

不同量子阱宽度的 InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}/\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ 高电子迁移率晶体管材料二维电子气的性能研究

高宏玲^{1)†} 李东临¹⁾ 周文政²⁾ 商丽燕²⁾ 王宝强¹⁾ 朱战平¹⁾ 曾一平¹⁾

1) 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

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)

(2006 年 8 月 30 日收到, 2007 年 1 月 25 日收到修改稿)

用 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡效应, 研究了在 1.4 K 下不同量子阱宽度 (10—35 nm) 的 InP 基高电子迁移率晶体管材料的二维电子气特性. 通过对纵向电阻 SdH 振荡的快速傅里叶变换分析, 得到不同阱宽时量子阱中二维电子气各子带电子浓度和量子迁移率. 研究发现, 在 Si 掺杂浓度一定时, 阱宽的改变对于量子阱中总的载流子浓度改变不大, 但是随着阱宽的增加, 阱中的电子从占据一个子带到占据两个子带, 且第二子带上的载流子迁移率远大于第一子带迁移率. 当量子阱宽度为 20 nm 时, 处在第二子能级上的电子数与处在第一子能级上的电子数之比达到了最大值 0.24. 此时有最多的电子位于迁移率高的第二子能级, 材料的迁移率也最大. 此结果对于优化器件的设计有重要意义.

关键词: 量子阱宽, 二维电子气, Shubnikov-de Haas 振荡, 高电子迁移率晶体管

PACC: 7360L, 7215G, 7280E

1. 引 言

高电子迁移率晶体管 (HEMT) 因其具有良好的输运特性, 广泛地应用于微电子领域并得到了大量的研究^[1]. InP 基 $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ HEMT 与传统的 GaAs 基 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HEMT 材料相比, 具有更高的电子迁移率和电子饱和速度以及更大的二维电子气 (2DEG) 面密度, 而成为目前超高速器件的优先选择. 特别是 InP 基的 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}/\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ HEMT 材料, 由于属于晶格匹配体系而使材料在分子束外延 (MBE) 过程中可以生长出良好的晶体质量, 具有优良的性能, 而被应用于毫米波低噪声功率放大器领域^[2,3]. 对于 HEMT 材料的器件研究, 提高 2DEG 浓度和迁移率是至关重要的. 2DEG 的浓度主要受异质结材料导带偏移量 ΔE_c 和杂质掺杂浓度以及电子转移效率的影响. 在材料一定的前提下 ΔE_c 就确定了, 而过大的掺杂浓度必然导致平行电导的出现. 电子转移效率主要受势垒层及隔离层厚度影响并已经得到了系统的研究^[4]. 量子阱宽度对量子阱中电

子在不同能级之间的分布以及对材料宏观的 2DEG 浓度和迁移率的影响对于进一步优化 InP 基 HEMT 器件极为重要, 可是至今还缺乏这方面系统的实验研究.

在用磁输运测量表征半导体载流子输运性能中, Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡测量是一种有效的方法. SdH 振荡能够给出量子阱中各子带 2DEG 的精确信息^[5-7]. 本文在磁感应强度为 0—13 T, 温度为 1.4 K 的条件下, 研究了不同量子阱宽度的 InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}/\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ HEMT 材料中 2DEG 的磁输运特性. 通过对实验数据的快速傅里叶变换 (FFT) 分析, 得到不同阱宽时量子阱中各子能级填充状态, 并分析了不同子能级的电子浓度、迁移率随量子阱宽度的变化关系, 得到了器件迁移率最优化时的量子阱宽度, 并分析了其微观机制, 达到了优化 InP 基 HEMT 器件性能的目的.

