

第一章 引言

本论文所研究的 InGaAs/InAlAs 单量子阱材料, 是高电子迁移率晶体管 (High-Electron-Mobility Transistor, HEMT) 中的一种结构材料, 亦是制备自旋场效应晶体管 (Spin Field Effect Transistor, Spin-FET) 的一个潜在备选结构材料。对其二维电子气系统中与自旋有关的输运特性的研究, 可获得与此相关的重要的物理参数, 并揭示其中的一些物理规律, 为器件的制备和应用提供参考依据。因此, 本章给出对 HEMT 和 Spin-FET 的简单介绍^[1-3], 并指出研究 InGaAs/InAlAs 单量子阱二维电子自旋特性的意义。

1.1 高电子迁移率晶体管(HEMT)简介

高电子迁移率晶体管是 20 世纪 80 年代发展起来的一种很有用的异质结半导体器件。它的诞生与发展, 起源于对超晶格材料的研究和认识。1978 年美国 Bell 实验室的 R. Dingle 等首次在分子束外延 (Molecular Beam Epitaxy, MBE) 生长的调制掺杂 GaAs/AlGaAs 超晶格中观察到了相当高的电子迁移率^[4], 并指出这主要是由于在本征 GaAs 层的表面上形成了基本上不遭受电离杂质散射的二维电子气 (Two-Dimensional Electron Gas, 2DEG) 的缘故。1980 年日本富士通公司的三村等将这种高电子迁移率的优良特性应用于场效应器件, 研制出了 HEMT^[5]。这种器件也称为 2DEG 场效应晶体管 (2DEG Field Effect Transistor, 2DEGFET or TEGFET); 因用的是调制掺杂的材料, 所以又称为调制掺杂场效应晶体管 (Modulation-Doped Field Effect Transistor, MODFET)。前者说明这类器件高速高频的原因是电子迁移率高, 后者强调得到高电子迁移率的方法是调制掺杂或者说选择掺杂。一种典型的 InGaAs/InAlAs HEMT 器件结构剖面图和能带结构图如图 1.1 和图 1.2 所示^[6]。该器件是着眼于材料的变革, 避免了其他一些半导体器件的某些先天不足, 具有其独特的优点。在 20 世纪 80 年代, HEMT 已成功地应用于微波低噪声放大, 并在高速数字集成电路 (Integrated Circuit, IC) 方面取得了明显的进展。

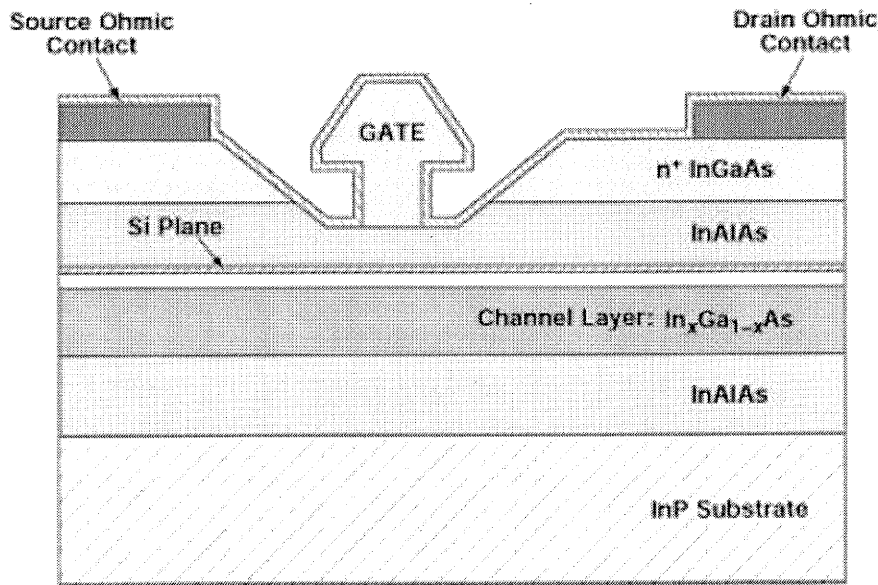


图 1.1 HEMT 器件结构剖面

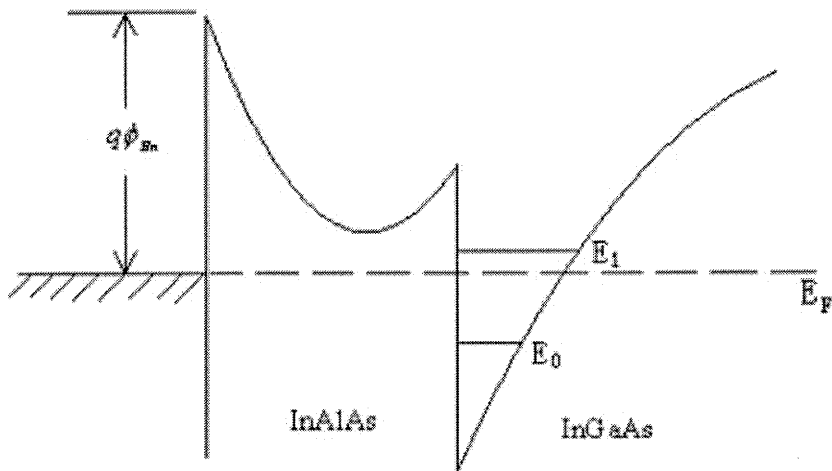


图 1.2 HEMT 器件能带结构

以 GaAs/AlGaAs 材料为例可以了解 HEMT 的制作工序 (如图 1.3) 和器件的简单工作原理。其中一种制备方法是采用 MBE 生长技术, 首先在半绝缘 GaAs (Si-GaAs) 衬底上连续生长高纯的 GaAs 层 (约 60 nm)、n 型 AlGaAs 层 (约 60 nm, 掺硅浓度约 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) 和 n 型 GaAs 层 (约 50 nm, 掺硅浓度约 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); 然后进行台面腐蚀 (直至半绝缘衬底) 以隔离有源区; 接着在源、漏制作 Au-Ge/Au 欧姆接触电极, 并通过等离子选择腐蚀反应 (腐蚀气体用 $\text{CCl}_2\text{F}_2\text{-He}$) 去除栅极区上面的 n 型 GaAs 层; 最后在 n 型 AlGaAs 表面上淀积 Ti/Pt/Au 栅电极。采用 MBE 技术生长的高纯 GaAs 层中, 实际上也含有浓度约为 10^{15} cm^{-3} 的

施主，这一层的生长温度约为 600°C 。AlGaAs 层的生长温度为 $660\sim 680^{\circ}\text{C}$ 。源和漏极的接触不直接做在 n 型 AlGaAs 层上，而是做在 n 型 GaAs 层上，这主要是由于 AlGaAs 晶体的表面状况不太好，在其上不易做欧姆接触，所以通过一层高掺杂的 GaAs 来过渡。

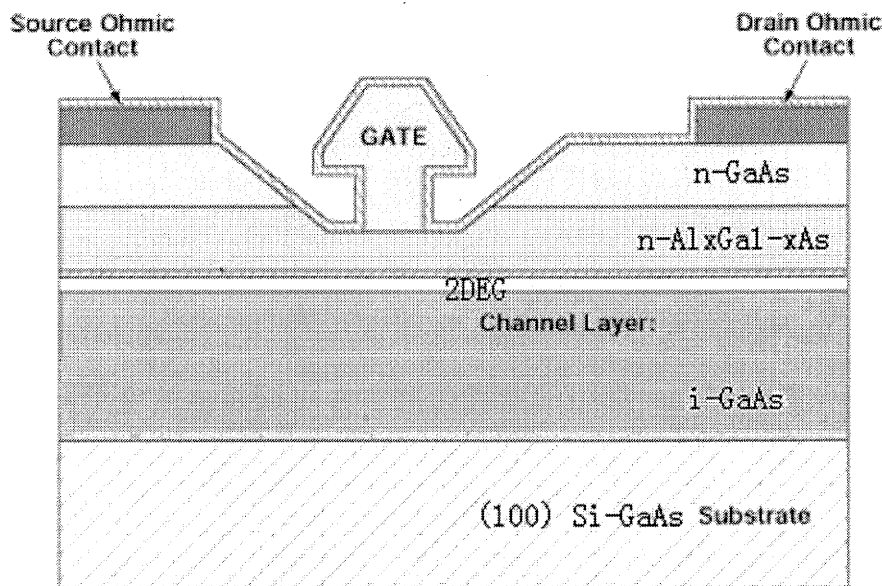


图 1.3 GaAs/AlGaAs HEMT 的基本结构

其工作原理是通过栅极下面的肖特基 (Schottky) 势垒来控制 GaAs/AlGaAs 异质结中二维电子气的浓度，从而实现控制电流。由于 Schottky 势垒的作用使得电子往未掺杂的 GaAs 层转移，栅极下面的 n 型 AlGaAs 层将全部耗尽。转移到未掺杂 GaAs 层去的电子即在该层表面约 10 nm 范围内形成二维电子气 (处在 GaAs/AlGaAs 异质结的三角形势阱中); 这些二维电子气与处在 AlGaAs 层中的杂质中心在空间上是分离的，不受电离杂质散射的影响，因而迁移率很高。这种异质结的能带图如图 1.4 所示。栅电压可以改变三角形势阱的深度和宽度，从而改变二维电子气的浓度，因此能控制 HEMT 的漏极电流。这种 HEMT 属于耗尽型工作模式。若减薄 n 型 AlGaAs 层的厚度，或减小该层的掺杂浓度，为了填满表面能级，仅靠 AlGaAs 层内的电子还不够，还会在 GaAs 表面发生键的悬挂，零栅电压下不足以在未掺杂 GaAs 层表面上形成二维电子气。这时如果外加一个比阈值电压大的正电压 V_{GS} ，才可以形成二维电子气，这时的 HEMT 属于增强型工作模式。

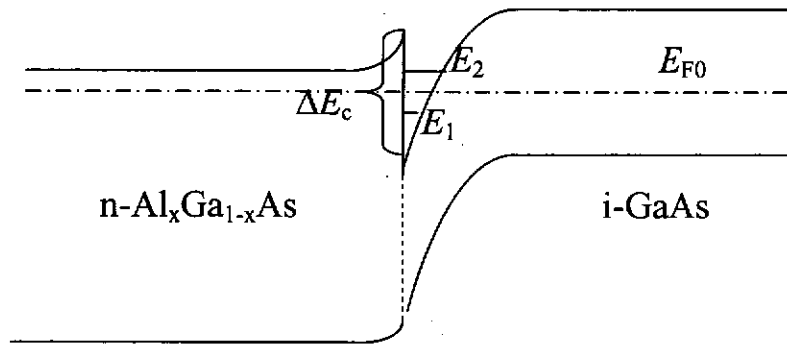


图 1.4 热平衡下 GaAs/n-AlGaAs 异质结构中的 2DEG

从上面的描述来看, HEMT 的工作区是未掺杂层, 但在低温下由于晶格振动减弱, 则 n 型 AlGaAs 层中的电离杂质中心对近邻二维电子气的库仑 (Coulomb) 散射将显得很重要, 这是提高二维电子气的迁移率的主要障碍。因此, 为了完全隔开杂质中心与二维电子气, 往往在 n 型 AlGaAs 层与未掺杂 GaAs 层之间, 设置一厚约 10 nm 的隔离层 (未掺杂 AlGaAs 层)。这一层可大大提高二维电子气的迁移率, 特别是低温迁移率。经研究表明^[7], 当隔离层厚度大于 7nm 时, 杂质中心的库仑 (Coulomb) 散射即不再是限制电子迁移率的主要因素。当然, 隔离层厚度太大时, 将使二维电子气的面密度下降和源漏串联电阻增加等。因此, 一般该隔离层的厚度取为 7~10nm。

在设计 HEMT 时, 其中 n 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层的厚度和组分 x 是需要特别加以考虑的。从减小串联电阻来讲, 总是希望这一层的厚度越薄越好; 但是最小厚度应由器件的工作模式来决定, 例如对耗尽型 HEMT, 这一层的厚度就需要大一些, 相反, 对增强型 HEMT 就应当薄一些。从器件工作的目标来看, 这一层应当完全耗尽, 否则在该层中出现寄生沟道, 将会使器件特性严重退化。该耗尽层的最大厚度 d_{\max} 与该层的掺杂浓度 N_d 有关: $d_{\max} \propto \frac{1}{\sqrt{N_d}}$ 。对耗尽型 HEMT, AlGaAs 层的理想厚度, 应当是使栅 Schottky 势垒区的边界与由于提供二维电子气而形成的势垒区的边界正好相交叠。通常取该层的厚度为 35~80 nm。

已有很多的研究工作表明, 若 n-AlGaAs 层的厚度较大而出现附加电导时,

将使 HEMT 的跨导下降和夹断性能变坏,甚至比相同结构和尺寸的离子注入肖特基势垒栅场效应晶体管(即金属半导体场效应晶体管: Metal-Semiconductor Field Effect Transistor, MESFET)的还要差。实际上, n-AlGaAs 层的附加电导对室温下 HEMT 的总电导有明显贡献,因而也将显著地影响所测得的低电场迁移率。这也正是在室温下测得的 HEMT 的二维电子气迁移率相对较小的原因。只有在很低温度下,二维电子气的迁移率很高时, n-AlGaAs 层的影响才不明显。

提高 AlGaAs 中的 Al 含量,则将使该层材料的禁带宽度增大,导致异质结的导带突变量 ΔE_c 增大,从而引起二维电子气的浓度增加,这对减小源/栅寄生电阻,提高高频性能是有好处的。但是当组分 x 较大时,该晶体的表面质量将下降(缺陷增加,呈现雾状),这会给工艺带来很多困难。一般选取 $x = 0.3$ 。

至于 n-AlGaAs 层的掺杂浓度,从增大二维电子气浓度和提高器件的跨导来讲,应当越高越好;但如果掺杂浓度高于 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,在其上要获得非隧穿的 Schottky 势垒,实际上是很困难的,这就限制了最高的掺杂浓度。

以上简单介绍了 HEMT 的制作工序和器件的简单工作原理。在这个基础上人们利用能带工程设计了不同的结构,以满足对器件在不同场合下的性能要求。

1.2 HEMT 结构材料的演变

自 20 世纪 80 年代至今,HEMT 已经历了三代的演变。(1)以 GaAs/AlGaAs 为材料的第一代 HEMT,其沟道材料为 GaAs; (2)以 InGaAs 代替 GaAs 作为沟道材料的第二代 HEMT; (3)第三代 InP 基 InGaAs/InAlAs 结构 HEMT, InGaAs/InAlAs 结构具有更大的导带不连续性(0.5eV 左右),从而使沟道电子具有更好的传输特性,可获得大电流和高跨导。

起初的 MESFET 是一种在同质材料中掺杂的场效应器件。对于这种器件,在为了获得高电导沟道($\sigma = ne\mu$)的要求中,由于掺杂浓度与迁移率存在着突出矛盾,使器件性能如频率,跨导等受到限制。如 1.1 节所述,后来人们想到利用异质结构中的带隙差,将掺杂施主母体保留在宽禁带材料一侧,自由电子进入非掺杂的一侧,这样,施主与电子分离,减弱了杂质散射,提高了迁移率。

同时，宽禁带材料的掺杂浓度也可进一步提高。最初人们利用 GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As 异质结来实现 HEMT^[4,5,8]，可使掺杂浓度达 $N_d = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ，同时，迁移率达 $\mu_n = 6000 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ 。为了进一步提高二维电子气浓度，希望加大异质结的带隙差。这可通过增加宽禁带材料 Al_xGa_{1-x}As 中 Al 的组分来增加其 E_g ($E_g |_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} = 1.424 + 1.247x$) 而实现。但是，Al 组分的增加除了会出现 1.1 节中所描述的不利因素外，Al 组分增加到一定程度后，比如 $x > 0.25$ ，还将产生 DX 复合中心，使沟道中的电子浓度提高受到限制，同时也会出现 I-V 特性的塌陷和阈值漂移。所以，综合这里的因素，一般控制 Al 组分的含量在 0.2 左右。

若将沟道材料 GaAs 变为 In_xGa_{1-x}As，即形成 InGaAs/AlGaAs 单量子阱结构，同时，变更窄带 In_xGa_{1-x}As 沟道材料的组分配比，减小沟道材料的 E_g ($E_g |_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} = 1.424 - 1.064x$ ，小于 $E_g |_{\text{GaAs}} = 1.424$)，则可获得更高的二维电子气浓度。另外，电子在 InGaAs 中的迁移率大于其在 GaAs 中的迁移率。显然，这种量子阱结构有其更大的优越性。在 InGaAs/AlGaAs 单量子阱结构中，一般用 GaAs 为衬底来生长，由于 InGaAs 与 GaAs 晶格常数存在差异，使得器件形成所谓的赝配 (pseudomorphic) 结构，故称为 P-HEMT。在这种 P-HEMT 结构中，二维电子气浓度可提高到 $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ，迁移率为 $8000 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ 。

为了进一步增加带隙差，将 GaAs 衬底改为 InP 基，并将沟道材料 In_xGa_{1-x}As 中 In 的组分提高 (In 组分为 0.53 时，In_{0.53}Ga_{0.47}As 与 InP 的晶格匹配)，同时把宽禁带材料 Al_xGa_{1-x}As 改为 In_xAl_{1-x}As，In_xAl_{1-x}As 又比 Al_xGa_{1-x}As 有更高的掺杂效率 ($1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)，这样，二维电子气的浓度进一步得到提高。于是出现了 InP 基的 HEMT 结构^[9-11]，其量子阱中的二维电子气浓度可达 $3.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ，迁移率达 $9500 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ 。另外，In_xGa_{1-x}As 和 InP 也可共同形成沟道：在靠近源端的低场区，InGaAs 有较高的迁移率；在漏端高场区，

