

两个子带占据的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱中填充因子的变化规律^{*}

商丽燕^{1)†} 林 铁¹⁾ 周文政^{1,2)} 郭少令¹⁾ 李东临³⁾ 高宏玲³⁾ 崔利杰³⁾ 曾一平³⁾ 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)

(2007 年 10 月 29 日收到 2007 年 12 月 3 日收到修改稿)

研究了低温(1.5 K)和强磁场(0—13 T)条件下, InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱中电子占据两个子带时填充因子随磁场的变化规律。结果表明, 在电子自旋分裂能远小于朗道能级展宽的情况下, 如果两个子带分裂能是朗道分裂能的整数倍时, 即 $\Delta E_{21} = k\hbar\omega_c$ (其中 k 为整数), 填充因子为偶数; 当两个子带分裂能为朗道分裂能的半奇数倍时, 即 $\Delta E_{21} = (2k+1)\hbar\omega_c/2$, 填充因子出现奇数。

关键词: $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱, 填充因子, 磁输运

PACC: 7360L, 7215G, 7280E

1. 引 言

近年来, InP 基 InGaAs/InAlAs 高电子迁移率晶体管在毫米波器件和超高速电路的应用方面表现出优越的性能, 促使人们对其进行深入的研究^[1-3]。由于 InGaAs/InAlAs 异质结构的导带不连续值较大^[4,5], 在掺杂浓度比较高时, InGaAs 沟道中二维电子气将会占据两个子带。因此, 研究 InGaAs 沟道中电子占据两个子带时二维电子气的输运特性是非常重要的。

在低温和强磁场条件下对二维电子气进行磁输运测试, 通常会观察到量子霍尔效应。这一效应最突出的特征是霍尔电阻出现具有一定宽度的霍尔平台, 而且在平台处纵向电阻接近于零, 填充因子为整数。最近的研究表明, 当电子自旋分裂能比较大时, 在某一磁场范围内填充因子只出现奇数或偶数^[6,7]。由此可见, 在研究二维电子气输运特性过程中, 填充因子也是一个非常重要的参数。因为通过分析填充因子的变化情况, 可以了解二维电子气在朗道能级的填充情况, 为进一步研究二维电子气的输

运特性奠定基础。

本文在低温和强磁场条件下, 对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱中的二维电子气进行了磁输运测试, 通过分析纵向电阻取得极小值时的霍尔电阻, 研究了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱中电子占据两个子带时填充因子的变化规律。

2. 样品结构和实验

实验所用的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱样品是用分子束外延设备生长的, 其结构如图 1 所示。首先在半绝缘的 InP 衬底上生长 327 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, 接着依次生长 20 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 沟道层, 4 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层, $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 的 $\text{Si}\delta$ 掺杂层, 21 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}$ 势垒层, 最后是 15 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 帽层, 生长温度均为 440 °C, 整个样品的生长过程由反射高能电子衍射监测。测试所用的样品被切成 5 mm × 5 mm 的正方形, 用 In 形成良好的欧姆接触。在 0—13 T 的磁场范围内, 采用范德堡法测量样品的纵向电阻和霍尔电阻。

* 国家自然科学基金(批准号: 60221502)资助的课题。

† E-mail: liyshang@mail.sitp.ac.cn

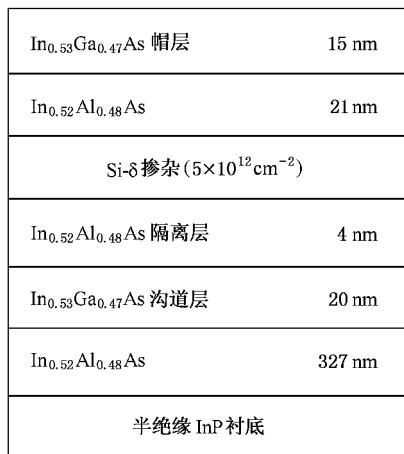


图 1 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱结构示意图

3. 实验结果和讨论

图 2 所示是温度为 1.5 K 时纵向电阻和霍尔电阻的测试结果。从纵向电阻的测试结果来看,可以观察到明显的 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡。它是由几个不同频率的振荡叠加而成的,表明二维电子气的电子占据了几个不同的子带。通过对 SdH 振荡进行快速傅里叶变化 (fast fourier transform, 简称 FFT), 可以得到每个子带的振荡频率。

