Observations on subband electron properties in $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ MM-HEMT with Si δ -doped on the barriers *

Zhou Wen-Zheng^{1,2)} Lin Tie¹⁾ Shang Li-Yan¹⁾ Huang Zhi-Ming¹⁾ Zhu Bo¹⁾ Cui Li-Jie³⁾
Gao Hong-Ling³⁾ Li Dong-Lin³⁾ Guo Shao-Ling¹⁾ Gui Yong-Sheng¹⁾ Chu Jun-Hao^{1,4)†}

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

² *College of Physics Science and Engineering Technology, Guangxi University, Nanning 530004, China*

³ *Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*

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

(Received 5 September 2006 ; revised manuscript received 25 September 2006)

Abstract

Magneto-transport measurements have been carried out on a Si δ -doped $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ metamorphic high-electron-mobility transistor with InP substrate in a temperature range between 1.5 and 60 K under magnetic field up to 13 T. We studied the Shubnikov-de Haas (SdH) effect and the Hall effect for the $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ single quantum well occupied by two subbands and obtained the electron concentration and energy levels respectively. We solve the Schrödinger-Kohn-Sham equation in conjunction with the Poisson equation self-consistently and obtain the configuration of conduction band, the distribution of carriers concentration, the energy level of every subband and the Fermi energy. The calculational results are well consistent with the results of experiments. Both experimental and calculational results indicate that almost all of the δ -doped electrons transfer into the quantum well in the temperature range between 1.5 and 60 K.

Keywords : SdH oscillation, two-dimensional electron gas, FFT analysis, self-consistently calculation

PACC : 7360L, 7340H, 7200, 7280E

* 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).

† E-mail : jhchu@mail.sitp.ac.cn