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层被耗尽时, InP 可作为沟道并具有高的迁移率。

在 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱结构中, 若把沟道材料 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中 In 的组分由 0.53 提高到 0.62, 从而进一步提高 ΔE_g , 则会出现 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.62}\text{Ga}_{0.38}\text{As}/\text{InP}$ 的 InP 基 P-HEMT 结构, 其量子阱中的二维电子气浓度可达 $4 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, 迁移率提高到 $10500 \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ 。

总的来看, InP 基 InGaAs/InAlAs HEMT 具有比 GaAs 基 HEMT 更高的电子迁移率、更高的电子饱和速度, 以及更大的二维电子气面密度。基于 InP 基的 InGaAs/InAlAs 高迁移率晶体管与 GaAs/AlGaAs 高迁移率晶体管相比, 具有良好的高频、低噪声特性^[12,13]。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^[13,14]。

然而, InP 基 HEMT 结构生长有一些难以克服的缺点: 作为衬底材料的 InP 比 GaAs 要贵得多, 而且质地柔软, 机械强度低, 抛光困难, 不易腐蚀, 其衬底质量远比 GaAs 衬底差; 同时, 在外延生长过程中严格控制 In 组分比较困难, 材料生长的重复性较差, 成品率较低。

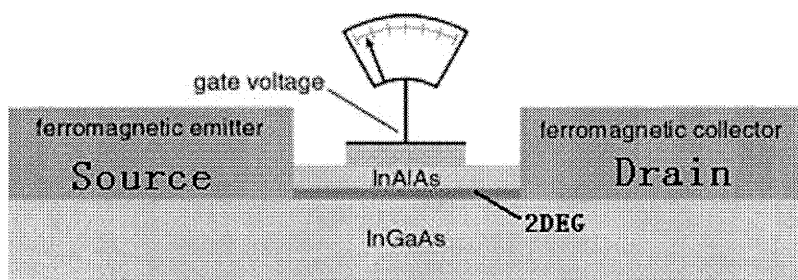
综合 GaAs 基和 InP 基 HEMT 的优点, 并克服各自的缺点, 人们则想到仍以 GaAs 为衬底, 在 GaAs 衬底和有源层之间采用变组分缓冲层来得到性能优于 GaAs 基的 P-HEMT 而接近晶格匹配的 InP 基 HEMT 材料。而且, 采用 GaAs 作为衬底, 可以利用现有的 GaAs 集成技术。但这种 HEMT 材料的器件结构层与衬底之间仍存在着 3.8% 左右的失配度, 因此被称为 Metamorphic HEMT, 简称为 MM-HEMT 结构^[15]。该缓冲层有两个重要作用^[16,17]: 一、通过位错的形成来补偿有源层与 GaAs 层之间较大的晶格失配; 二、捕获位错以防这些位错穿透到有源层中。另外, 采用变组分缓冲层还可生长几乎任意 InAs 组分的无应变的 InGaAs/InAlAs 异质结。这些不同 In 组分的 HEMT 结构由于各自具有不同方面的优势, 因此可适用于制作不同功能的器件, 例如高速、高频器件, 微波、毫米波器件以及通信领域内的器件。目前, 这种 MM-HEMT 器件在室温的特性都

已有报道^[16-18]。在室温下，栅长为 $0.1 \mu\text{m}$ 的器件，截止波长 f_T 已达 195 GHz ，其性能已基本上接近晶格匹配的 InP 基 HEMT 器件。因此，这种器件已广泛应用于微波，毫米波系统^[19]以及功率器件方面。MM-HEMT 的出现和 GaAs 工艺的成熟，为微波集成积分电路（Microwave Monolithic Integrated Circuit, MMIC）的发展打下了基础。

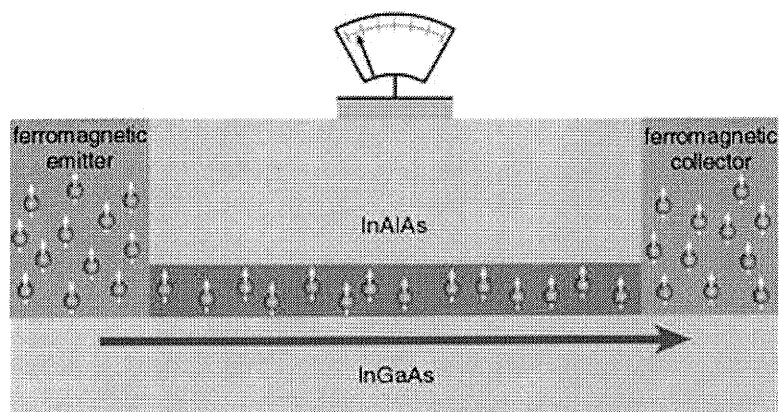
尽管如此，本论文仍选择 InP 基的 InGaAs/InAlAs 高迁移率晶体管材料作为研究对象。因为，正像 GaAs 的发展并不是朝着取代 Si 的方向发展一样，任何一种材料只是在适合它自己的性能价格比和可能的情况下，在进行着自身的发展，而不可能成为其它所有半导体材料的终极替代物。

1.3 自旋场效应晶体管的提出

电荷性和自旋性是电子的两个基本特性。长期以来，电子的电荷性是电子学 (electronics) 的研究主流，而自旋特性一直被忽视。在 20 世纪 90 年代，Datta 和 Das 发现利用电子的自旋同样也可以操纵其输运过程，并将该器件称为自旋电子器件^[20]。



(a)



(b)

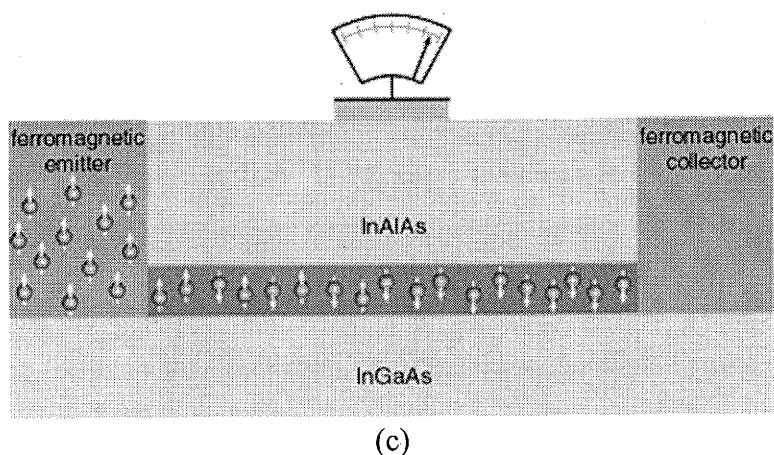


图 1.5 (a)自旋场效应晶体管的设计方案；(b)、(c)工作原理

传统晶体管的实现是基于电荷的损耗，而要实现自旋场效应晶体管，则是控制自旋的进动。图 1.5 是自旋场效应晶体管的一种设计方案和工作原理^[20]。其沟道电流是由高迁移率二维电子气的输运形成的；源漏极是铁磁材料，均只能容纳自旋相同的电子；栅电极的作用只是改变沟道中电子自旋进动的方向来控制源漏电流大小。栅压产生一个有效磁场 $B_y = (v_x / c^2) \varepsilon_z$ (v_x 是沟道中电子的速度，其方向为图 1.5(b)中的箭头方向， ε_z 是栅压形成的沿材料生长方向的电场， c 是光速大小)，经过沟道的电子，其自旋在有效磁场的作用下发生偏转。到达漏极的电子，当其自旋方向与漏极电子的自旋方向平行时，电流畅通无阻（图 1.5(b)），如果反平行，电流最小（图 1.5(c)）。因此，要实现自旋场效应晶体管需要两个基本条件，一是栅压对沟道电子自旋的控制，二是自旋电流的有效注入。传统的 FET 使用较强的电场把电荷从半导体通道中驱赶出去，与之相比，自旋 FET 采用使自旋翻转的方法来控制电流，所消耗的能量要少得多，其速度也要快得多。

因此，与传统的半导体器件相比，自旋电子器件具有非易失性，功耗小，数据处理快和集成密度高等优点。作为传统场效应晶体管的一个潜在替代者，自旋电子器件正迅速脱颖而出，成为当前国际微电子领域的研究热点，各国科研机构和各大公司都投入了巨大的财力和人力从事该领域的研究。

1.4 研究 InGaAs/InAlAs 结构中二维电子自旋的意义

2001 年, S. A. Wolf 等人提出了自旋电子学 (Spintronics: spin transport electronics or spin based electronics) 的概念^[21]。与通常的电子学对应, 它主要是利用电子的自旋性这样一个自由度来设计器件。如前所述, 在这类器件中, 信息的载体是电子的自旋。如何在半导体材料中操纵电子的自旋不仅具有巨大的应用背景, 而且还是一个需要广泛、深入研究的基本物理问题。

在通常的二维电子气系统中, 如果引入其它的相互作用, 将会导致一系列涉及自旋的新物理现象和问题, 它们能否可控是设计自旋器件的一个最重要的物理问题。其中一个例子就是 Rashba 自旋轨道相互作用^[22], 它导致了载流子在零磁场下不同自旋态的能量出现分裂。1989 年, 在低磁场下 ($B \leq 1T$) 的 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡中观察到的拍频现象证明了这种零磁场自旋分裂的存在^[23]。由于这种效应有可能用来研制基于载流子自旋特性的晶体管 (Datta 和 Das 的 Spin-FET)^[20], 所以, 人们更关心栅压对这种效应的调制作用。从实验的观点来看^[24], 栅压对零磁场自旋分裂的控制能力从一开始就充满矛盾: 有的实验结果表明栅压可以很好的控制零磁场自旋分裂能, 有的实验结果表明这种控制能力有限, 还有些实验结果说明栅压根本不能控制零磁场自旋分裂。最近, 有文献对 SdH 振荡中拍频现象的起源提出怀疑^[25], 因为, 磁致子带间散射 (MIS) 效应也能产生类似的拍频现象。这是一个非常尖锐的问题, 从实验结果上要想观察到拍频现象, 就需要较高的电子浓度, 而这样一来, 第二子带就会被电子占据, 子带间散射增强, 引起 MIS 效应。在窄禁带半导体材料中, 由于能带的非抛物性, 不存在 MIS 效应^[26] 或存在的可能很小。因此, InGaAs/InAlAs 异质结构是一种很好地用来研究栅控 Rashba 自旋轨道相互作用的材料。

虽然自旋轨道相互作用可以通过 SdH 振荡中的拍频现象来研究, 自旋轨道耦合所引起的自旋分裂大小可以通过拍频节点的位置来计算^[27-29]。但是, 引起拍频的前提是, 自旋分裂要足够大。并且, 除了 MIS 效应也引起 SdH 振荡出现拍频以外^[30,31], 第二子带占据少量电子也会引起振荡中的拍频现象^[32]。这样, 拍频现象是否由自旋分裂引起, 就需要仔细的判断。另外, 即使拍频来源于自旋分裂, 通过拍频节点位置计算得到的自旋分裂大小是在某一个磁场下的值, 而不是零磁

场自旋分裂能, 它还包括磁场作用导致的 Zeeman 自旋分裂部分^[33]。所以, 反弱局域 (weak anti-localization, WAL) 效应分析被认为是研究自旋分裂的更为有效的手段^[34]。

当沿同一个闭合回路的相反方向传播的两个电子波被同一个散射中心散射时, 两列波之间发生量子干涉。如果在二维电子气中引入一个垂直磁场, 沿闭合回路传播的电子波的时间反演性被破坏, 使得波函数获得一个附加相位, 产生负磁阻现象, 即出现弱局域 (weak localization, WL) 效应^[35,36]。当二维电子气系统中存在自旋轨道相互作用的时候, 量子干涉使得总的量子修正为正, 产生正磁阻现象, 即出现 WAL 效应^[36,37]。对于 InGaAs/InAlAs 二维电子气系统, 在磁输运研究中, 还没有同时观察到磁阻 SdH 振荡的拍频效应和低磁场下的 WAL 效应。有报道在 InGaAs/InP 二维电子气系统同时观察到了磁阻 SdH 振荡的拍频效应和低磁场下的 WAL 效应^[38]。在该系统中, 自旋分裂来源于 Rashba 项和 Zeeman 项的共同贡献^[38]。本论文将研究 InGaAs/InAlAs 单量子阱二维电子气系统中磁阻 SdH 振荡的拍频效应和低磁场下的 WAL 效应。并系统研究自旋分裂的来源, 解决其中的基本物理问题, 为其在自旋电子学中的应用提供指导。

本论文研究中所涉及的样品, 分为只在其中一个势垒层进行 Si 的 δ 掺杂 (简称单边掺杂样品) 和在两个势垒层均进行 Si 的 δ 掺杂 (简称双边掺杂样品) 两大类, 拟作对比研究。因此, 后续各章节的内容具体安排如下: 第二章介绍磁输运测试的一般方法、原理及二维电子气输运特性的一般理论; 第三章研究了单边掺杂样品中的磁致子带间散射和能带结构参数, 一方面为后面各章讨论拍频现象是否由磁致子带间散射所引起提供判别方法, 另一方面也为后续章节提供数据分析的一般方法; 第四章研究了单边掺杂样品中晶格失配的样品, 通过对磁阻振荡的拍频效应的分析, 讨论了样品中与自旋有关的问题; 第五章研究了单边掺杂样品中晶格匹配的样品, 通过对磁阻振荡的拍频效应和低磁场下的反弱局域效应的分析, 讨论了样品中与自旋有关的问题; 第六章研究了双边掺杂样品中的磁输运特性, 发现了单量子阱中二维电子气的赝自旋; 第七章是对本论文的总结与展望。

参考文献

- [1] 蒋春萍, III-V 族半导体异质结构的磁输运特性研究 (中国科学院上海技术物理研究所博士学位论文), 2001.
- [2] 李东临, InP 基 HEMT 材料与器件研究 (中国科学院半导体研究所博士学位论文), 2006.
- [3] 仇志军, 半导体异质结二维电子气的磁阻拍频振荡 (中国科学院上海技术物理研究所博士学位论文), 2004.
- [4] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 665(1978).
- [5] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, L225(1980).
- [6] S. M. Sze, **Physics of Semiconductor Devices**, 2nd ed., Wiley, New York, 1981.
- [7] 谢孟贤, 刘诺 化合物半导体材料与器件, 电子科技大学出版社, 2000, p.111
- [8] T. J. Drummond, W. Kopp, H. Morkoc, and M. Keever, *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 277(1982).
- [9] J. M. Kuo, B. Lalevic, and T. Y. Chang, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B5**, 782(1987).
- [10] W. P. Hong, G. I. Ng, P. K. Bhattacharya, D. Pavlidis, S. Willing, and B. Das, *J. Appl. Phys.*, **64**, 1945(1988).
- [11] A. Chin, and T. Y. Chang, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B8**, 364(1990).
- [12] G. I. Ng, D. Pavlidis, M. Quillec, Y. J. Chan, M. D. Jaffe, and J. Singh, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 728(1988).
- [13] P. C. Chao, A. J. Tessmer, K. -H. G. Duh, P. Ho, M. -Y. Kao, P. M. Smith, J. M. Ballingall, S. -M. Liu, and A. A. Jabra, *IEEE Electron Device Lett.*, **11**, 59(1990).
- [14] U. K. Mishra, A. S. Brown, S. E. Rosenbaum, C. E. Hooper, M. W. Pierce, M. J. Delaney, S. Vaughn, and K. White, *IEEE Electron Device Lett.*, **9**, 647(1988).
- [15] P. Win, Y. Druelle, Y. Cordier, J. Favre, C. Bouillet, and A. Cappy, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 922(1992).
- [16] Y. Cordier, S. Bollaert, M. Zaknune, J. Dipersio, and D. Ferre, *Jpn. J. Appl.*

- Phys., **38**, 1164(1999).
- [17] H. Happy, S. Bollaert, H. Fouré, and A. Cappy, *IEEE Trans. Electron Devices*, **45**, 2089(1998).
- [18] S. Bollaert, Y. Cordier, V. Hoel, M. Zaknounge, H. Happy, S. Lepilliet, and A. Cappy, *IEEE Trans. Electron Devices*, **20**, 123(1999).
- [19] M. Abe, T. Mimura, N. Kobayashi, M. Suzuki, M. Kosugi, M. Nakayama, K. Odani, and I. Hanyu, *IEEE Trans. Electron Devices*, **36**, 2021(1989).
- [20] S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [21] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).
- [22] E. I. Rashba, *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)* **2**, 1224 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960)]; Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984). [*Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 66 (1984)] [*JETP Lett.* **39**, 78 (1984)]
- [23] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe, *Phys. Rev. B* **39**, R1411 (1989).
- [24] G. Engels, J. Lange, Th. Schäpers, and H. Lüth, *Phys. Rev. B* **55**, R1958 (1997); J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997); C. M. Hu, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, J. Osaka, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **60**, 7736 (1999); S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, and H. Kroemer, *Phys. Rev. B* **60**, R13989 (1999); and references therein.
- [25] A.C. H. Rowe, J. Nehls, R. A. Stradling, and R. S. Ferguson, *Phys. Rev. B* **63**, R201307 (2001).
- [26] X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, C. R. Becker, and G. Landwehr, *Phys. Rev. B* **65**, 045324 (2002).
- [27] J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers, T. M. Klapwijk, and G. Borghs, *Phys. Rev. B* **57**, 11911 (1998).
- [28] M. Schultz, F. Heinrichs, U. Merkt, T. Colin, T. Skauli, and S. Løvold, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 1168 (1996).
- [29] X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C. R.

- Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B **63**, 245305 (2001).
- [30] T. H. Sander, S.N. Holmes, J. J. Harris, D. K. Maude, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **58**, 13 856 (1998).
- [31] D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12 439 (1992).
- [32] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, in Proceedings of NGS 10, IPAP Conf. Series Vol. 2 (IPAP, Tokyo, 2001), p. 227.
- [33] G. Lommer, F. Malcher, and U. Rössler, Phys. Rev. Lett. **60**, 728 (1988).
- [34] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. **89**, 046801 (2002).
- [35] B. Altshuler, D. Khmelnitskii, A. Larkin, and P. Lee, Phys. Rev. B **22**, 5142 (1980).
- [36] S. Hikami, A. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
- [37] G. Bergmann, Phys. Rep. **107**, 1 (1984).
- [38] S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, G. Yu and P. J. Poole, Semicond. Sci. Technol. **20**, 1103 (2005).

第二章 磁输运测量的一般理论及二维电子气的输运特性

在涉及半导体材料与器件的物理问题的研究过程中,磁输运测量一直是一种重要而又直接的研究手段。在不同温度和磁场条件下,磁输运经历经典和量子两个过程。通过改变温度、磁场等外界条件,不但可以获得样品中载流子浓度、有效质量和迁移率等基本物理量,还可以研究在极端条件(深低温,强磁场)下涉及载流子自旋输运特性的一些特殊物理现象。本章简要介绍磁输运测试系统、常用的测量方法、误差分析^[1-4]及二维电子气输运特性的一般理论。

2.1 测试系统

磁输运测量系统包括常规霍尔测试系统和深低温霍尔测试系统。在常规霍尔测试系统中电磁铁提供的最高磁场强度为 2 T。励磁电源为上海原子核研究所制造的 120 A/110 V 稳流电源。该电源输出电流在 ± 120 A 连续可调,输出电压最高为 110 V。通过机械制冷可以使样品室的温度实现 10~300 K 的变化。

在深低温霍尔测试系统中磁场由 Oxford (15/17 T) 超导磁体提供(见图 2.1),采用减压降温技术使磁体中液氮的温度达到 Λ 点时,可以使最高磁场强度达到 17 T。样品室温度控制范围为 1.4~300 K,温度在 4.2 K 以上靠样品室加热电阻丝控制;4.2 K 以下靠样品室中液氮减压得到。

在磁体恒流源中有一标准电阻,用于计算机对磁场强度大小的采样,且提供超导磁体电流所需要的稳定励磁速率,否则极易引起失超,尤其是在高场条件下。15/17 T 超导磁体磁场强度和励磁速率详见表 2.1。

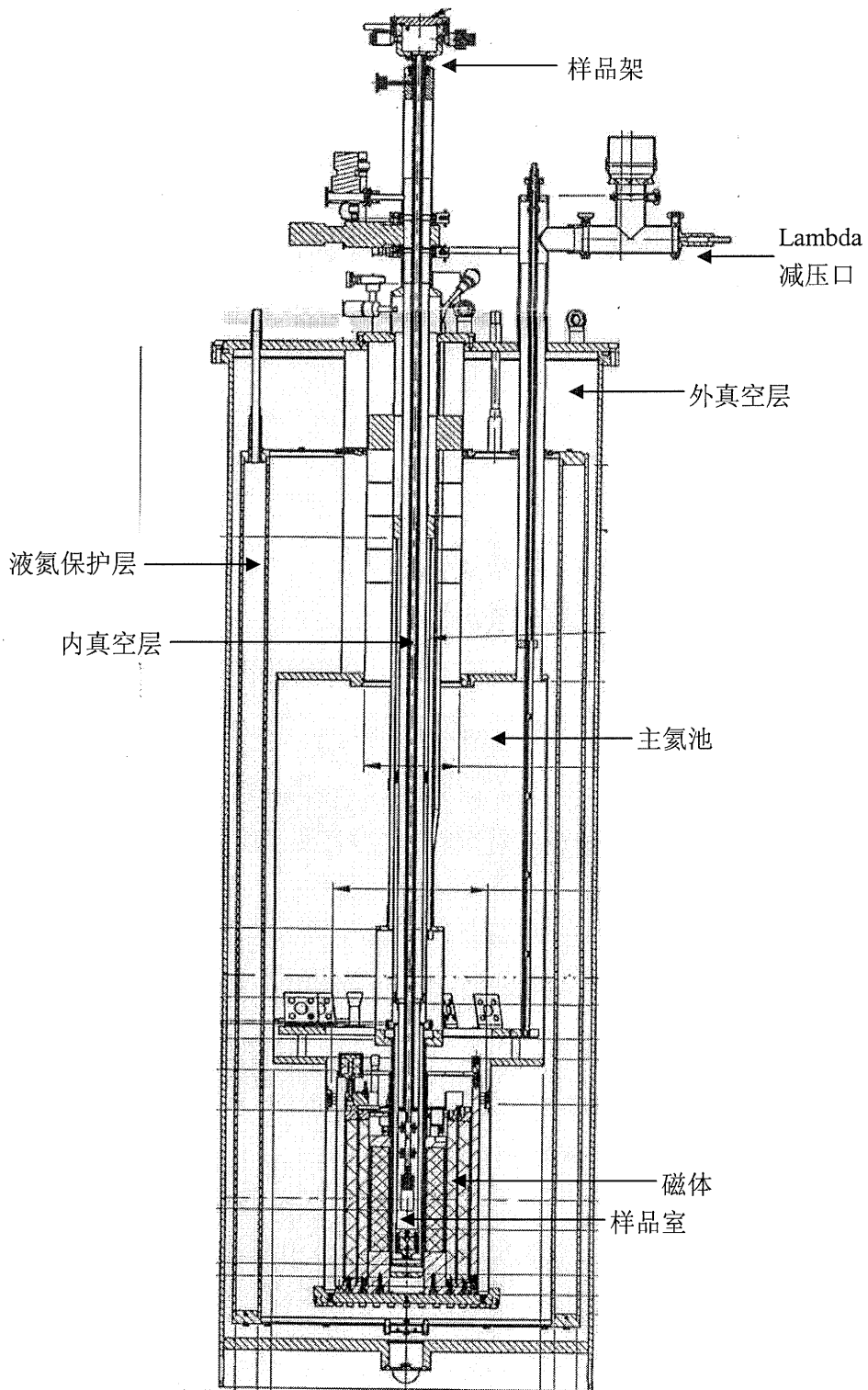


图 2.1 磁输运测试系统

表 2.1 超导磁体磁场强度和励磁速率关系

磁场强度 (T)	励磁速率 (A/min)
0~9	6
9~12	2
12~15/17	1

除此之外, 输运测试系统还包括一些开关、控制以及其他测量组件, 下面分别作一一介绍:

(1) IEEE-488 接口

测试系统的主要控制器为两台 PII 233 计算机, 内插有 CEC 公司以及 NI 公司的 16 位 IEEE-488 接口卡, 并配有相应的编程软件, 其它仪器通过 IEEE-488 总线与该主机相连, 以实现数据的传输。

(2) 多通道开关系统

多通道开关系统 KEITHLEY-7001 内插有一块 KEITHLEY-7011-S 多通道开关卡和一块 KEITHLEY-7065 霍尔开关卡。7011-S 是 40 通道多路选通卡, 支持四线电阻测试, 寿命为 10^8 次, 其 $0.5 \mu\text{V}$ 接触热电势非常适合多通道小电压及四线电阻测量及通用测量。7065 用以程控或手动切换霍尔器件或范德堡电阻的激励源和测量端。7065 可以在低阻或高阻方式下工作。在低阻方式下, 7065 可以切换 50 nV 的电信号; 在高阻方式下, 7065 选通它的板上自带放大器, 以提高测量仪器的输入阻抗。通过开关切换选通或断开放大器, 7065 可以快捷地接通高阻率和低阻率的被测材料。

(3) 电流源

KEITHLEY-224 和 220 高精度电流源用于向样品提供电流, 输出范围从 1 nA 至 100 mA , 配有漏电保护, 以便高阻材料的测量。

(4) 数据采集

数据采集主要通过 KEITHLEY-2000 数字万用表来完成, 该表用于测量样品的纵向电压以及霍尔电压, 测量范围为 $0.1 \mu\text{V}$ 至 1000 V 。

2.2 测试方法及误差讨论

(1) 测试方法

获得半导体样品磁阻电压和霍尔电压的方法主要有两种：标准法^[5]和范德堡法^[6]。

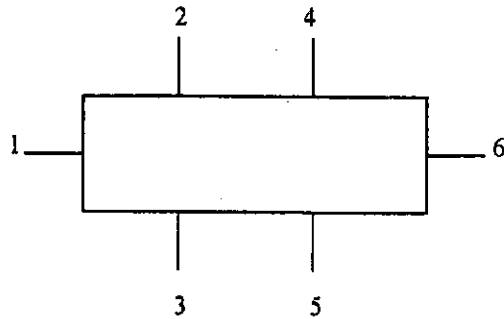


图 2.2 采用标准法时, 样品的结构图

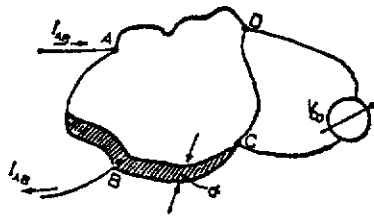


图 2.3 采用范德堡法时, 样品的结构图

标准法适用于规则的长条形样品(如图 2.2), 1,6 电极两端通以恒定电流 I , 通过 2, 4 或 3, 5 电极两端测出磁阻电压 V_ρ , 通过 2, 3 或 4, 5 电极两端测出霍尔电压 V_R , w 和 d 分别为样品的宽度和厚度, l 为 3, 5 两电极间的距离。因此, 当沿样品厚度方向加一磁场 B 后, 样品的电阻率和霍尔系数可表示为:

$$\rho = \frac{V_\rho w d}{I l}, \quad (2.1)$$

$$R_H = \frac{V_R d}{B I}, \quad (2.2)$$

由于样品结构对电流分布有着重要的影响, 为了获得较好的测量效果, 在标准法中样品的长宽比必须较大, 至少大于 3 倍, 而且 2, 3, 4, 5 电极端到两

端的距离一般要大于材料的宽度。

1958年,范德堡指出在实际测量中,样品的形状并不需要如标准样品那样规则,只要样品厚度均匀且无孤立空洞,四个电极位于样品边缘且其尺寸相对于样品本身的线度来说很小。如图2.3所示,在A、B之间通以电流 I_{AB} ,在C、D之间有压降 V_{CD} ,定义“电阻”为:

$$R_{AB,CD} = \frac{|V_{CD}|}{I_{AB}}, \quad (2.3)$$

而在另一次测量中,在B、C之间通以电流 I_{BC} ,则D、A之间电压降为 V_{DA} 。定义另一个“电阻”:

$$R_{BC,DA} = \frac{|V_{DA}|}{I_{BC}}, \quad (2.4)$$

范德堡推出样品的电阻为:

$$\exp(-\pi \frac{d}{\rho} R_{AB,CD}) + \exp(-\pi \frac{d}{\rho} R_{BC,DA}) = 1, \quad (2.5)$$

很显然,不可能用解析的方法求解方程(2.5)来得到 ρ 。但是如果我们采用下面的关系式:

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} d \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} f, \quad (2.6)$$

规定一个因子 f ,则可从式(2.5)得出:

$$\cosh \left\{ \frac{\ln 2}{f} \times \frac{R_{AB,CD}/R_{BC,DA} - 1}{R_{AB,CD}/R_{BC,DA} + 1} \right\} = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\ln 2}{f}\right), \quad (2.7)$$

其中 f 为样品的对称因子,它主要由样品的形状决定。该因子可利用插值法求得。

因此,通过(2.6)式使我们有可能对同一样品进行两次电阻测量求出 ρ 。

对霍尔系数进行测量时,在A、C之间通以电流 I_{AC} ,对B、D之间的电压 V_{BD}

进行测量，则霍尔系数记为：

$$R_{HA} = \frac{V_{BD}d}{I_{AC}B}, \quad (2.8)$$

然后在 B, D 之间通以电流 I_{BD} ，对 A, C 之间的电压 V_{AC} 进行测量，则霍尔系数记为：

$$R_{HB} = \frac{V_{AC}d}{I_{BD}B}, \quad (2.9)$$

R_{HA} 和 R_{HB} 的相对误差范围应该在 10% 以内，否则则认为该材料不均匀，这时材料的霍尔系数应取 R_{HA} 和 R_{HB} 两者的平均值，记为

$$R_{H_{AVG}} = \frac{R_{HA} + R_{HB}}{2}, \quad (2.10)$$

(2) 测量误差

由于在测量过程中会受到电极不对称、热磁、热电等效应的影响，所以在测量电压时会引入各种误差。我们可以根据误差产生的实际情况，利用多次测量的方法来减小误差。首先对测量中常见的误差成因及特性做一简单介绍：

- (1) 由于电极不对称引入的误差 V_{IR} ，这种误差只与电流方向有关，而与磁场方向无关。
- (2) 爱延豪森效应 V_E ，这种效应是由于电流与磁场同时存在时，在与电流和磁场垂直的方向上会引起温度差，此温度差又会产生温差电动势。它的正负与 I , B 的方向都有关。
- (3) 能斯特效应 V_N ，由于存在温差而导致电流在磁场的作用下发生偏转，从而在垂直方向上产生电位差，它只与磁场有关，而与电流无关。
- (4) 里纪-勒杜克效应 V_{RL} ，由于温差及磁场同时存在，在与热流和磁场垂直的方向上就会产生温差，由此而产生温差电动势，它同样只与磁场有关，而与电流无关。

考虑到以上种种的副效应以后，在两电极间实际测得的电压 V' 为实验所需

电压 V 与这些效应所引起的电压的代数和:

$$V' = V + V_{IR} + V_E + V_N + V_{R-L}, \quad (2.11)$$

由各电压与电流 I 和磁场 B 的关系, 可以分别写出 I, B 为不同方向时实际电压测量值:

$$V_1' = V + V_{IR} + V_E + V_N + V_{R-L}, \quad (+I, +B) \quad (2.12)$$

$$V_2' = -V - V_{IR} - V_E + V_N + V_{R-L}, \quad (-I, +B) \quad (2.13)$$

$$V_3' = V - V_{IR} + V_E - V_N - V_{R-L}, \quad (-I, -B) \quad (2.14)$$

$$V_4' = -V + V_{IR} - V_E - V_N - V_{R-L}, \quad (+I, -B) \quad (2.15)$$

由以上四式可得:

$$V + V_E = (V_1' - V_2' + V_3' - V_4')/4, \quad (2.16)$$

通过这种方法可以消除爱延豪森效应以外的所有其它效应, 但这里假设四次测量时的温度和磁场不变, 因此, 我们在实验中采用高速采样, 使得测量期间温度和磁场变化很小, 以致可以忽略。

2.3 二维电子气输运特性的一般理论

零维、一维和二维物理统称为低维物理, 是六七十年代发展起来的一门新兴学科。其中对二维电子气 (Two Dimensional Electron Gas, 2DEG) 的研究开始较早, 研究内容也比较广泛和深入, 目前仍是最活跃、最受人重视的研究领域之一, 无论是在学术研究方面还是技术应用方面一直占有重要地位 (早期评论性文章可参看文献[7-9])。二维电子气是指电子在空间某一方向上受束缚, 而在其它两个方向上是自由运动的。严格的说, 目前的工艺技术还不能制作一个理想的二维系统, 而只能是准二维电子系统。

1966年, Fowler 等人^[10]首先在低温下, 观察到 Si-MOS 反型层中电子存在磁阻的 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡现象, 证实在垂直于反型层的方向上电子是量子化的, 即 Si-MOS 反型层是一个准二维电子系统。随后, Klitzing 等人

[11]在同样的 Si-MOS 反型层中发现二维电子气同时还具有量子 Hall 效应。在 Si-MOS 晶体管中, 由于电子具有比较大的有效质量 ($m^*=0.19 m_0$) 以及电子受界面散射的影响, 因此电子的迁移率受到了限制 ($\sim 30,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$)。在七十年代以后, 随着分子束外延技术的发展, 使制作高质量的半导体异质结成为可能 [12-14]。Dingle 等人 [15] 首先把这一技术应用到 GaAs/AlGaAs 异质结中。由于 GaAs 和 AlAs 之间的晶格不匹配只有 0.12%, 这样很容易获得原子量级的异质界面, 这对于实现高迁移率 2DEG 是非常必要的, 此外, 引入调制掺杂技术也会显著提高电子的迁移率。到 1999 年, 所报道的 GaAs/AlGaAs 异质结中电子的最高迁移率为 $2 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [16]。利用高迁移率的 2DEG, Tsui, Störmer 和 Gossard 等人 [17] 于 1982 年发现了分数量子 Hall 效应。

2.3.1 经典输运理论: Drude 模型

1900 年, Drude [18,19] 采用理想气体分子模型来描述金属中自由电子的运动, 在横向电场 \vec{E} 和垂直磁场 \vec{B} 的作用下, 电子的运动方程为:

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{m^*}{\tau} \vec{v}, \quad (2.17)$$

其中 m^* 为电子的有效质量, e 为电子电量的大小, τ 为电子的平均自由时间。稳态下有 $d\vec{v}/dt = 0$, 如果 $\vec{B} = 0$, 根据电流密度矢量 \vec{j} 与电子平均速度 \vec{v} 的关系 $\vec{j} = -ne\vec{v}$ (n 为电子浓度), 得到:

$$\vec{E} = \rho_0 \vec{j}, \text{ 和 } \vec{j} = \sigma_0 \vec{E}, \quad (2.18)$$

其中 $\sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m^*}$ 和 $\rho_0 = \frac{1}{\sigma_0}$ 。在外电场 \vec{E} 下, 电子的平均速度 $\vec{v} = \mu \vec{E}$, 其中 μ 为电子迁移率, 它表示电子在单位电场作用下运动的快慢。通过上面的关系, 我们很容易得出:

$$\mu = \frac{\vec{v}}{\vec{E}} = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (2.19)$$