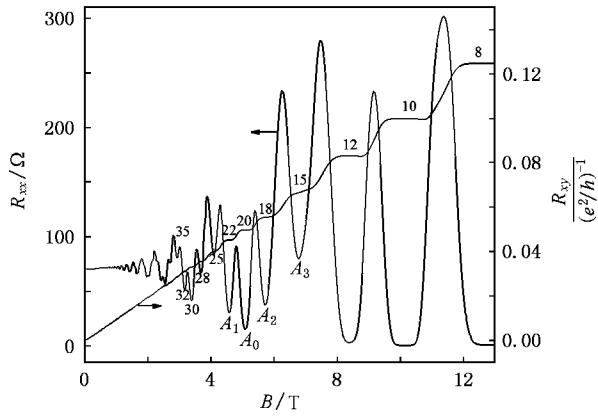


图 2 温度为 1.5 K 的纵向电阻和霍尔电阻的测试结果

图 3 所示的实线为纵向电阻的 FFT 结果, 峰 A , B 的横坐标分别对应于第一、第二子带的振荡频率 f_0 , f_1 。除此之外, 还有两个峰 C , D , 它们对应的频率分别为 $f_0 - f_1$ 与 $f_0 + f_1$, 这一差频与和频是由于子带之间的散射引起的^[8]。根据振荡频率与电子浓度 n_i 的关系, 即 $n_i = e f_i / \pi \hbar$ (其中 $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗

克常数, e 为电子的电荷大小), 得到第一、第二子带的电子浓度分别为 $1.97 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $0.49 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。低温下, 二维电子气的每个子带的电子浓度和这个子带的能级 E_i 与费米能级 E_F 的相对位置有关, 即 $E_F - E_i = \frac{\pi \hbar^2 n_i}{m^*}$ (其中电子的有效质量 m^* 由文献[8]给出)。由此得到, 第一、第二子带的分裂能为 $\Delta E_{21} = 72.45 \text{ meV}$ 。

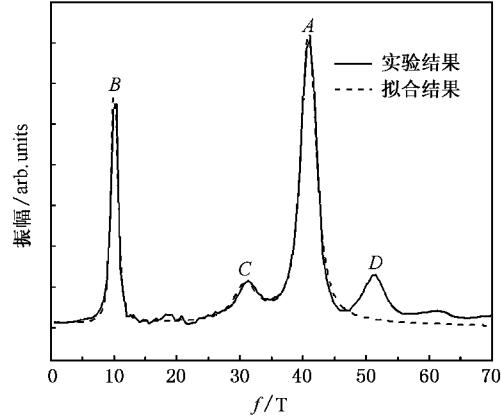


图 3 SdH 振荡的 FFT 的实验结果和拟合结果

图 2 所示的霍尔电阻具有明显的霍尔平台, 通过分析纵向电阻取得极小值时的霍尔电阻, 可以得到相应的填充因子。图 2 中给出了相应的填充因子, 在某一磁场范围之内, 填充因子只出现偶数, 而在相邻两个偶数区间之间, 填充因子出现奇数。为了研究电子占据两个子带时填充因子的变化情况, 我们首先分析了电子占据一个子带时的填充因子。在外磁场 B 垂直二维电子气所在平面时, 二维电子气的子能带分裂成一系列的朗道能级, 朗道能级的分裂能为 $\hbar \omega_c$ (其中 $\omega_c = eB/m^*$ 为回旋频率)。这些朗道能级是高度简并的, 每个朗道能级的简并度为 $D = 2Se/h$ (其中 S 为二维电子气的面积)。由于电子受到电离杂质、粗糙界面、合金无序等散射的影响, 朗道能级会有不同程度的展宽, 当电子自旋分裂能远小于朗道能级的展宽, 即接近于自旋简并的情况, 如图 4(a) 所示。在纵向电阻 R_{xx} 有极小值时, 电子恰好填满 j_i 个朗道能级, 即 $n_i S = j_i D$ 。因此, 当纵向电阻 R_{xx} 取得极小值时, 霍尔电阻为