2. 样品结构和实验

我们用 EPI GEN II 型 MBE 系统, 采用高纯 In,

† E-mail: hlgao@red.semi.ac.cn

Ga, Al 和 Si 源, 在半绝缘 Fe 掺杂的 InP 衬底(100) 方向外延生长如图 1 所示晶格匹配的 InP 基 HEMT 器件材料, 量子阱宽度 10, 15, 20, 25, 35 nm 分别对应样品编号为 A, B, C, D, E 的 5 个样品. 在材料生长之前, 需要在 500 °C, 砷气压为 1.33×10^5 Pa 时去除 InP 衬底表面的氧化层. 然后生长 350 nm $\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ 缓冲层, 接着是厚度为 10—35 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}$ 沟道层也就是量子阱层, 对于不同的样品量子阱层的厚度也各不相同. 经 4 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ 隔离层后, 进行 Si 的 n 型 δ 掺杂, 其掺杂浓度为 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. 最后生长 $\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ 势垒层和 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}$ 帽层. 其中 $\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ 和 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}$ 的生长速度分别为 0.350 和 0.273 nm/s. 在生长过程中, InP 衬底以 10 r/min 的速度水平旋转. 整个生长过程由反射高能电子衍射 (RHEED) 监控, 以保证良好的二维生长.

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 帽层	15 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 势垒层	21 nm
Si δ 掺杂层 $5 \times 10^{12} / \text{cm}^2$	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层	4 nm
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 量子阱层	10—35 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 缓冲层	350 nm
InP 衬底	

图 1 Si δ 掺杂 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}/\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ HEMT 样品结构示意图

将外延片切割成 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 的正方形作为磁性测量样品. 样品四角焊铂电极, 经氮气氛围 340 °C 合金, 形成良好的欧姆接触. 在 1.4 K 温度下, 在 $B = 0$ —13 T 的磁场范围内采用范德堡法测量不同量子阱宽度样品的纵向电阻 R_{xx} 和 Hall 电阻 R_{xy} , 测量时磁场方向与样品表面垂直.

3. 结果及讨论

图 2 给出了各样品在 1.4 K 下 R_{xx} 的 SdH 振荡曲线. 从图 2 可以看出, 每个样品都在较低的磁场强度下呈现了复杂的 SdH 振荡曲线, 这说明我们所生长的外延样品质量较好, 具有较高的迁移率^[8]. 随着量子阱宽度的改变, SdH 振荡曲线形状出现了明显的差异. 随着阱宽的增加, SdH 振荡逐渐呈现多周期

调节振荡形式. 当阱宽为 10 nm 时, 呈现的是单一周期的振荡图像. 阱宽大于 20 nm 后, 开始有多周期的调制振荡现象. 此时, 在由于单边掺杂所形成的量子阱中至少有两个能级被电子占据. 为了得到每一个子能级上具体的电子浓度以及迁移率信息, 应用 FFT 分析了各样品 R_{xx} 的 SdH 振荡数据.

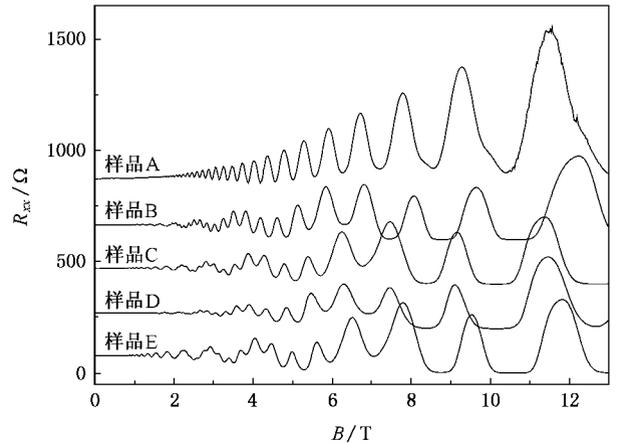


图 2 各样品在 1.4 K 下 R_{xx} 的 SdH 振荡曲线

图 3 给出了各样品的 R_{xx} 对于 $d^2 R_{xx} / dB^2$ 的 FFT 谱. 从图 3 中可以明显地看到, 当量子阱宽度为 10 nm 时, FFT 谱仅有一个峰值 f_0 , 表明在量子阱中电子确实只占据一个子带, 即基态能级. 而当量子阱宽度增加到 20 nm 以上时, FFT 谱明显出现两个高峰值的频率尖峰 f_0 和 f_1 , 说明量子阱中电子随着量子阱宽度的增加已开始占据两个子带, 即基态能级和第一激发态能级. 这一变化表明, 量子阱宽度直接影响量子阱中电子的能级填充状态.