如果 $\vec{B} \neq 0$, $\vec{\rho}$ 则是一个张量, 有 $\vec{E} = \vec{\rho} \vec{j}$, 利用方程(2.17)可以得到

$$\vec{\rho} = \rho_0 \begin{pmatrix} 1 & \omega_c \tau \\ -\omega_c \tau & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

其中 ω_c 为电子在磁场作用下的回旋共振频率, $\omega_c = eB/m^*$ 。那么, 电导张量 $\vec{\sigma}$ 可以表示成,

$$\vec{\sigma} = \vec{\rho}^{-1} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau \\ \omega_c \tau & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

联合方程(2.20)和(2.21)式得到:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \text{和} \quad \rho_{xy} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (2.22)$$

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{m^*}{e^2 n \tau} = \frac{1}{ne\mu}, \quad (2.23)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\omega_c \tau}{\sigma_0} = \frac{B}{ne}, \quad (2.24)$$

很明显, 通过磁输运测量可以获得电子的浓度以及迁移率。由(2.23)式看出, 在非耗散极限下, 也就是 $\tau \rightarrow \infty$, 有 $\rho_{xx} = \sigma_{xx} = 0$, 反过来说, 在 $\rho_{xx} = \sigma_{xx} = 0$ 时, 量子 Hall 态不发生耗散性。由(2.24)式看出, Hall 电阻率 ρ_{xy} 与 τ 无关, 线性正比于 B 。很明显 Drude 模型不能解释量子 Hall 效应的平台现象。

2.3.2 磁量子输运理论

如果电子的回旋半径等于或小于费米波长时, x - y 平面上运动的电子将形成量子化的朗道能级^[20]。电子的轨道运动可以用薛定谔 (Schrödinger) 方程来描述:

$$\frac{(-i\hbar\nabla - e\vec{A})^2}{2m^*} \phi(x, y) = E\phi(x, y), \quad (2.25)$$

其中 \vec{A} 是磁场的矢势 $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ 。选择朗道规范 $\vec{A}(x, y, z) = (0, Bx, 0)$, 因为

$[p_y, H] = 0$, 所以电子的波函数可以写成:

$$\phi(x, y) = \frac{e^{ik_y}}{\sqrt{L_y}} \varphi(x), \quad (2.26)$$

将方程(2.26)代入(2.25)式, 得到一维薛定谔方程:

$$H_{x_0} \varphi_{x_0}(x) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 (x - x_0)^2 + V(x) \right] \varphi_{x_0}(x) = E \varphi_{x_0}(x), \quad (2.27)$$

其中 x_0 是中心坐标, $x_0 = -l^2 k_y$, 磁长度 $l = (\hbar/eB)^{1/2}$, 方程(2.27)的本征值为:

$$E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.28)$$

其中 n 是朗道指数, $\varphi_{x_0, n}(x)$ 是中心坐标为 x_0 , 能级指数为 n 的谐振子本征函数。

对于同一中心点 x_0 , 能级是简并的, 每个朗道能级的简并度 n_L (没考虑电子的自旋) 为:

$$n_L = \frac{eB}{h}, \quad (2.29)$$

其中 h 为普朗克(Planck)常数。如果 n_s 表示总的载流子浓度, 那么朗道填充因子

$$i = \frac{n_s}{n_L} = \frac{h}{eB} n_s, \quad (2.30)$$

朗道能级态密度为所有能级 δ 函数求和:

$$D(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{g_s}{2\pi l^2} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n), \quad (2.31)$$

其中 g_s 是自旋简并度。

(a) 电子自旋的影响

上面的讨论忽略了电子的自旋。以塞曼(Zeeman)分裂为例, 在磁场的作用下, 由于塞曼效应, 电子解除自旋简并, 导致在哈密顿(Hamiltonian)中增加塞曼项:

$$H = \frac{1}{2m^*}(\vec{p} + e\vec{A})^2 + g^* \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B} + V(z), \quad (2.32)$$

其中 \vec{p} 是动量操作算符, $\vec{\sigma}$ 为泡利矩阵 (Pauli matrices), $V(z)$ 是在沿 z 方向的限定势, Bohr 磁子 $\mu_B = e\hbar/2m_0$, g^* 是电子的有效 g 因子 (真空中电子 $g^* = 2$, 在大多数半导体中的 $g^* < 0$)。自旋操作算符 $\vec{\sigma}$ 的本征值为 $s = \pm \frac{1}{2}$ 。解方程(2.32) 所对应的薛定谔方程, 得到电子的能量本征值为:

$$E_{i,n,s} = E_i + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + sg^* \mu_B B, \quad (2.33)$$

电子的态密度为所有朗道能级和自旋态密度之和,

$$D(E) = \frac{1}{2\pi l^2} \sum_{i,n,s} \delta(E - E_{i,n,s}), \quad (2.34)$$

2DEG 的另一个特点就是: 朗道能级分裂与磁场 B 的垂直分量有关, 而塞曼分裂是各向同性的, 只与总磁场 B 有关。如果样品表面法线方向与磁场夹角为 θ , 那么

$$E_{i,n,s} = E_i + (n + \frac{1}{2}) \frac{\hbar e}{m^*} B \cos \theta \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B, \quad (2.35)$$

在磁阻测量过程中, 通过改变夹角 θ , 可以确定电子的有效 g^* 因子。要说明的是, 这里只是给出计入自旋影响后的一个例子, 下面另节将对自旋分裂理论作详细介绍。

(b) 温度的影响

下面讨论温度对态密度能级展宽的影响。在有限温度 T 下, 电子的浓度为:

$$n(E) = \frac{g_s}{2\pi l^2} \sum_{n=0}^{\infty} f(E - E_n), \quad (2.36)$$

其中费米-狄拉克 (Fermi-Dirac) 分布 $f(E) = (1 + e^{\varepsilon/k_B T})^{-1}$, $\varepsilon = E - E_F$, E_F 为费米能级。因而电子的态密度可以写成:

$$D(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{g_s}{2\pi l^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta}{4 \cosh^2 [\beta(E - E_F)/2]}, \quad (2.37)$$

其中 $\beta = 1/k_B T$ 。朗道能级态密度的温度展宽为 $4k_B T / \hbar \omega_c$ ，由此可以看出，朗道能级的温度展宽与电子的有效质量成正比。因此，对于窄禁带半导体，温度效应对朗道能级展宽的影响相对较小。结果，在窄禁带半导体材料中更容易观察到磁阻振荡。

(c) 朗道能级展宽

在上面的讨论中忽略了缺陷、杂质等散射过程对电子朗道能级的影响。考虑到这些散射过程，电子朗道能级之间会出现新的量子态，导致能级发生展宽 $\Gamma = \hbar / \tau$ (τ 也即电子寿命)。基于电子-无序势相互作用的二级自洽 Born 近似 (self-consistent Born approximation, SCBA)，Ando 和 Uemura^[21] 推导出一个简单的扩展态模型，他们认为无序主要来源于随机分布的杂质离子，杂质的散射势在空间上采用高斯函数形式。该模型考虑了与杂质势有关的短程和长程效应，认为当磁场足够强时，可以忽略无序引起的朗道能级混合。用半椭圆函数替代方程(2.34)中的 δ 函数得到：

$$D(E) = \frac{1}{2\pi l^2} \sum_{i,n,s} \frac{2}{\pi \Gamma_{n,s}} \left[1 - \left(\frac{E - E_{i,n,s}}{\Gamma_{n,s}} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.38)$$

如果散射是短程的，朗道能级展宽 $\Gamma_{n,s}$ 可以表示为：

$$\Gamma_{n,s} = \sqrt{\frac{2}{\pi} \hbar \omega_c} \frac{\hbar}{\tau} \propto \sqrt{\frac{B}{\mu}}, \quad (2.39)$$

对于低指数的朗道能级，SCBA 会产生明显的错误^[22]。SCBA 的不足之处在于，态密度在 $E = E_{i,n,s} \pm \Gamma_{n,s}$ 处突然为零，这显然不具有物理意义。实验结果表明，在两个相邻朗道能级之间态密度并不为零^[23]。甚至，诸如单点近似 (SSA)^[24] 或多点近似 (MSA)^[25] 等高级近似过程也高估了低指数朗道能级的截止态密度，但是对于高指数的朗道能级，他们给出的结果与 SCBA 一致。

为了使实验与理论更加符合, Gerhardtts 选择路径积分的方法来计算能态密度^[22,26,27], 得到电子的态密度为高斯函数形式:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi l^2} \sum_{i,n,s} \left(\frac{\pi}{2} \Gamma_n^2 \right)^{-1/2} \exp \left[-2 \frac{(E - E_{i,n,s})^2}{\Gamma_n^2} \right]^{1/2}, \quad (2.40)$$

这样处理的好处是有助于数学分析, 可以不用知道 Γ_n 和 B 以及 n 之间的关系。

Weiss 和 Klitzing^[23]证明了至少在两个近邻的朗道能级之间, 态密度可以用方程(2.40)来表示, 电子的能级展宽与方程(2.39)相一致。

2.4 自旋分裂理论

在半导体异质结构中, 导带电子的自旋分裂包括体反演不对称 (bulk inversion asymmetry, BIA) 所引起的项 (Dresselhaus 项)^[28]和结构反演不对称 (structure inversion asymmetry, SIA) 所引起的项 (Rashba 项)^[29], 在垂直二维平面 (xy 平面) 的 z 方向加一磁场后, 自旋分裂还包括塞曼分裂 (Zeeman splitting) 所引起的项 (Zeeman 项)。于是, 二维电子气的哈密顿可写成^[30-33]

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2m^*} (\vec{p} + e\vec{A})^2 + g^* \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B} + V(z) + \hbar \vec{\sigma} \cdot \vec{\Omega}(\vec{k}) \\ &= \frac{1}{2m^*} (\vec{p} + e\vec{A})^2 + g^* \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B} + V(z) + \hbar \vec{\sigma} \cdot (\vec{\Omega}_R + \vec{\Omega}_{D1} + \vec{\Omega}_{D3}), \end{aligned} \quad (2.41)$$

其中 $\vec{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y)$ 是二维平面矢量, 量纲与回旋频率 ω_c 的量纲相同, $\vec{\Omega}_R$ 是 Rashba 项的贡献, $\vec{\Omega}_{D1}$ 和 $\vec{\Omega}_{D3}$ 为 Dresselhaus 项的贡献。 $g^* \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B}$ 是 Zeeman 项的贡献。另外, 对于费米面的二维电子

$$\hbar \vec{\Omega}_{D1} = -\gamma k_F \left(\langle k_z^2 \rangle - \frac{k_F^2}{4} \right) (\cos \varphi, -\sin \varphi), \quad (2.42)$$

$$\hbar \vec{\Omega}_{D3} = \gamma \frac{k_F^3}{4} (-\cos 3\varphi, -\sin 3\varphi), \quad (2.43)$$

$$\hbar \vec{\Omega}_R = \alpha k_F (\sin \varphi, -\cos \varphi), \quad (2.44)$$

其中 k_F 为费米波数, 在费米面处 $k_F^2 = k_x^2 + k_y^2$, φ 为二维电子波矢 \vec{k} 与 $[100]$ 方向

的夹角, $\tan \varphi = k_y/k_x$, γ 为自旋轨道耦合体常数 (bulk constant of spin-orbit interaction), 即 Dresselhaus 项自旋轨道耦合常数。 $\langle k_z^2 \rangle$ 为电子动量在材料生长方向 (z 方向) 的均方,

$$\langle k_z^2 \rangle = \int \psi^* \left(-\frac{d^2}{dz^2} \right) \psi dz, \quad (2.45)$$

α 为 Rashba 项自旋轨道耦合常数, 满足^[34-36]

$$\alpha = \frac{P^3}{3} \int \psi^* \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{E_F - E_{\Gamma_7}(z)} - \frac{1}{E_F - E_{\Gamma_8}(z)} \right] \psi dz, \quad (2.46)$$

其中 ψ 为二维电子波函数, P 为 Kane 矩阵元, $E_{\Gamma_7}(z)$ 和 $E_{\Gamma_8}(z)$ 分别为 Γ_7 和 Γ_8 价带的带边能量。

对于 xy 平面的二维电子, 求解(2.41)式哈密顿算符的本征值, 得零场自旋分裂能为:

$$\begin{aligned} \Delta_0 &= 2\hbar\Omega \\ &= 2\hbar(\Omega_{D1} + \Omega_{D3} + \Omega_R), \end{aligned} \quad (2.47)$$

Ω 为矢量 $\vec{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y)$ 的大小。 $\hbar\Omega_{D1}$ 、 $\hbar\Omega_{D3}$ 和 $\hbar\Omega_R$ 分别为:

$$\hbar\Omega_{D1} = \gamma k_F \left(\langle k_z^2 \rangle - \frac{k_F^2}{4} \right), \quad \hbar\Omega_{D3} = \gamma \frac{k_F^3}{4}, \quad \hbar\Omega_R = \alpha k_F, \quad (2.48)$$

由此得到 Dresselhaus 和 Rashba 自旋分裂能分别为:

$$\Delta_D = 2\gamma k_F \langle k_z^2 \rangle, \quad \Delta_R = 2\alpha k_F, \quad (2.49)$$

从上面的分析中看出, 在结构反演不对称的量子阱或异质结中, Rashba 自旋-轨道哈密顿算符 H_{so} 可以单独表示为^[29]:

$$H_{so} = \alpha \left[\vec{\sigma} \times \vec{k} \right] \cdot \vec{z} \quad (2.50)$$

通过求解与下面哈密顿量所联系的薛定谔方程:

$$H = H_0 + H_{so} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + V(z) + \alpha \left[\vec{\sigma} \times \vec{k} \right] \cdot \vec{z} \quad (2.51)$$

得到电子的能量色散关系为:

$$E^{\pm}(k_{\parallel}) = E_i + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha |k| \quad (2.52)$$

k 为电子在二维平面的波数，由此获得电子的能态密度：

$$Z_{\pm}(E) = \frac{1}{2} \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \left(1 \mp \frac{1}{\sqrt{1 + [2(E - E_i) \hbar^2] / (\alpha^2 m^*)}} \right) \quad (2.53)$$

从(2.53)式可知自旋向上和向下的态密度并不相等，通过对不同自旋能级态密度进行积分可以得到电子的自旋浓度差，利用自旋浓度差 $\Delta n = n_+ - n_-$ 可以获得电子的 Rashba 自旋-轨道耦合常数^[37,38]：

$$\begin{aligned} \Delta n = n_+ - n_- &= \int_0^{E_F} Z_+(E) dE - \int_0^{E_F} Z_-(E) dE, \\ \Rightarrow \alpha &= \frac{\Delta n \hbar^2}{m^*} \sqrt{\frac{\pi}{2(n - \Delta n)}} \end{aligned} \quad (2.54)$$

其中 $n = n_+ + n_-$ 。在窄禁带 III-V 族半导体中， α 的实验值一般为 1.0×10^{-10} eVnm 左右^[37-41]。

在垂直磁场下，电子的朗道能级为（不考虑 z 方向上的能量）：

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{1}{2} \hbar \omega_c \left(1 - \frac{g^* m^*}{2m_0} \right) \\ E_n^{\pm} &= \hbar \omega_c \left[n \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{g^* m^*}{2m_0} \right)^2 + n \frac{\Delta_R^2}{E_F \hbar \omega_c}} \right] \quad n \neq 0 \end{aligned} \quad (2.55)$$

对于较高的朗道指数，电子总的自旋分裂（包括塞曼分裂）可以表示成^[30]：

$$\Delta = \left[(\hbar \omega_c - g^* \mu_B B)^2 + \Delta_R^2 \right]^{1/2} - \hbar \omega_c \quad (2.56)$$

有效 g 因子为 $g^* = g_0 + g_1 B$ 。

基于改进的包络函数理论^[37,38]，量子阱中 Rashba 自旋-轨道耦合常数 α 可以用下面的公式表示：

$$\alpha = \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ a' \langle \xi_A \rangle + b' \left(\langle \xi_{B_u} \rangle + \langle \xi_{B_l} \rangle \right) - \frac{1}{2} b \left(|\psi_u|^2 - |\psi_l|^2 \right) \right\} \quad (2.57)$$

其中 E_p 是 $k \cdot p$ 相互作用因子, 表征 Γ_6 带与 Γ_7 和 Γ_8 之间的相互作用强度, $\langle \xi_A \rangle$ 是沟道电场期望值, $\langle \xi_{B_u} \rangle$ 和 $\langle \xi_{B_l} \rangle$ 是上下势垒电场期望值, $|\psi_u|^2$ 和 $|\psi_l|^2$ 是沟道上下界面处电子出现的几率。因子 a' , b' 以及 b 与电子的能量、阱(垒)中材料的带边能级有关。由此可知禁带宽度越小, 电子的自旋-轨道耦合越强烈。一直以来, 人们都以为电子的自旋-轨道耦合主要来源于势阱和势垒中平均电场的贡献^[42]。有人认为自旋轨道耦合与阱中的平均电场 \bar{E} 成如下正比关系^[32,43-45]:

$$\alpha = e\alpha_0 \bar{E}, \quad \bar{E} = \frac{2\pi e N_s}{\kappa}, \quad (2.58)$$

其中 N_s 为二维电子气浓度, κ 为材料的介电常数, α_0 为比例常数。也有人用另外的关系式来表达自旋轨道耦合与平均电场 \bar{E} 的正比关系^[46]:

$$\alpha = \frac{\hbar^2 e \bar{E}}{4m^* E_g}, \quad (2.59)$$

E_g 为禁带宽度。

但是, 有人通过实验和理论比较发现, 平均电场的贡献只有 3.1% 左右, 主要贡献来源于界面处波函数的不对称性^[36,41,47-49]。因此, 持这种观点的人认为可以通过栅压改变波函数的对称性来调节 α 的大小, 从而有可能实现 Datta 和 Das 提出的自旋场效应晶体管模型^[50]。

参考文献

- [1] 褚君浩, 窄禁带半导体物理学, 科学出版社, 2005, 738-745.
- [2] 仇志军, 半导体异质结二维电子气的磁阻拍频振荡 (中国科学院上海技术物理研究所博士学位论文), 2004.
- [3] 蒋春萍, III-V 族半导体异质结构的磁输运特性研究 (中国科学院上海技术物理研究所博士学位论文), 2001.
- [4] 桂永胜, 碲镉汞多载流子体系的磁输运特性研究 (中国科学院上海技术物理研究所博士学位论文), 1997.
- [5] E. H. Putley, *The Hall Effect* (London: Butterworth, 1960).
- [6] L. J. van der Pauw, *Philips. Tech. Rev.* **20**, 220 (1958).
- [7] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [8] *The Quantum Hall Effect*, edited by R. E. Prange, and S. M. Girvin (Springer-Verlag, New York, 1987), P.56.
- [9] T. Chakraborty, and P. Pietiläinen, *The Fractional Quantum Hall Effect*, (Springer-Verlag, Berlin, 1994), Chapter 1.
- [10] A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, and P. J. Stiles, in *Proceeding of the International Conference On the Physics of Semiconductor*, (1966), Kyoto.
- [11] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [12] L. Esaki, and R. Tsu, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
- [13] L. L. Chang, and L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 593 (1974).
- [14] A. Y. Cho, and J. R. Arthur, *Prog. Solid State Chem.* **10**, 175 (1975).
- [15] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665 (1978).
- [16] H. L. Störmer, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 875 (1999).
- [17] D. C. Tsui, H. L. Störmer, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [18] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle; I. Teil*, *Ann. d. Phys.* **1**, 566 (1900).
- [19] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle; II. Teil*, *Ann. d. Phys.* **3**, 24 (1900).