$$R_{xy} = \frac{B}{n_i e} = \frac{1}{2j_i(e^2/h)}, \quad (1)$$

其中, 填充因子 $j_i = 2j_i$ 为偶数。因此, 在二维电子气

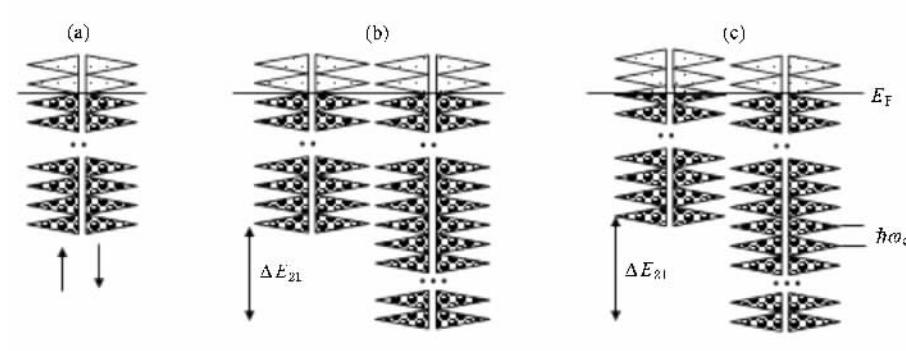


图4 不同条件下,纵向电阻取得极小值时朗道能级的填充情况 (a)电子占据一个子带 箭头表示电子自旋的方向 (b)电子占据两个子带且两个子带之间的分裂能 $\Delta E_{21} = k\hbar\omega_c$ (c)电子占据两个子带且两个子带之间的分裂能 $\Delta E_{21} = (2k+1)\hbar\omega_c/2$

只占据一个子带且电子自旋分裂能远小于朗道能级的展宽时,填充因子为偶数.

当二维电子气占据两个子能带时,如果两个子带的分裂能为朗道能级分裂的整数倍 $\Delta E_{21} = k\hbar\omega_c$ (其中 k 为整数),纵向电阻取得极小值时,对第一、第二子带而言,费米能级均位于两个朗道能级之间,朗道能级的填充情况如图4(b)所示,这时霍尔电阻

$$R_{xy} = \frac{B}{(n_1 + n_2)e} = \frac{1}{(j_1 + j_2)(e^2/h)}, \quad (2)$$

j_1 j_2 分别为第一、第二子带的填充因子,如果每个子带电子的自旋分裂远小于朗道能级的展宽,每个子带的填充因子均为偶数,因此总的填充因子 $j_f = j_1 + j_2$ 为偶数.如图2中纵向电阻取得极小值时的 A_0 位置,磁场强度 $B = 5.07$ T,朗道能级的分裂能 $\hbar\omega_c = 6$ meV,第一子带和第二子带的分裂能 $\Delta E_{21} = 12\hbar\omega_c$.因此, A_0 这一纵向电阻取得极小值的位置对应的填充因子为偶数.由于第一子带的电子浓度高,即第一子带的振荡频率高,因此在 A_0 位置附近纵向电阻多次出现极小值(如 A_1 , A_2 位置所示),此时填充因子的变化主要来自于第一子带填充因子的变化.当两个子带的分裂能为朗道能级分裂的半奇数倍,即 $\Delta E_{21} = (2k+1)\hbar\omega_c$,而且朗道能级的填充情况如图4(c)所示,即第一子带刚好填满整数个朗道能级 $n_1 S = j_1 D$,第二子带朗道能级填充为半满的情况 $n_2 S = (j_2 + 1/2)D$.因此,第一子带的填充因子 $j_1 = 2j_1$ 为偶数,而第二子带的填充因子 $j_2 = 2j_2 + 1$ 为奇数,因此总的填充因子 $j_f = j_1 + j_2$ 为奇数.以图2中纵向电阻取得极小值时的 A_3 位置为例,磁场强度 $B = 6.77$ T,此时 $\hbar\omega_c = 16$ meV,因此第一、第二子带的分裂能 $\Delta E_{21} = 4.5\hbar\omega_c$,所以纵向电阻取得极小