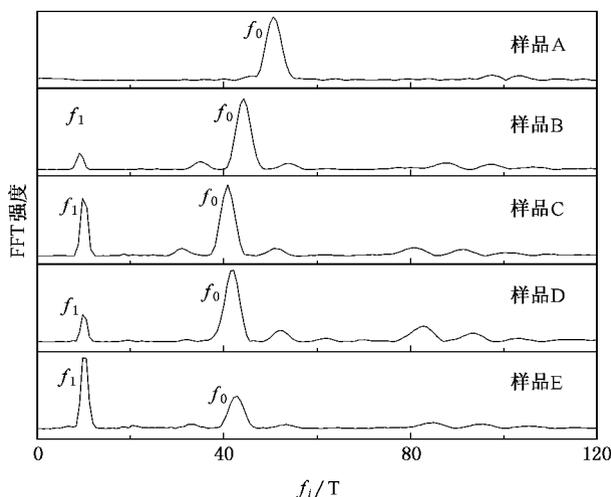
值得说明的是, 在 FFT 变换后的图形中除去较高峰位的主峰外, 还有一些小的附属峰出现. 这些附属峰对于载流子浓度并没有贡献, 是由于较高的谐波 nf_i ($n = 2, 3, 4, \dots$) 或是由于磁致子带间散射引起的共振所产生的频率 $f = f_i + f_j$ ($i \neq j$)^[9]. 这里 f_i 是电子占据第 i 个子带的基频. 在 FFT 变换之前, R_{xx} 曲线对磁感应强度 B 做了二阶微分, 图 3 中对这些信号进行了放大.

FFT 谱频率 f_i 与量子阱层中 2DGE 所占据各子带的载流子浓度 n_i 相对应, 并满足以下关系式^[10]:

$$n_i = 2ef_i/h, \quad (1)$$

式中 e 是电子电量, h 是 Planck 常量. 频率

$$f = 1/\Delta \left(\frac{1}{B} \right),$$

图3 不同量子阱宽度样品 R_{xx} 的 FFT 谱

由此关系得出 f_i 即为图 3 的横坐标. 进而结合(1)式可以计算出图中各子带的载流子浓度, 求和即可得到总的 2DEG 面密度, 计算结果列于表 1. 同时, FFT 谱峰电子浓度的半高宽与电子的量子迁移率 μ_i 成反比^[11],

$$\mu_i = \sqrt{3\pi}/\Delta n_i, \quad (2)$$

式中 Δn_i 为 FFT 变换后电子浓度峰的半高宽. 通过(2)式可求出各子带电子的量子迁移率 μ_i , 所得结果也列于表 1.

表 1 样品载流子浓度 $n_s = n_0 + n_1$ 和电子的量子迁移率 μ_i

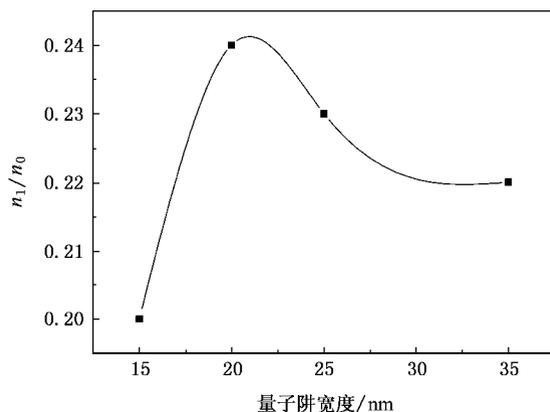
样品 编号	量子阱 宽度/nm	$n_1 + n_0 /$ 10^{12} cm^{-2}	$\mu_0 /$ $10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$\mu_1 /$ $10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
A	10	2.45	3.55	—
B	15	2.58	3.70	8.24
C	20	2.45	3.93	8.53
D	25	2.52	3.72	8.65
E	35	2.55	3.59	8.13