- [20] L. Landau, Z. Physik **64**, 629 (1930).
- [21] T. Ando, and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Japan **36**, 959 (1974).
- [22] R. R. Gerhardt, Z. Physik B **21**, 285 (1975).
- [23] D. Weiss, and K. v. Klitzing, in Springer Series in Solid-State Sciences, **71**, G. Landwehr (Hrsg.) (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1987), p.57.
- [24] T. Ando, J. Phys. Soc. Japan **36**, 1521 (1974).
- [25] T. Ando, J. Phys. Soc. Japan **37**, 622 (1974).
- [26] R. R. Gerhardt, Z. Physik. B **21**, 275 (1975).
- [27] R. R. Gerhardt, Surf. Sci. **58**, 227 (1976).
- [28] G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955)
- [29] E. I. Rashba, Fiz. Tverd. Tela (Leningrad) **2**, 1224 (1960) [Sov. Phys. Solid State **2**, 1109 (1960)]; Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, J. Phys. C **17**, 6039 (1984). [Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **39**, 66 (1984)] [JETP Lett. **39**, 78 (1984)]
- [30] B. Das, S. Datta, and R. Reifenberger, Phys. Rev. B **41**, 8278 (1990).
- [31] S. V. Iordanskii, Yu. B. Lyanda-Geller, and G. E. Pikus, JETP Lett. **60**, 206 (1994).
- [32] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J. L. Robert, G. E. Pikus, F. G. Pikus, S. V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, and Yu. B. Lyanda-Geller, Phys. Rev., B **53**, 3912 (1996).
- [33] G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, and A. A. Sherstobitov L. E. Golub B. N. Zvonkov, and M. Willander, Phys. Rev., B **70**, 155323 (2004).
- [34] L. G. Gerchikov, and A. V. Subashiev, Fiz. Tekh. Poluprovodn. (S.-Peterburg) **26**, 131 (1992) [Sov. Phys. Semicond. **26**, 73 (1992)].
- [35] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani, Phys. Rev. B **50**, 8523 (1994).
- [36] P. Pfeffer, and W. Zawadzki, Phys. Rev. B **59**, R5312 (1999).
- [37] G. Engles, J. Lange, Th. Schäpers, and H. Lüth, Phys. Rev. B **55**, R1958 (1997).
- [38] Th. Schäpers, G. Engels, J. Lange, Th. Klocke, M. Hollfelder, and H. Lüth, J. Appl. Phys. **83**, 4324 (1998)
- [39] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, Phys. Rev. Lett., **78**, 1335

- (1997)
- [40] C. -M. Hu, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayangi, J. Osaka, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **60**, 7736 (1999)
- [41] D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6074 (2000)
- [42] F. J. Ohkawa, and Y. Uemura, *J. Phy. Soc. Jpn.* **37**, 1325 (1974)
- [43] T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C. B. Sorensen, P. E. Lindelof, F. G. Pikus, and G. E. Pikus, *Phys. Rev. B* **55**, 9298 (1997).
- [44] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [45] F. F. Fang and W. E. Howard, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 797 (1966).
- [46] E. A. de Andrada e Silva, *Phys. Rev. B* **46**, 1921 (1992).
- [47] A. Därr, J. P. Kotthaus, and T. Ando, in *Proceeding of the 13th international conference on the Physics of Semiconductors, Rome, 1976*, F. G. Fumi Ed., (North- Holland, Amsterdam, 1976), p. 774
- [48] 张新昌, 第三类异质结构 HgTe/HgCdTe 单量子阱的磁输运特性研究 (中国科学院上海技术物理研究所博士学位论文), 2002
- [49] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani, *Phys. Rev. B* **55**, 16293 (1997).
- [50] S. Datta, and B. Das, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 665 (1990).

第三章 二维电子气子能带结构的磁输运特性

在第一章中提到, 基于 InP 基的 InGaAs/InAlAs 高迁移率晶体管 (High-Electron-Mobility Transistor, HEMT) 与 GaAs/AlGaAs 高迁移率晶体管相比, 具有良好的高频、低噪声特性^[1,2]。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^[2,3]。尽管已经用霍耳测量研究了 Si 高 δ 掺杂、基于 GaAs 基的 InGaAs/InAlAs 赝型高迁移率晶体管 (Metamorphic HEMT, MMHEMT) 的二维电子气 (Two-Dimensional Electron Gas, 2DEG)^[4], 但是对于 InGaAs/InAlAs 高迁移率晶体管的电学性能的研究还需要深入。传统的霍耳测量只能对单子带占据的情况给出确定的结果^[5,6]。在这种情况下, 载流子处于球型费米面的单一能带里, 并且, 载流子的能量 $E(k)$ 随波矢 k 的变化呈抛物线关系, 其散射弛豫时间是常数。对于多子带占据的情况, 传统的霍耳测量只能给出载流子浓度和迁移率的平均值, 因此不能知道单个子带载流子的信息。然而, 对于 Si 高 δ 掺杂的量子阱样品, 电子占据了多个子带。

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)^[7]振荡测量是一种有效的方法。SdH 振荡能给出多子带占据体系中各个子带 2DEG 的有关信息^[8]。本章在磁感应强度 0-10T、温度 1.5-60K 的条件下, 测量了 Si 高 δ 掺杂的 In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 单量子阱。通过对实验数据的快速傅里叶变换 (Fast Fourier Transform, FFT) 分析方法、低磁场下的迁移率谱 (Mobility Spectrum, MS)^[9]与多载流子拟合 (Multi-Carrier Fitting, MCF) 相结合的分析方法, 得出了各个子带电子的浓度及 2DEG 浓度和迁移率随温度的变化关系。并且, 在本章还介绍了其他参数如有效质量、能级位置等的获得方法。为后面各章节更深入的数据分析提供准备。

如果要通过磁阻 SdH 振荡的拍频效应来研究电子的自旋, 就需要有较高的电子浓度, 因此, 必须选择高掺杂样品来作为研究对象。但是, 高掺杂容易使电子占据两个子带, 子带间散射增强, 在磁场下容易引起磁致子带间散射。一旦磁致子带间散射引起拍频, 就会为通过拍频现象研究电子的自旋设置障碍。本章研

究的另一个目的,是提供判别磁致子带间散射的方法,为后面各章排除磁致子带间散射所引起的拍频现象提供准备。

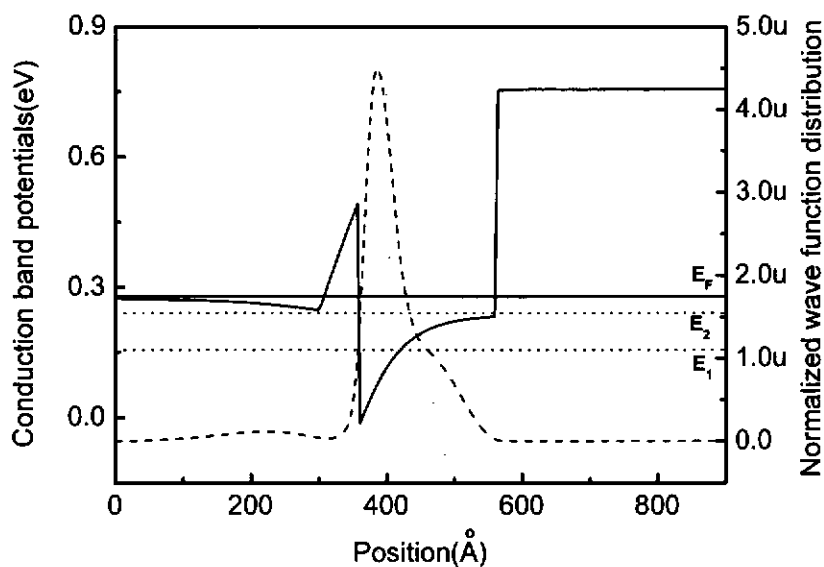
3.1 样品结构和实验

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱的结构设计和计算所得的能带结构如图 3.1 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。如图 3.1(a)所示,以半绝缘 InP 为衬底,首先生长 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 6 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层和单边掺杂浓度为 $2.5\sim 3\times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ 的 Si δ 掺杂层(掺杂浓度低于后面各章节样品的掺杂浓度),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。整个样品生长过程由反射高能电子衍射(Reflection High-Energy Electron Diffraction, RHEED)监测。能带结构的计算是通过自适应求解泊松-薛定谔方程来完成的,其具体的计算过程由第六章给出。由计算所得的能带结构表明(图 3.1(b)),电子占据了两个子带。

样品被切割成 $5\times 5\text{ mm}^2$ 的正方形,在磁场 B 为 0-10 T 的范围内,采用范德堡法测量样品在不同温度 $T(1.5\text{-}60\text{ K})$ 下的纵向电阻和霍尔电阻。

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Cap Layer	20 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	30 nm
Si δ 掺杂($2.5\sim 3\times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$)	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	6 nm
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Channel	20 nm
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	327 nm
Semi-insulating InP substrate	

(a)



(b)

图 3.1 (a) Si δ 掺杂 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱样品结构示意图; (b) 计算所得样品在 1.5 K 下的导带形状、能级位置及波函数的空间分布

3.2 结果及讨论

图 3.2 是温度为 1.5 K 下, 样品的纵向电阻 R_{xx} 和霍尔电阻 R_{xy} 随磁场的变化。

纵向电阻出现 SdH 振荡, 霍尔电阻出现明显的霍尔平台。

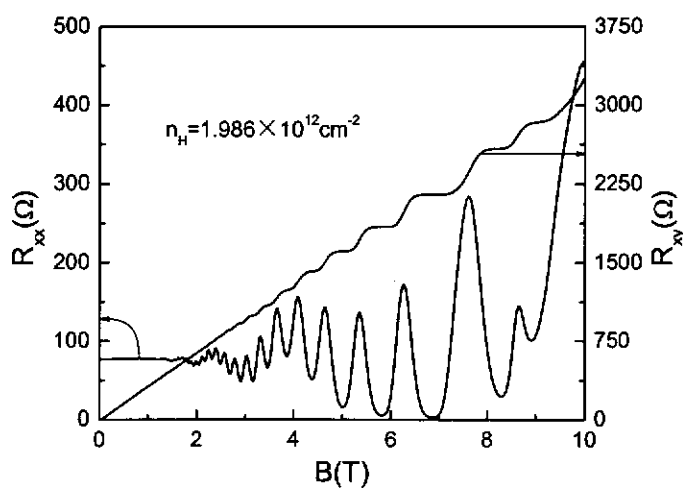


图 3.2 1.5 K 下样品纵向电阻的 SdH 振荡和霍尔电阻平台

3.2.1 霍耳电阻

由霍耳效应知道,把通有电流的半导体放在某一磁场 B 中,设电流沿 \bar{x} 方向,磁场沿 \bar{z} 方向,则在垂直于电流和磁场的 \bar{y} 方向将产生一个横向的霍耳电场 E_y 。霍耳电场 E_y 与电流密度 J_x 和磁场 B 成正比,即

$$E_y = R_H J_x B, \quad (3.1)$$

比例系数 R_H 称为霍耳系数。由 2.3.1 节知道,1900 年,Drude^[10,11]采用理想气体分子模型来描述金属中自由电子的运动,在横向电场 \bar{E} 和垂直磁场 \bar{B} 下,电子的运动方程为:

$$m^* \frac{d\bar{v}}{dt} = -e(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}) - \frac{m^*}{\tau} \bar{v}, \quad (3.2)$$

其中, m^* 为电子的有效质量, e 为电子电量的大小, τ 为电子的动量弛豫时间,也即电子在两次散射之间的平均自由时间。稳态下 $d\bar{v}/dt = 0$, 如果 $\bar{B} = 0$, 根据 $\bar{J} = -ne\bar{v}$ 得到:

$$\bar{E} = \rho_0 \bar{J}, \quad \bar{J} = \sigma_0 \bar{E}, \quad \sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m^*} \text{ 和 } \rho_0 = \frac{1}{\sigma_0} \quad (3.3)$$

在外电场 \bar{E} 下,电子的平均速度 $\bar{v} = \mu \bar{E}$, 其中 μ 为电子迁移率,它表示单位电场下电子运动的快慢。如果 $\bar{B} \neq 0$, 在二维平面,电导率表达成张量的形式,电流密度与电场的关系满足:

$$J_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y, \quad (3.4)$$

$$J_y = \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y, \quad (3.5)$$

只要半导体在 xy 平面内是各向同性的,就有 $\sigma_{yy} = \sigma_{xx}$, $\sigma_{yx} = -\sigma_{xy}$ 。在霍耳测量中,产生霍耳电场的方向没有电流,有:

$$J_y = \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y = 0, \quad (3.6)$$

将 $E_x = -\frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{yx}} E_y = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}} E_y$, 代入 J_x , 有:

$$J_x = \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xy}} E_y, \quad (3.7)$$

联立(3.1)式和(3.7)式, 可得:

$$R_H = \frac{\sigma_{xy}/B}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (3.8)$$

同样, 将二维平面电阻率表达成张量形式后, 电场与电流密度的关系满足

$$E_x = \rho_{xx} J_x + \rho_{xy} J_y, \quad (3.9)$$

$$E_y = \rho_{yx} J_x + \rho_{yy} J_y, \quad (3.10)$$

由此可得

$$\rho_{xx}(B) = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (3.11)$$

$$\rho_{xy}(B) = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (3.12)$$

由式(3.8)和(3.12), 得:

$$R_H = \frac{\sigma_{xy}/B}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = -\frac{\rho_{xy}}{B}, \quad (3.13)$$

由式(3.13)看出, 实验所测的 $R_{xy}(B)$ 或 $\rho_{xy}(B)$ 曲线的斜率, 即是霍尔系数 R_H 。

由霍尔系数 R_H 和霍尔浓度 n_H 的关系

$$R_H = -\frac{1}{n_H e}, \quad (3.14)$$

即可求得电子的霍尔浓度。因此, 由图 3.2 的霍尔电阻曲线求得样品中电子的霍尔浓度为 $n_H = 1.986 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。

3.2.2 纵向磁阻振荡

1930年, Shubnikov 和 de Haas^[7]首先在铋单晶中观察到磁阻振荡, 后来以发现者的名义, 将此命名为 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡。该振荡是一种电子的量子效应, 反映朗道能级态密度在费米面能级处的变化。要观察到 SdH 振荡,

必须满足以下条件:

(1) 费米能级热展宽 $k_B T$ 必须小于朗道能级分裂 $\hbar\omega_c$; 为了让电子占据更多的朗道能级, 必须有费米能级 $E_F > \hbar\omega_c$, 也即是

$$k_B T \ll \hbar\omega_c < E_F \quad (3.15)$$

(2) 朗道能级展宽必须小于 $\hbar\omega_c$, 即

$$\Gamma_{n,s} \ll \hbar\omega_c, \quad (3.16)$$

由于 $\tau = \hbar/\Gamma_{n,s}$, $\mu = e\tau/m^*$, 所以

$$\omega_c \tau \gg 1, \quad \mu B \gg 1 \quad (3.17)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, ω_c 为回旋共振频率。方程(3.17)意味着电子在被杂质散射之前, 在动量弛豫时间 τ 内完成多次回旋运动。