值时对应的填充因子是 15,为一个奇数.因此,当二维电子气的电子占据两个子带时,如果电子自旋分裂远小于朗道能级的展宽,在某一磁场范围之内,填充因子只出现偶数,而在相邻两个偶数区间之间,填充因子出现奇数.

为了进一步确证填充因子随磁场的这一变化规律,本文利用拟合 FFT 结果的输运参数,得到纵向电阻 SdH 振荡的计算结果,然后与实验结果进行比较,进一步分析了填充因子的变化.当电子占据两个子带时,为了减小分析误差,Yu 等人^[9,10]利用拟合 FFT 结果得到了每个子带的电子浓度、迁移率以及与迁移率相关的散射时间等输运参数.本文在考虑了子带之间的散射效应后,对 FFT 结果进行拟合,其结果如图3中虚线所示.由于子带散射引起的和频振荡对纵向电阻的贡献小^[11],这里只考虑子带散射引起的差频振荡效应^[12].如图3所示,FFT 的拟合结果和实验结果吻合得比较好.根据拟合结果,得到第一、第二子带电子的输运散射时间为 $0.54 \times$

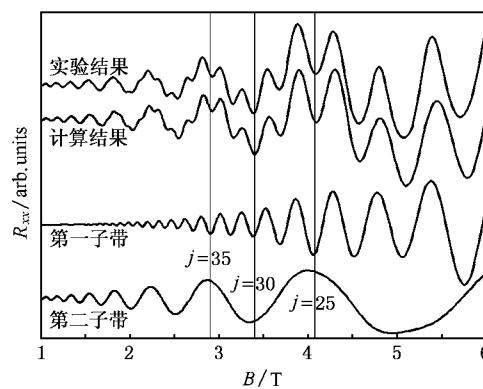


图5 根据拟合 FFT 结果,计算得到的纵向电阻的 SdH 振荡曲线以及第一、第二子带纵向电阻的 SdH 振荡曲线

10^{-12} 和 0.59×10^{-12} s, 而量子散射时间为 0.08×10^{-12} 和 0.2×10^{-12} s, 以及子带间散射的散射时间为 0.46×10^{-12} s. 通过这些拟合参数, 根据文献[9]中出现量子效应时纵向电阻随磁场变化的表达式, 得到纵向电阻 SdH 振荡的计算结果(如图 5 所示), 这一计算结果与实验结果吻合得比较好. 图 5 还给出了每个子带纵向电阻 SdH 振荡的计算结果. 以图 5 中磁场强度 $B = 4.07$ T 处的纵向电阻极小值为例, 这时第一子带纵向电阻取得极小值, 第二子带纵向电阻取得极大值. 因此, 在 $B = 4.07$ T 时, 对第一子带而言, 费米能级位于两个朗道能级之间, 而对第二子带来说费米能级和朗道能级重合(如图 4(c)所示), 这时填充因子应该是一个奇数, 由图 2 所示, 这时填充因子为 25. 而图 5 所示纵向电阻出现极小值的 $B = 3.4$ T 附近, 对应的第一、第二子带的纵向电阻均取得极小值, 因此, 对这两个子带而言, 费米能级均位于两个朗道能级之间(如图 4(b)所示), 这时填充因子应该为偶数. 与图 2 的结果对应, 这时的填充因子为 30. $B = 2.92$ T 处的结论与 $B = 4.07$