从表 1 可以看出, 在掺杂浓度一定的前提下, 量子阱宽度的改变对总的载流子浓度影响不大, 总的载流子面密度在 $2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 左右, 但随着阱宽的改变位于两个不同能级上的载流子数量有较大变化. 通过曲线拟合载流子浓度峰半高宽所计算出的各子能级电子迁移率可以看出, 与基态电子的迁移率 μ_0 相比较, 激发态上的电子迁移率 μ_1 要大近 3 倍. 近来迁移率谱的研究结果^[12,13]也证明电子在激发态上的迁移率大于基态上的迁移率. 其物理起源于散射机制, 在所测试的低温条件下, 电离杂质散

射对量子阱中电子传输起主导作用^[14]. 量子阱中不同能级的电子因为受到的电离杂质散射强度不同, 使其迁移率不同. 首先, 与基态电子波函数 $\Psi_0(z)$ 相比较, 激发态电子的波函数 $\Psi_1(z)$ 更多地向空间展宽, 远离电离杂质层, 受到的电离杂质散射作用较小. 而基态电子波函数 $\Psi_0(z)$ 则被束缚在杂质层附近, 受到的电离杂质散射作用较大, 因而激发态电子迁移率要高于基态电子迁移率^[15,16]. 另外, 激发态电子能级 E_1 位置要高于基态电子的能级 E_0 . 电子同时占据两个子带时, 激发态上电子的能量要大于基态电子的能量, 而减小了电离杂质的散射作用, 也表现为激发态电子迁移率高于基态电子迁移率^[16]. 以上两种原因是激发态载流子迁移率大于基态载流子迁移率的主要机制.

对应用于 HEMT 材料的器件, 所用材料具有高迁移率是一个重要的参数. 由以上的分析可知, 处于第一激发态上的电子量子迁移率要远大于处在基态能级上的电子迁移率, 而阱宽对于占据这两个能级上电子数又有着决定性的影响. 因而我们寻求一个适当的阱宽使处在高迁移率的第一激发态上的电子数最多, 以达到提高材料迁移率特性的目的.

当 2DEG 开始占据两个能级后, 处在两个能级上的电子数之比随量子阱宽度的变化关系由图 4 给出. 当量子阱宽度为 20 nm 时, 处在高迁移率的第一激发态能级上的电子数与处在基态能级上的电子数之比达到了最大值 ($n_1/n_0 = 0.24$). 说明此时有最大比例的电子位于迁移率高的激发态能级, 材料的迁移率也最大. 此结果对于优化器件的设计有重要意义.

图 4 占据第一激发态能级与基态能级的电子数之比 n_1/n_0 随量子阱宽度的变化曲线

4. 结 论

本文利用 MBE 技术生长了不同量子阱宽度的高质量 InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}/\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ HEMT 器件材料. 用 SdH 振荡的方法, 在磁感应强度在 0—13 T, 温度为 1.4 K 的条件下, 系统地研究了量子阱宽度与其中 2DEG 的磁输运特性. 通过对实验数据的 FFT 分

析, 得到量子阱中各子带填充状态以及迁移率随量子阱宽度的变化关系. 得出阱宽的改变虽没有对总的载流子浓度带来显著影响, 但是随着阱宽的增加电子逐渐占据迁移率高的激发态能级. 当宽度为 20 nm 时, 处在第一激发态上的电子数与处在基态上的电子数之比达到最大值(0.24), 此时材料的迁移率最大. 说明这一量子阱宽度是制作 InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}/\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ HEMT 器件的最佳选择.