图 3.3 是在不同温度下, 样品纵向电阻的 SdH 振荡。随着温度的升高, SdH 振荡振幅逐渐减小。60 K 时, SdH 振荡已经很弱。

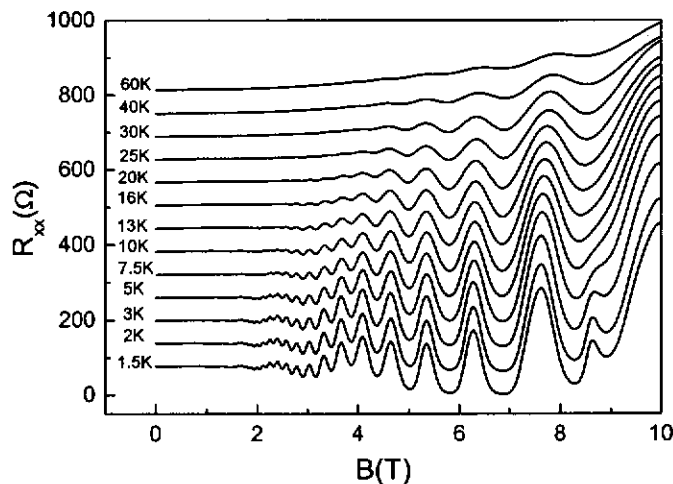


图 3.3 样品纵向电阻在不同温度下的 SdH 振荡, 曲线在垂直方向进行了平移

样品纵向电阻发生 SdH 振荡时, 考虑自旋分裂和能带的非抛物性^[12,13], 磁阻 $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 随磁场的变化为:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{s=0}^{\infty} \left(\frac{5}{2}\right) \left(\frac{sf}{2B}\right)^{1/2} \frac{\beta T m' \cos(s\pi\nu)}{\sinh(s\beta T m'/B)} e^{-s\beta T_D m'/B} \cos 2\pi(s/fB - 1/8 - s\gamma), \quad (3.18)$$

其中 $\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx}(B) - \rho_0$, ρ_0 是零磁场下的电阻率, 其表达见(2.18)式或(3.3)式, s 是傅里叶求和项的系数, $m' = m^*/m_0$ 是有效质量和自由电子质量的比, $\beta = 2\pi^2 k_B / \hbar e = 14.707(T/K)$ 是个常数, T_D 为 Dingle 温度, 含 T_D 的项则计入了能带的碰撞增宽效应。 f 是 SdH 振荡的频率, γ 是 Onsager 相位因子, ν 是一个与有效 g 因子 g^* 有关的量, $\nu = m'g^*/2$ 。 SdH 振荡受温度的影响主要表现在因子 $A = x/\sinh x$ 中 ($x = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$), 该因子随温度的增高而衰减。可见在温度很高时, 纵向磁阻振荡将消失。

Ohta, Ando 和 Isihara 等人对 2DEG 的磁量子输运现象进行了系统的理论分析^[14-16], 推导出磁阻振荡的简单表达式:

$$\rho_{xx} = \rho_0 \left(1 + 2 \frac{\Delta g(T)}{g_0} \right), \quad (3.19)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\omega_c \tau_0}{\sigma_0} \left(1 - \frac{1}{(\omega_c \tau_0)^2} \frac{\Delta g(T)}{g_0} \right), \quad (3.20)$$

其中 σ_0 为零磁场下的电导率, 其表达见(2.18)式或(3.3)式, g_0 和 Δg 分别是零磁场下的态密度以及某一磁场下的振荡态密度:

$$\frac{\Delta g(T)}{g_0} = 2 \sum_{s=1}^{\infty} \underbrace{\exp(-\pi s / \omega_c \tau)}_{(1)} \underbrace{\frac{(\frac{2\pi^2 s k_B T}{\hbar \omega_c})}{\sinh(\frac{2\pi^2 s k_B T}{\hbar \omega_c})}}_{(2)} \underbrace{\cos \left[\frac{2\pi s (E_F - E_0)}{\hbar \omega_c} - s\pi \right]}_{(3)} \underbrace{\cos(s\pi\nu)}_{(4)}, \quad (3.21)$$

其中 E_0 为零磁场下某一子带能级。在求和过程中 $s > 1$ 的各项迅速减小, 实际上可以只保留第一项。式(3.21)中注释部分的解释分别为:

- (1) 该项说明 SdH 振荡幅度与磁场大小有关, 通过它可以确定电子的量子散射率 $1/\tau$ 和 Dingle 温度 $T_D = \hbar/2\pi k_B \tau$ 。
- (2) 该项与温度有关, 振荡振幅随温度的升高而衰减, 即式(3.18)中的 $A = x/\sinh x$ 。从 SdH 振荡振幅随温度的变化可以得到电子的有效质量。
- (3) 该项为振荡项, 从该项看出, 磁阻振荡随磁场的振荡频率为 $f = (E_F - E_0)m^*/(\hbar e)$ 。
- (4) 在这项中考虑了电子自旋分裂的影响, 在这里 ν 进一步表示成 $\nu = \delta/\hbar\omega_c$, δ 为电子的自旋分裂能, 通过该项可以求得电子的有效 g 因子。

图 3.4 是样品纵向电阻率在不同温度下的 FFT 谱, FFT 谱表明, 电子占据了两个子带。其中, 频率为 6.15 和 34.906 的两个峰对应这两个不同的子带。频率为 41.665 的峰是这两个子带的和频, 而频率为 69.71 的峰是第一子带 (频率为 34.906) 的倍频。频率为 28.85 的峰随温度的升高始终不消失, 这是磁致子带间散射造成的两个子带间散射峰^[17], 下面对其作具体的分析。

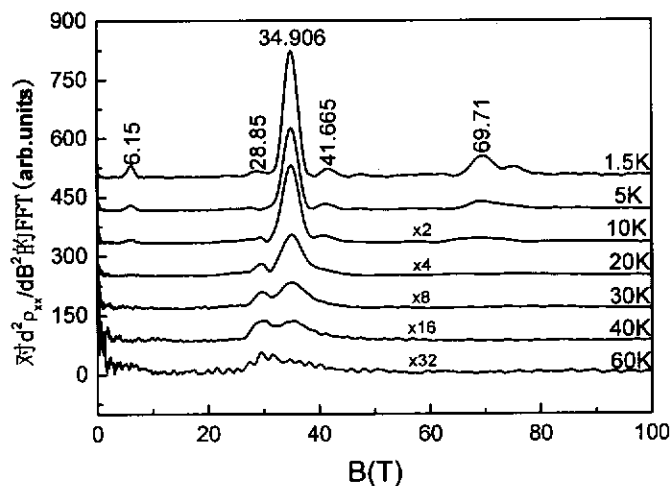


图 3.4 样品纵向电阻率在不同温度下的 FFT 谱, 曲线在垂直方向进行了平移, 10-60K 的曲线进行了不同倍数的放大

对于磁致子带间散射模型, 有^[18,19]:

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = & 2A_1 \frac{x}{\sinh x} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_1}\right) \cos\left[\frac{2\pi(E_F - E_1)}{\hbar\omega_c} + \pi\right] \\
& + 2A_2 \frac{x}{\sinh x} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_2}\right) \cos\left[\frac{2\pi(E_F - E_2)}{\hbar\omega_c} + \pi\right] \\
& + 2B_{12} \frac{2x}{\sinh 2x} \exp\left[-\frac{\pi}{\omega_c} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)\right] \cos\left[\frac{2\pi(2E_F - E_1 - E_2)}{\hbar\omega_c}\right] \\
& + 2B_{12} \exp\left[-\frac{\pi}{\omega_c} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)\right] \cos\left[\frac{2\pi(E_2 - E_1)}{\hbar\omega_c}\right],
\end{aligned} \tag{3.22}$$

其中 $E_1(\tau_1)$ 和 $E_2(\tau_2)$ 分别是第一和第二子带的能级位置和量子散射时间, A_1 , A_2 和 B_{12} 是系数, 与子带内和子带间的散射概率 $P_{ij}(i, j=1, 2)$ 有关^[20]。式(3.22)右边第一、第二项分别对应于第一、第二子带的 SdH 振荡; 第三项和第四项来源于磁致子带间散射引起的磁阻振荡。与第四项相比较, 第三项要弱得多, 通常可以忽略。 $A = x/\sinh x$ 就是 SdH 振荡的温度阻尼项, 而 $\exp\left[-\frac{\pi}{\omega_c} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)\right]$ 为磁致子带间散射引起的磁阻振荡阻尼项, 它只与磁场有关, 与温度无关。从式(3.22)看出, SdH 振荡和磁致子带间散射引起的磁阻振荡都是阻尼项乘以余弦函数, 两者的相位相差 π 。对于量子阱中的二维电子气, $E_F > E_2 > E_1$, 因此, 磁致子带间散射引起的磁阻振荡的频率 $f_{MS} = (E_2 - E_1)m^*/(\hbar e)$ 处于第一、第二子带电子 SdH 振荡的振荡频率之间, 并靠近第一子带电子 SdH 振荡的振荡频率。

3.2.3 子带电子浓度

在异质结构二维体系中, 电荷的分布决定了势的形状, 反过来势的形状又影响电荷的分布。因此, 只有通过严格自洽求解泊松 (Poisson) 和薛定谔 (Schrödinger) 方程才能得到电子和势的分布。对于多体电子-电子相互作用可采用简单的哈特里 (Hartree) 近似方法, 也就是用一个平均势代替多体电子势。假定每个电子都受到自洽势 $V_H(z)$ (z 为垂直二维方向) 的影响, 得

$$\frac{d}{dz} \left[\varepsilon(z) \frac{dV_H(z)}{dz} \right] = -4\pi e^2 \rho(z), \quad (3.23)$$

其中电荷密度 $\rho(z) = -en(z) + e[N_D^+(z) - N_A^-(z)]$ 。又能量本征值方程为

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} + V(z) \right] \phi_i(z) = E_i \phi_i(z), \quad (3.24)$$

其中 $m(z)$ 是电子在 z 方向的有效质量, $V(z) = V_0\theta(z) + V_H(z)$ 是总的势能, $\theta(z)$ 是阶跃函数, $\theta(z \geq 0) = 1$, $\theta(z < 0) = 0$, E_i 是第 i 子能带本征能量。另外, 总的电子浓度为

$$n(z) = \sum_i n_i |\phi_i(z)|^2, \quad (3.25)$$

其中 n_i 是第 i 子带的电子浓度。按照下面的顺序(3.25) → (3.23) → (3.24) → (3.25) 自洽求解方程, 得到电子的波函数为:

$$\phi_{i,k_x,k_y} = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} e^{i(k_x x + k_y y)} \phi_i(z), \quad (3.26)$$

其中 L_x , L_y 是 x , y 方向上的长度。电子在 x - y 平面上是自由运动的, 因此得到电子的能量为:

$$E_{i,k_x,k_y} = E_i + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (3.27)$$

因为 n 维波矢空间的态密度为 $(2\pi)^{-n}$, 所以, 考虑平衡能带的谷简并度 g_v 和自旋简并 $n_s = 2$, 得到单位面积、单位能量中的二维电子态密度为

$$D(E) = 2g_v \frac{1}{(2\pi)^2} 2\pi k \frac{dk}{dE}, \quad (3.28)$$

其中波矢 \vec{k} 的大小为 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 。用 $dE/dk = \hbar^2 k/m^*$, 得每个子带电子的态密度为

$$D_i(E) = \theta(E - E_i) \frac{g_v m^*}{\pi \hbar^2}, \quad (3.29)$$

电子总的态密度为所有子带态密度之和，得到总的态密度为：

$$D(E) = \sum_i \theta(E - E_i) \frac{g_v m^*}{\pi \hbar^2}, \quad (3.30)$$

在实际中，一般不计入谷简并。因此， $T=0$ K 时，第 i 子带电子浓度为：

$$n_i = (E_F - E_i) \theta(E_F - E_i) \frac{m^*}{\pi \hbar^2}, \quad (3.31)$$

需要注意的是，由于已经计入自旋简并，(3.31)式中表示的是第 i 子带包括自旋向上和自旋向下的总电子浓度。在有限温度下，电子浓度可以写成：

$$n_i = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} k_B T \ln \left[1 + e^{-\frac{E_i - E_F}{k_B T}} \right], \text{ 对于非简并的半导体，在低温范围满足 } e^{-\frac{E_i - E_F}{k_B T}} \gg 1,$$

则上式可近似为 $n_i = \frac{m^*(E_F - E_i)}{\pi \hbar^2}$ ，即

$$E_F - E_i = \frac{\pi \hbar^2 n_i}{m^*}, \quad (3.32)$$

结合(3.32)和(3.21)的第三项，得到每一子带的电子浓度与 SdH 振荡频率 f 的关系为^[21]：

$$n_i = 2ef_i/h \quad (3.33)$$

频率 $f_i = 1/\Delta \left(\frac{1}{B} \right)$ ，即图 3.4 中的横坐标。由此计算得到两个峰的电子浓度分别为

$1.688 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ， $2.976 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 。其和与电子的霍尔浓度 ($n_H = 1.986 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)

完全一致。除了磁致子带间散射峰以外，由于各子带的 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。

3.2.4 子带电子有效质量

对 SdH 振荡进行滤波，可以得到样品各个子带的振荡（图 3.5）。

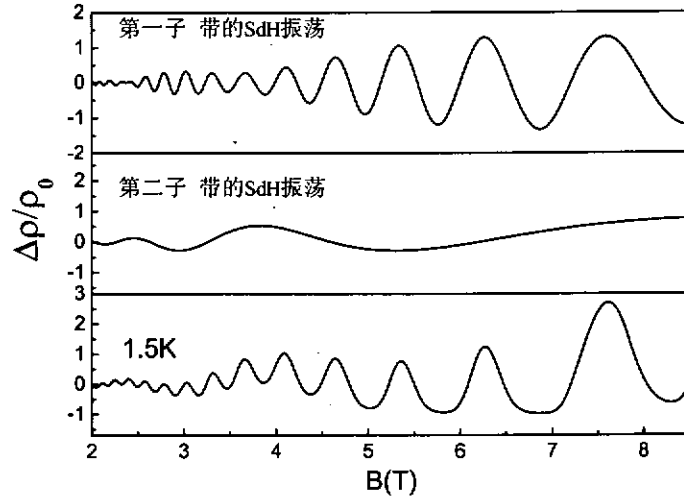


图 3.5 1.5 K 时, 样品 SdH 振荡通过滤波得到的第一、第二子带的振荡

由每一子带 SdH 振荡振幅 $A = x/\sinh x$ ($x = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$), 有

$$\ln \frac{A}{T} = C - \frac{2\pi^2 k_B m^*}{e\hbar B} T \quad (3.34)$$

这里的 $A = x/\sinh x$ 表示的是每一子带 SdH 振荡在某一磁场 B 下的振幅, 而非总的 SdH 振荡的振幅, m^* 是该子带电子的有效质量, $C = \ln \frac{4\pi^2 k_B m^*}{e\hbar B}$ 。在不同的

温度点对 SdH 振荡进行滤波后, 可以得到每个子带在某一磁场 B 下的 $\ln \frac{A}{T} \sim T$ 关

系图。图 3.6 是第一子带的 $\ln \frac{A}{T} \sim T$ 关系, 由此得到第一子带电子的有效质量为

$m_1^* = 0.052m_0$ 。对第二子带作相同的处理, 得 $m_2^* = 0.049m_0$ 。

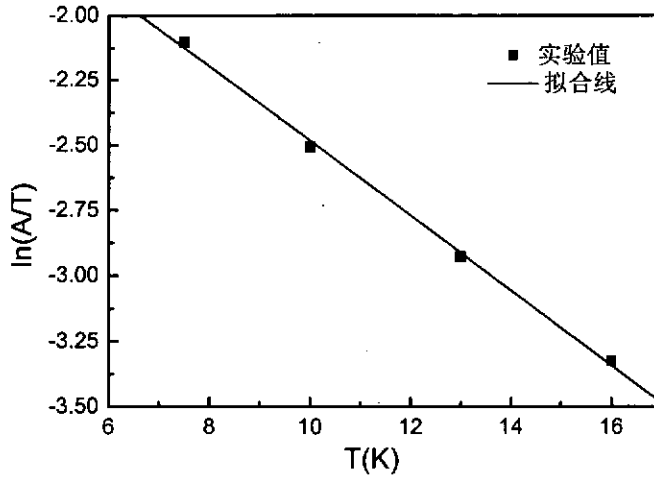


图 3.6 第一子带 SdH 振荡振幅随温度的变化 (振幅所对应的磁场 $B = 5.34T$)

3.2.5 子带电子能级位置

对于非简并半导体, 在低温范围, 由式(3.21)的第三项, 有:

$$E_F - E_i = \frac{\hbar e f_i}{m^*} \quad (3.35)$$

其中 E_i 、 f_i 分别为第 i 子带的能级位置和 SdH 振荡频率。由此得到

$E_F - E_1 = 77.6meV$, $E_F - E_2 = 14.5meV$ 。第一、第二子带能级间隔为

$E_2 - E_1 = 63.1meV$ 。

3.2.6 子带电子浓度和迁移率随温度的变化

Beck 和 Anderson 的迁移率谱方法^[9]源于 McClure^[22]推导磁场下的电导张量元而对玻尔兹曼方程的求解, 该方法仅在不存在量子效应的情况下适用。McClure 假定在某一回旋轨道上, 弛豫时间 τ 是常数, 但却是能级 E 和沿 z 轴方向的波矢 k_z 的函数。在这种弛豫时间近似下, 对于单带:

$$\sigma_{xx} = \left(\frac{e^2}{(2\pi)^3} \right) \int d^3k \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau \sum_{M=1}^{\infty} \frac{|B(M-1)|^2 + |B(-M-1)|^2}{1 + (M\omega_c\tau)^2}, \quad (3.36)$$

$$\sigma_{xy} = \left(\frac{e^2}{(2\pi)^3} \right) \int d^3k \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau \left(\sum_{M=1}^{\infty} \frac{-i[B(M-1)B(-M-1) - B^*(M-1)B^*(-M-1)]}{1+(M\omega_c\tau)^2} + \sum_{M=1}^{\infty} \frac{M\omega_c\tau [|B(M-1)|^2 - |B(-M-1)|^2]}{1+(M\omega_c\tau)^2} \right), \quad (3.37)$$

其中 f_0 为平衡分布函数, ω_c 是回旋频率, $B(M)$ 为与等能面能量有关的傅立叶系数, 所有的 $B(M)$ 确定了轨道的形状。对于圆形轨道, 只有 $B(0)$ 不为零。 $B^*(M)$ 为 $B(M)$ 的共轭。如果费米面高度对称, 特别地, 如果 k_x, k_y 平面为映射面, 则式(3.37)为:

$$\sigma_{xy} = \left(\frac{e^2}{(2\pi)^3} \right) \int d^3k \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau \sum_{M=1}^{\infty} \frac{M\omega_c\tau [|B(M-1)|^2 - |B(-M-1)|^2]}{1+(M\omega_c\tau)^2}, \quad (3.38)$$