T 处的一致, 所对应的填充因子为奇数(填充因子 $j = 35$). 从图 5 中可以看到, 在两个奇数填充因子之间, 第二子带电子刚好出现一个 SdH 振荡周期, 而第一子带电子浓度高, 在该磁场范围内第一子带的 SdH 振荡多次出现极小值, 填充因子的变化主要和第一子带填充因子变化有关. 这与前面讨论的填充因子的变化规律是一致的.

4. 结 论

通过磁输运测试, 研究了 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ 量子阱中电子占据两个子带时填充因子的变化情况, 当电子占据两个子带且电子自旋分裂能远小于朗道能级的展宽时, 如果两个子带的分裂能 $\Delta E_{21} = k\hbar\omega_c$, 在这一磁场附近填充因子均为偶数; 而在相邻两个偶数区间之间, 填充因子出现奇数, 这时两个子带的分裂能 $\Delta E_{21} = (2k + 1)\gamma 2\hbar\omega_c$, 其中 k 为整数.

- [1] Chauveau J M, Androussi Y, Lefebvre A, Dipersio J, Cordier Y 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 4219
- [2] Li D L, Zeng Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3677 (in Chinese) [李东临, 曾一平 2006 *物理学报* **55** 3677]
- [3] 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]
- [4] Weslch D F, Wicks G W, Eastman L F 1984 *J. Appl. Phys.* **55** 3176
- [5] Vurgaftman I, Meyer J R, Ram-Mohan L R 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 5815
- [6] Teran F J, Potemski M, Maude D K, Andrearczyk T, Jaroszynski J, Karczewski G 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 186803
- [7] Buhmann H, Novik E G, Daumer V, Liu J, Gui Y S, Becker C R, Molenkamp L W 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 212104
- [8] 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, 姚伟, 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]
- [9] Yu G, Studenikin S A, SpringThorpe A J, Aers G C, Austing D G 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 103703
- [10] 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]
- [11] Qiu Z J, Gui Y S, Zheng Z W, Tang N, Lu J, Shen B, Dai N, Chu J H 2004 *Solid State Communications* **129** 187
- [12] Raikh M E, Shahbazyan T V 1994 *Phys. Rev. B* **49** 5531

Investigation of filling factor in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ quantum wells with two occupied subbands *

Shang Li-Yan^{1)†} Lin Tie¹⁾ Zhou Wen-Zheng^{1,2)} Guo Shao-Ling¹⁾ Li Dong-Lin³⁾ Gao Hong-Ling³⁾
Cui Li-Jie³⁾ Zeng Yi-Ping³⁾ Chu Jun-Hao^{1,4)}

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

2) Physics Science & Technology College, 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 29 October 2007; revised manuscript received 3 December 2007)

Abstract

The magnetic field dependence of filling factors has been investigated on InP based $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ quantum well samples with two occupied subbands by means of magnetotransport measurements at the temperature of 1.5 K in a magnetic field range of 0 to 13 T. Under the condition that Landau-level broadening is larger than the spin splitting of each subband, filling factors are even when the splitting energy of two subbands is an integer multiple of the cyclotron energy, i.e. $\Delta E_{21} = k\hbar\omega_c$. If the splitting energy of two subbands is half of an odd integer multiple of the cyclotron energy, i.e. $\Delta E_{21} = (2k+1)\hbar\omega_c/2$, the filling factor is odd.

Keywords : $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ quantum well, filling factor, magnetotransport measurement

PACC : 7360L, 7215G, 7280E

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60221502).

† E-mail: liyshang@mail.sitp.ac.cn