- [1] Geiger D, Mittermeier E, Dickmann J, Geng C, Winterhof R, Scholz F, Kohn E 1995 *IEEE Electron Dev. Lett.* **16** 259
- [2] Yamashita Y, Endoh A, Shinohara K, Hikosaka K, Matsui T, Hiyamizu S, Mimura T 2002 *IEEE Electron Dev. Lett.* **23** 573
- [3] Ng G I, Pavlidis D, Quilic M, Chan Y J, Jaffe M D, Singh J 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 728
- [4] Jung M, Kim T W, Lee D U, Choo D C, Yoo K H, Kim D L, Kim M D, Lim H 2001 *Appl. Surf. Sci.* **177** 1
- [5] 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]
- [6] Zhou W Z, Yao W, Zhu B, Qiu Z J, Guo S L, Lin T, Cui L J, Gui Y S, Chu J H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2044 (in Chinese [周文政、姚 炜、朱 博、仇志军、郭少令、林 铁、崔利杰、桂永胜、褚君浩 2006 物理学报 **55** 2044]
- [7] Li D L, Zeng Y P 2006 *Chin. Phys.* **15** 654
- [8] Capper P 1994 *Properties of Narrow Gap Cadmium Based Compounds* (London : Short Run Press Ltd.) pp41—43, 399—412
- [9] Leadley D R, Fletcher R, Nicholas R J, Tao F, Foxon C T, Harris J J 1992 *Phys. Rev. B* **46** 12439
- [10] Das B, Miller D C, Datta S, Reifenberger R, Hong P W, Bhattacharya P K, Singh J, Jaffe M 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1411
- [11] Skuras E, Kumar R, Williams R L, Stradling R A, Dmochowski J E, Johnson E A, Machinnon A, Harris J J, Beall R B, Wisniewski P 1991 *Semicond. Sci. Technol.* **6** 535
- [12] Gui Y S, Guo S L, Zheng G Z, Chu J H, Fan X H, Qin K, Wang X W 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 1309
- [13] Zheng Z W, Shen B, Gui Y S, Jiang C P 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 1872
- [14] Hai G Q, Studart N, Peeters F M, Koenraad P M, Wolter J H 1996 *J. Appl. Phys.* **80** 5809
- [15] Zheng X, Carns T K, Wang K L, Wu B 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 504
- [16] Fu Y, Willander M 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 3504

Subband electron properties of InGaAs/InAlAs high-electron-mobility transistors with different channel thickness

Gao Hong-Ling^{1)†} Li Dong-Lin¹⁾ Zhou Wen-Zheng²⁾ Shang Li-Yan²⁾

Wang Bao-Qiang¹⁾ Zhu Zhan-Ping¹⁾ Zeng Yi-Ping¹⁾

¹⁾ *Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*

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

(Received 30 August 2006; revised manuscript received 25 January 2007)

Abstract

Magnetotransport properties of $\text{In}_{0.53}\text{GaAs}/\text{In}_{0.52}\text{AlAs}$ high electron mobility transistor (HEMT) structures with different channel thickness of 10—35 nm have been investigated in magnetic fields up to 13 T at 1.4 K. Fast Fourier transform has been employed to obtain the subband density and mobility of the two-dimensional electron gas in these HEMT structures. We found that the thickness of channel does not significantly enhance the electron density of the two-dimensional electron gas, however, it has strong effect on the proportion of electrons inhabited in different subbands. When the size of channel is 20 nm, the number of electrons occupying the excited subband, which have higher mobility, reaches the maximum. The experimental values obtained in this work are useful for the design and optimization of InGaAs/InAlAs HEMT devices.

Keywords: channel thickness, two-dimensional electron gas, Shubnikov-de Haas oscillations, high electron mobility transistor

PACC: 7360L, 7215G, 7280E