对能带数 n 求和, 该单带表达式就可演变为多带表达式。假设回旋频率 ω_c 与磁场 B 成比例, 则可以定义有效质量 m_c (为了强调与 ω_c 的对应关系, 这里将 m^* 写成 m_c):

$$\omega_c(n, E, k_z) = \frac{eB}{m_c(n, E, k_z)}, \quad (3.39)$$

同时可定义迁移率 μ_c :

$$\mu_c(n, E, k_z) = \frac{e\tau(n, E, k_z)}{m_c(n, E, k_z)} \quad (3.40)$$

于是式(3.36)、(3.37)可变为:

$$\sigma_{xx} = \left(\frac{e^2}{(2\pi)^3} \right) \sum_n \int d^3k \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \frac{m_c\mu_c}{e} \sum_{M=1}^{\infty} \frac{|B(M-1)|^2 + |B(-M-1)|^2}{1+(M\mu_c B)^2}, \quad (3.41)$$

$$\sigma_{xy} = \left(\frac{e^2}{(2\pi)^3} \right) \sum_n \int d^3k \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \frac{m_c\mu_c^2 B}{e} \sum_{M=1}^{\infty} \frac{M [|B(M-1)|^2 - |B(-M-1)|^2]}{1+(M\mu_c B)^2}, \quad (3.42)$$

定义电导密度函数:

$$\eta_M^+(n, E, k_z) = \frac{e}{(2\pi)^3} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) m_c(n, E, k_z) \mu_c(n, E, k_z) |B(M-1)|^2, \quad (3.43)$$

$$\eta_M^-(n, E, k_z) = \frac{e}{(2\pi)^3} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) m_c(n, E, k_z) \mu_c(n, E, k_z) |B(-M-1)|^2, \quad (3.44)$$

则式(3.41)、(3.42)可写为:

$$\sigma_{xx} = \sum_n \int d^3k \sum_{M=1}^{\infty} \frac{(\eta_M^+ + \eta_M^-)}{1 + (M\mu_c B)^2}, \quad (3.45)$$

$$\sigma_{xy} = \sum_n \int d^3k \sum_{M=1}^{\infty} \frac{M\mu_c B(\eta_M^+ - \eta_M^-)}{1 + (M\mu_c B)^2} \quad (3.46)$$

式(3.45)、(3.46)是对 McClure 推导的结果的变形, 其本质特征是对多载流子体系电导张量

$$\sigma_{xx} = \sum_j \frac{n_j e \mu_j}{1 + \mu_j^2 B^2}, \quad (3.47)$$

$$\sigma_{xy} = \sum_j \frac{n_j e \mu_j^2 B}{1 + \mu_j^2 B^2}, \quad (3.48)$$

的积分和求和。对于具有“凹下”和“凸起”部分的费米面, η_M^+ 和 η_M^- 均不为零, 对应的则分别是空穴和电子。现在, 定义另一对电导密度函数:

$$S^{p \text{ or } n}(\mu) = \sum_n \sum_{M=1}^{\infty} \int d^3k \eta_M^{\pm}(n, E, k_z) \delta[\mu - M\mu_c(n, E, k_z)], \quad (3.49)$$

则:

$$\sigma_{xx}(B) = \int_0^{\infty} \frac{[S^p(\mu) + S^n(\mu)] d\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad (3.50)$$

$$\sigma_{xy}(B) = \int_0^{\infty} \frac{[S^p(\mu) - S^n(\mu)] \mu B d\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad (3.51)$$

式(3.50)、(3.51)的推导过程中, 假定了载流子的迁移率是连续分布的。其中电导密度函数可简写为:

$$S^p(\mu) = ep(\mu)\mu, \quad (3.52)$$

$$S^n(\mu) = en(\mu)\mu, \quad (3.53)$$

$p(\mu)$ 和 $n(\mu)$ 分别是空穴和电子对迁移率的函数。迁移率谱分析的目的,就是为了确定电导密度函数 $S^p(\mu)$ 和 $S^n(\mu)$ 。但是,在 N 个磁场取值下,电导张量元 $\sigma_{xx}(B)$ 和 $\sigma_{xy}(B)$ 对应 $2N$ 维空间,该空间最多只能有 $2N$ 个独立的基矢。而式(3.50)、(3.51)定义了一个无穷维空间,有无穷个基。所以,由实验测量得到的电导张量元 $\sigma_{xx}(B)$ 和 $\sigma_{xy}(B)$ 不能唯一确定 $S^p(\mu)$ 和 $S^n(\mu)$ 。也就是说,可找到多组 $S^p(\mu)$ 和 $S^n(\mu)$,使其满足所得到的 $\sigma_{xx}(B)$ 和 $\sigma_{xy}(B)$ 。于是 Beck 和 Anderson^[9]用精确的数学推导,得到了 $S^p(\mu)$ 和 $S^n(\mu)$ 的唯一包络函数。迁移率谱分析的最终目的并不是为了获得这个包络函数,而是为了判定样品中载流子的种类,以及每种载流子浓度和迁移率的近似值。

运用迁移率方法需注意几个特征^[9]: (1)电导迁移率谱 $S^p(\mu)$ 和 $S^n(\mu)$ 在 $\mu=0$ 处不引入额外的峰;而载流子浓度迁移率谱由于有 $n(\mu)=S^n(\mu)/(e\mu)$ (或 $p(\mu)=S^p(\mu)/(e\mu)$),因此在 $\mu=0$ 处会引入一个额外的尖峰;所以,对于样品中迁移率很小的载流子要特别注意,必须辨明是载流子的迁移率峰还是 $\mu=0$ 引入的峰。(2)实验中增加磁场的取值点,可增加对载流子种类的分辨力。(3)测量所得的霍尔电压和电导电压的相对误差越小,迁移率峰就越窄、越尖锐,就越能准确获得每种载流子浓度和迁移率的确定值,减小迁移率谱的误差。

本章的样品在磁输运测量中,在低磁场($B < 1.5\text{T}$)下没出现量子效应,在这个范围内对样品进行迁移率谱分析^[9],所得结果如图 3.7 所示。图 3.7 的迁移率谱中出现两个峰,很清楚地表明有两种电子参与导电,这进一步说明电子确实占据两个子带。迁移率谱得到的只是载流子浓度 n 和迁移率 μ 的近似值,以此值为初值对该温度下的电导 σ 进行拟合,可以求得载流子浓度 n 和迁移率 μ 的确定值,这就是迁移率谱和多载流子拟合相结合求解载流子浓度和迁移率的方法(MS+MCF方法)。图 3.8 是 1.5 K 时样品电导 σ 的实验值和拟合曲线。拟合得到 1.5 K 时第一子带电子的浓度和迁移率分别为 $1.65 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 3.93×10^4

cm^2/Vs ; 第二子带电子的浓度和迁移率分别为 $2.89 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $5.45 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 。该方法求得的电子浓度与用 FFT 方法求得的第一、第二子带电子浓度 $1.688 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $2.976 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 很好符合。

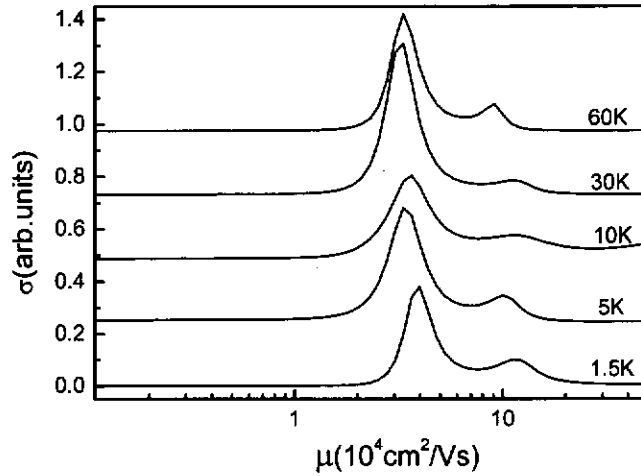


图 3.7 低场下 ($B < 1.5\text{T}$) 样品的电导迁移率谱

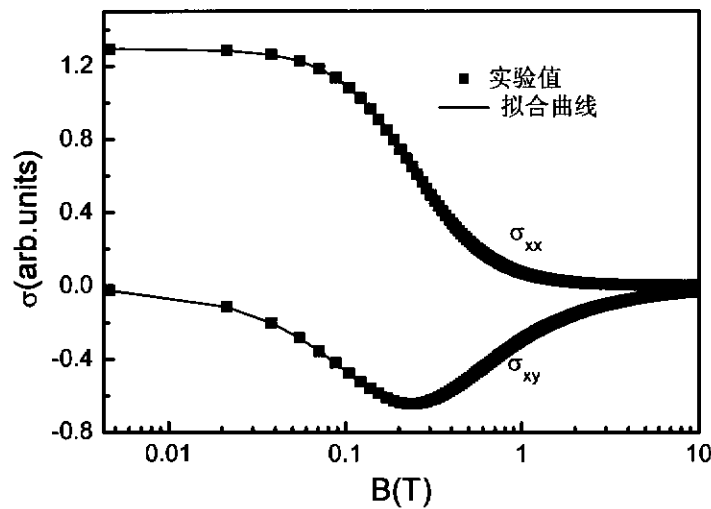


图 3.8 1.5 K 时样品电导的实验值和拟合曲线

图 3.9 是通过 MS+MCF 方法得到的样品载流子浓度和迁移率与温度的关系, 电子浓度和迁移率几乎不随温度变化。电子浓度不随温度变化正反映了二维电子气的性质。在 $T < 100\text{K}$ 下, 二维电子气主要受无序合金散射势的影响, 所以电子迁移率也几乎不发生变化^[23,24]。

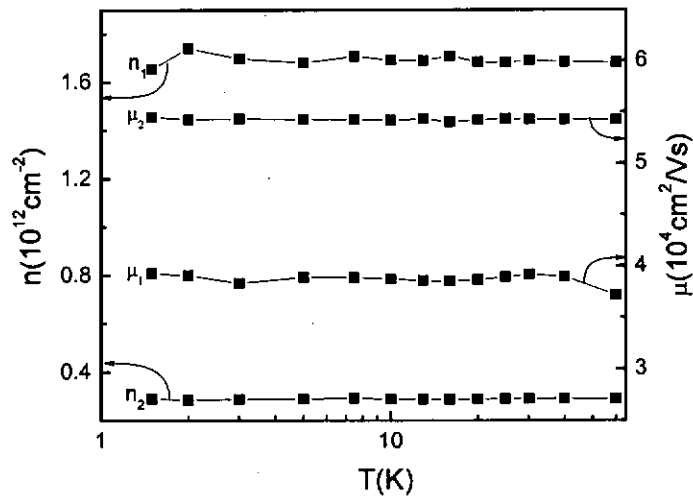


图 3.9 样品载流子浓度和迁移率随温度的变化

电子总浓度为 $1.986 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ，小于样品的掺杂浓度 ($2.5 \sim 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)，这可能是因为掺杂电子没有完全进入量子阱。

3.3 本章小结

研究了 Si 高 δ 单边掺杂 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单量子阱的磁输运特性。发现在 1.5-60 K 的温度范围内，磁阻发生了 SdH 振荡。FFT 分析表明，电子占据了两个子带。通过对 SdH 振荡进行滤波，求得第一、第二子带电子的有效质量分别为 $m_1^* = 0.052m_0$ 、 $m_2^* = 0.049m_0$ 。两个子带能级与费米能级的距离分别为 $E_F - E_1 = 77.6 \text{ meV}$ ， $E_F - E_2 = 14.5 \text{ meV}$ 。低磁场 ($B < 1.5 \text{ T}$) 下的 MS+MCF 方法求得两个子带的电子浓度与 FFT 分析的结果一致。载流子浓度和迁移率在 1.5-60 K 范围内几乎不随温度变化，此时的二维电子气主要受无序合金散射势的影响。在 $d^2\rho/dB^2 \sim 1/B$ 的 FFT 谱中，观察到除了峰高通常强烈依赖温度的对应于各子带的频率 (f_1 和 f_2)、 f_1 的倍频 ($2f_1$) 以及 f_1 和 f_2 的和频 ($f_1 + f_2$) 外，还观察到峰高对温度不敏感的频率 $f_1 - f_2$ ，这是由于量子阱中不同子带的电子具有相近的有效质量，两个子带之间发生了强烈的磁致子带间散射。

参考文献

- [1] G. I. Ng, D. Pavlidis, M. Quillec, Y. J. Chan, M. D. Jaffe, and J. Singh, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 728(1988)
- [2] P. C. Chao, A. J. Tessmer, K. H. G. Duh, P. Ho, M. Y. Kao, P. M. Smith, J. M. Ballingall, S. M. Liu, and A. A. Jabra, *IEEE Electron Device Lett.*, **11**, 59(1990)
- [3] U. K. Mishra, A. S. Brown, S. E. Rosenbaum, C. E. Hooper, M. W. pierce, M. J. Delaney, S. Vaughn, and K. White, *IEEE Electron Device Lett.*, **9**, 647(1988)
- [4] S. Bollaert, Y. Cordier, V. Hoel, M. Zaknoune, H. Happy, S. Lepilliet, and A. Cappy, *IEEE Electron Device Lett.*, **20**, 123(1999)
- [5] D. D. Edwall, E. R. Gertner, and W. E. Tennant, *J. Electron. Mater.*, **14**, 245(1985)
- [6] R. A. Reynolds, M. J. Brau, and R. T. Bate, *J. Phys. Chem. Solids.*, **32**, 511(1971)
- [7] L. Shubnikov, and W. J. de Haas, *Leiden Commun.*, **207(a)**, 3(1930)
- [8] W. Yao, Z. J. Qiu, Y. S. Gui, Z. W. Zheng, J. Lu, N. Tang, B. Shen, and J. H. Chu, *Acta Phys. Sin.*, **54** 2247(2005) (in Chinese) [姚炜, 仇志军, 桂永胜, 郑泽伟, 吕捷, 唐宁, 沈波, 褚君浩, *物理学报*, **54**, 2247(2005)]
- [9] W. A. Beck, and J. R. Anderson, *J. Appl. Phys.*, **62**, 541(1987)
- [10] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle; I. Teil*, *Ann. d. Phys.*, **1**, 566 (1900)
- [11] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle; II. Teil*, *Ann. d. Phys.*, **3**, 24 (1900)
- [12] E. N. Adams, and T. D. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids*, **10**, 254(1959)
- [13] L. M. Roth, and P. N. Argyres, *Semiconductors and Semimetals*(edited by R. K. Willardson, and A. C. Beer)(New York Academic) **Vol.1**, p159(1966)
- [14] K. Ohta, *J. Appl. Phys.*, **10**, 850 (1971); *J. Phys. Soc. Japan* **31**, 1627 (1971)
- [15] T. Ando, *J. Phys. Soc. Japan* **37**, 1233 (1974)
- [16] A. Isihara, and L. Smrčka, *J. Phys. C: Solid State Physics* **19**, 6777 (1986)
- [17] D. R. Leadly, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *1989 Semicond. Sci. Technol.*, **4**, 885(1989)
- [18] T. H. Sander, S. N. Holmes, J. J. Harris, D. K. Maude, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **58**, 13856(1998)

- [19] M. E. Raikh, and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B49, 5531 (1994)
- [20] P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol., 5, 961(1990)
- [21] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, and R. Reifenberger, Phys. Rev. B39, R1411 (1989)
- [22] J. W. McClure, Phys. Rev., 101, 1642(1956)
- [23] P. Basu, and B. Nag, Appl. Phys. Lett., 43, 689(1983)
- [24] G. Bastard, Appl. Phys. Lett., 43, 591(1983)

第四章 二维电子气自旋分裂的拍频振荡效应

长期以来, 微电子学主要是以研究、控制和应用半导体中载流子的输运特性为内容, 在这里载流子的输运过程仅利用它的荷电性由电场来控制, 载流子的自旋状态是不予考虑的。实际上, 利用载流子的自旋性同样也能操纵它的输运过程^[1-3]。近年来, 半导体异质结中的自旋效应越来越受到人们的广泛重视, 并且逐步形成一门崭新的学科: 自旋电子学(Spintronics)^[4], 与通常的微电子学相比, 它主要是利用电子的自旋特性来设计器件。相对于电荷性, 电子的自旋特性除了具有非易失性外, 还具有其它一些优点, 比如: (1) 自旋很容易被外加磁场操纵和控制, (2) 自旋具有很长的相干长度或弛豫时间, 一旦产生能保持很长时间, 而电荷态很容易被缺陷、杂质以及其它电荷的散射和碰撞所破坏。电子自旋的这些特性使人们有可能发展尺寸更小, 功耗更小而功能更强大的器件。通过发展自旋电子学, 更有可能实现人们长久以来梦寐以求的集成电子器件、光电子器件和磁电子器件于一体的器件。自旋极化场效应管正是基于这一思想由 Datta 等人提出的一种器件模型^[3], 它与器件中二维电子气的零磁场自旋分裂密切相关^[5,6], 有关研究表明, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ 异质结构有可能用来制备这种器件。

4.1 异质结构中的自旋分裂

在 III-V 族半导体异质结中, 已经在实验和理论上对子带的零场和非零场自旋分裂进行了大量研究^[3,5-10]。人们很早就知道在极性半导体材料中由于体的反演不对称 (bulk inversion asymmetry, BIA), 在没有外来磁场的条件下, 不同自旋态的能量会出现分裂^[11], 该部分自旋分裂称为 Dresselhaus 项。随着材料维度的降低, 在非对称的半导体量子阱和异质结中, 由于结构的反演不对称 (structure inversion asymmetry, SIA), 电子不同自旋态的能量也会出现分裂, 传统上称之为 Rashba 自旋-轨道分裂 (Rashba spin-orbit splitting) 或 Rashba 效应^[12,13]。对于诸如 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 等宽禁带材料, 有研究表明零场自旋分裂来源于体反演不对称^[14-18]。而在诸如 InAs/GaSb 、 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ 、 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 等窄禁带半导体异质结中, 理论和实验都表明 Rashba 自旋分裂要远远高于由 BIA 引起的自旋分裂^[14,19-24], 是电子自旋分裂的主要来源。但是, 1983 年, Stormer 等人首

先在 p -型 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结中通过 SdH 拍频振荡观测到了电子的 Rashba 效应^[25]。Pfeffer 及其同行发现在 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结中, SIA 和 BIA 同样重要^[26-28]。随着磁场的增加, BIA 和 SIA 的作用同时减弱, 非零磁场的塞曼分裂 (Zeeman splitting) 在总的自旋分裂中起主要作用。对于异质结构材料, 如果仅记入 BIA 机理, 计算表明, 自旋分裂随磁场的变化会改变符号, 随磁场增加, 自旋分裂由负值逐渐变为正值^[14]; 如果同时记入 BIA 和 SIA 机理, 自旋分裂的符号不随磁场变化, 自旋分裂始终为正^[26-28]。由此看来, 针对自旋分裂的来源, 其规律性还不十分清楚。

4.2 样品结构和实验

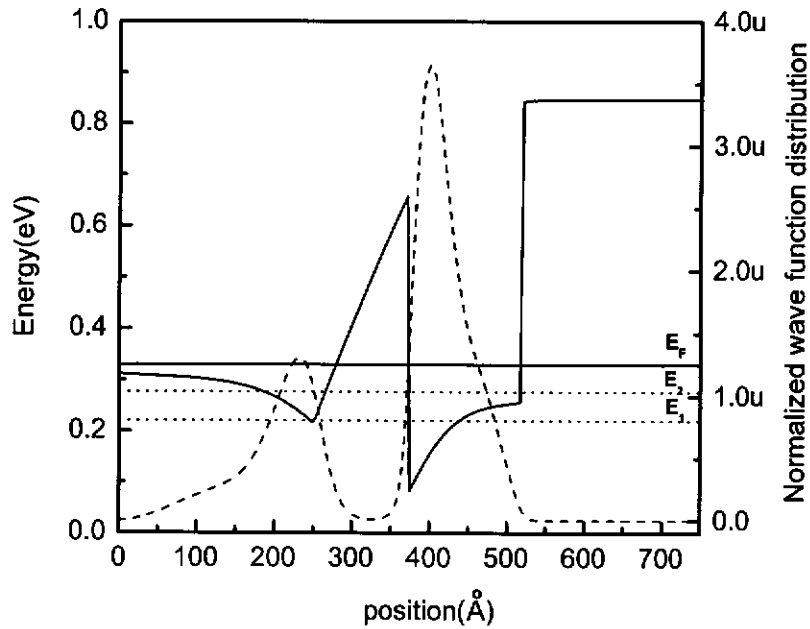
由中国科学院半导体所生长的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单量子阱结构示意图如图 4.1(a)所示。样品在 GEN II 分子束外延系统上生长, 生长过程由反射高能电子衍射 (Reflection High-Energy Electron Diffraction, RHEED) 监测。本章所设计的样品, 由于 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ 沟道材料中 In 的组分为 0.65, 所以该样品的势阱和势垒之间的晶格不匹配。并且, 样品中除了存在量子阱的结构反演不对称 (SIA) 外, 还存在 $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ 晶体的体反演不对称 (BIA)。

图 4.1(b)表明, 虽然费米能级以下有两个子带能级可以容纳电子, 但由于第二子带能级位置高于掺杂位置的三角阱的最低位置, 所以第二子带的电子被局域在掺杂位置的三角阱中。在输运测量中, 局域在掺杂位置的三角阱中的电子虽然参与导电, 但只提供平行电导^[5], 不会参与 SdH 振荡。图 4.1(b)中总的波函数的空间分布也说明有一部分掺杂电子局域在掺杂位置的三角阱中。由计算得到的第二子带电子波函数的空间分布表明, 第二子带电子确实局域在掺杂位置的三角阱中。

在 0-13 T 的磁场范围和低温下, 采用直流技术对样品进行 SdH 振荡测量。样品被切割成 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ 的正方形, 在正方形的四个角用 In 做成四个欧姆电极, 测量仍采用范德堡法, 且磁场垂直异质界面。

In _{0.53} Ga _{0.47} As	Cap Layer	15 nm
In _{0.52} Al _{0.48} As		25 nm
Si δ -Doping($4 \times 10^{12}/\text{cm}^2$)		
In _{0.52} Al _{0.48} As	Spacer	12 nm
In _{0.65} Ga _{0.35} As	channel	15 nm
In _{0.52} Al _{0.48} As		350 nm
Semi-insulating InP substrate		

(a)



(b)

图 4.1 (a) Si δ 掺杂 In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.65}Ga_{0.35}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱样品结构示意图; (b) 计算所得样品在 1.4 K 下的导带形状、能级位置及波函数的空间分布

4.3 低场自旋分裂

由实验所测的霍尔电阻 R_{xy} 曲线求得电子的霍尔浓度为 $n_H = 2.46 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。

1.4 K 下所测得的样品纵向电阻 R_{xx} 的 SdH 振荡曲线如图 4.2 所示, SdH 振荡出现明显的拍频。为了更清楚地标出拍频节点的位置, 对低场部分的 SdH 振荡曲线进行了一次微分 (见图 4.3)。

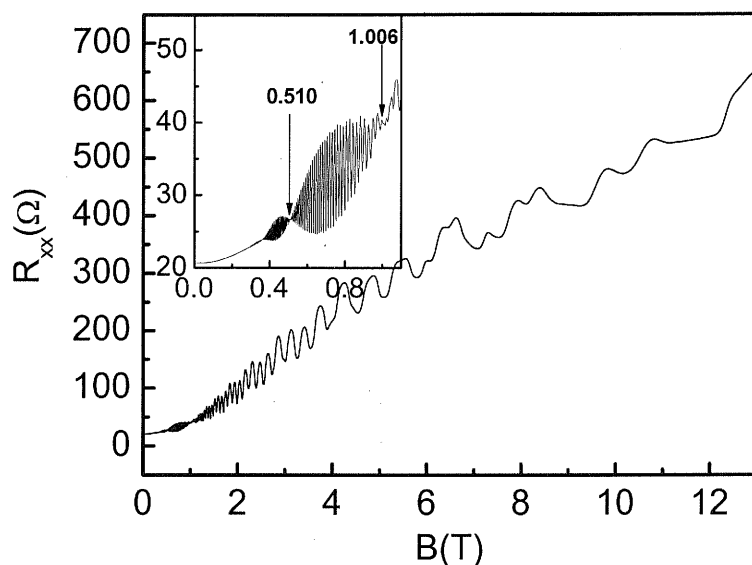


图 4.2 样品在 1.4 K 下纵向电阻的 SdH 振荡曲线，插图给出低场下的曲线和拍频节点位置。

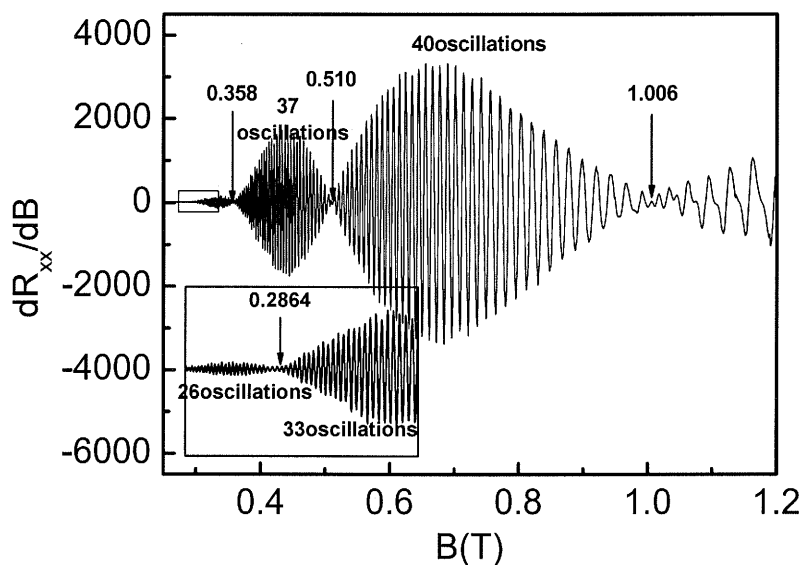


图 4.3 样品在 1.4 K 下，纵向电阻在低场部分的 SdH 振荡曲线的一次微分，插图是小方框部分的放大。箭头标出拍频节点的位置，两个节点之间的振荡数目也被列出。

拍频是由两个振幅和频率均相近的 SdH 振荡的叠加形成的。为了找到拍频的来源，我们对 R_{xx} 在 0.26-0.62 T 磁场范围内的曲线进行快速傅里叶变换 (FFT) 分析。图 4.4 是样品在不同温度下纵向电阻 SdH 振荡的 FFT 谱，FFT 谱中出现的近临双峰对应 SdH 振荡中的拍频。两个峰随温度的升高迅速降低，峰高强烈依赖于温度，表明这两个峰中不包含磁致子带间散射峰，对应的拍频不是来源于磁致子带间散射的振荡与第一子带 SdH 振荡的叠加。这说明该近临双峰对应的是两个独立子带电子振荡的叠加。由各子带电子浓度 n 和 SdH 振荡频率 f 的关

系^[5]

$$n = 2ef/h, \quad (4.1)$$

求得对应于频率为 41.66 T 和 44.35 T 的子带电子浓度分别为 $2.02 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $2.14 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。各子带电子浓度之和远大于电子的霍尔浓度 $n_H = 2.46 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。因此，频率为 41.66 T 和 44.35 T 的振荡不是对应第一、第二子带电子的振荡，而是对应第一子带自旋分裂后自旋向下和向上子带电子的振荡。由于第一子带电子的自旋分裂，自旋简并已经消除，需用 $n = ef/h$ 来计算电子浓度。由此，得到第一子带自旋向下和向上的电子浓度分别为 $1.01 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $1.07 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ，其和接近于电子的霍尔浓度，表明拍频的确来源于自旋分裂。FFT 谱中没观察到第二子带电子 SdH 振荡的峰，且第一子带自旋向下和向上的电子浓度之和略小于霍尔浓度，第一子带总的电子浓度与霍尔浓度之间的差值超出了误差的范围，这些因素充分表明，第二子带的电子确实被局域在掺杂位置的三角阱中，该部分电子没参与 SdH 振荡，但提供了平行电导，使得图 4.2 的 SdH 振荡曲线有一个抛物线背底。

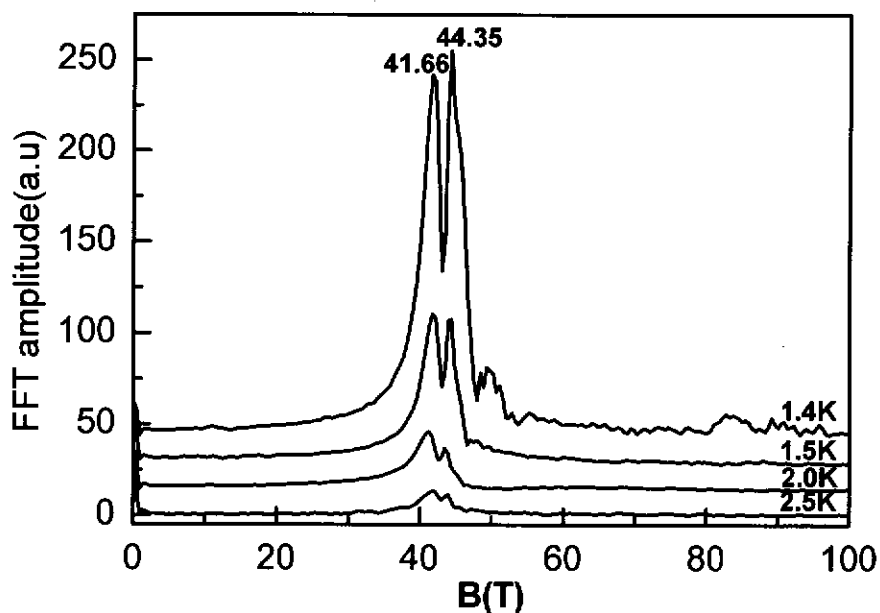


图 4.4 不同温度下样品纵向电阻 SdH 振荡的 FFT 谱。为避免各曲线交叠，曲线在垂直方向进行了平移。

由某一固定磁场下 SdH 振荡振幅随温度的变化求得电子的有效质量为

$0.03554m_0$ ，与由文献[29]所提供的公式计算的结果接近。现在，可以由拍频节点位置求得低场自旋分裂能。如图 4.3 所示，磁场由低到高所对应的每两个节点之间的振荡数目分别为 26、33、37、40。由于自旋分裂能与两个节点之间的振荡数目成反比关系^[21]，因此，在 $B < 1.006T$ 的磁场范围，自旋分裂能随磁场的增加而减小。自旋分裂对 SdH 振荡调制使得振幅满足^[5]

$$A \sim \cos \pi \nu, \quad (4.2)$$

其中

$$\nu = \frac{\Delta}{\hbar \omega_c}, \quad (4.3)$$

且 Δ 为自旋分裂朗道能级之间的间隔。(4.2)式表明，拍频节点出现在 ν 为半整数的时候 ($\nu = \pm 0.5, \pm 1.5, \pm 2.5 \dots$)。某一磁场下总的自旋分裂能 Δ 具有如下形式：

$$\Delta = \Delta_0 + \Delta_1 \hbar \omega_c + \Delta_2 (\hbar \omega_c)^2 + \dots, \quad (4.4)$$

Δ_0 为零场自旋分裂能， $\Delta_1 \hbar \omega_c$ 为线性分裂项，二阶及其高阶项在高磁场范围才起作用。对于低场范围，(4.4)式中只考虑前两项，此时自旋分裂随磁场的变化是线性关系。如果 $\Delta_0 = 0$ ，则此时 $A \sim \cos \pi \Delta_1$ ，SdH 振荡的振幅是一个不随磁场变化的常数，不会出现拍频现象。只有零场自旋分裂不为零的时候，才能出现拍频。图 4.3 中最后一个节点所对应的半整数为 $|\nu| = 0.5$ ，接下来沿低场方向的节点分别对应半整数 1.5、2.5...，由此得到各节点磁场值所对应的总自旋分裂能 Δ ，示于图 4.5。对节点处总自旋分裂能的实验值进行直线拟合且外推，即得零场自旋分裂能为 $\Delta_0 = 3.7247 \text{ meV}$ 。

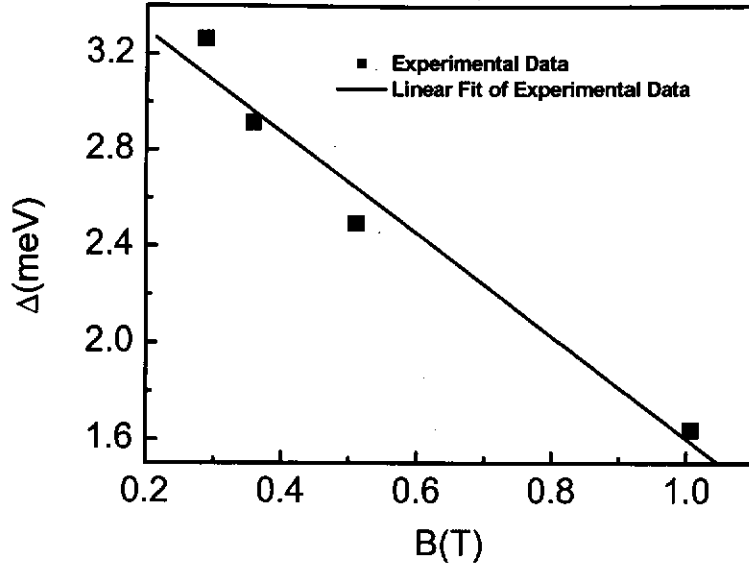


图 4.5 低场范围内, 各节点位置的总自旋分裂能。直线是线性拟合结果, 直线外推获得零场自旋分裂能。

4.4 高场自旋分裂

高场范围, 自旋分裂能随磁场的变化是非线性关系。在高场区, $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$, 霍尔电阻率满足

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \approx \frac{1}{\sigma_{xy}}, \quad (4.5)$$

在霍尔平台处, 纵向电阻率 ρ_{xx} 满足

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \approx \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}^2} = \sigma_{xx} \rho_{xy}^2 = \sigma_{xx} \left(\frac{h}{e^2 i} \right)^2, \quad (4.6)$$

其中 h 为普朗克常数, i 为填充因子。在 0 K 的时候, 二维电子气的磁电导为

$$\sigma_{xx} = \sum_{N\pm} \left(N \pm \frac{1}{2} \right) \exp \left(- \frac{(E_F - E_N^\pm)^2}{\Gamma^2} \right), \quad (4.7)$$

其中 E_F 为费米能级, Γ 为朗道能级的展宽, E_N^\pm 为第 N 个朗道能级中的自旋向上 (+) 和向下 (-) 能级。由式(4.5)、(4.6)和(4.7)看出, 每次当朗道能级穿过费

米能级时, ρ_{xx} 会出现极大值; 当费米能级处于两个朗道能级之间时, 此时出现霍耳平台, ρ_{xx} 出现极小值。

从低场向高场方向, 由每一个霍耳平台获得填充因子 i , 由此知道此时费米能级以下的朗道能级数 N (当 i 为偶数时, $N = \frac{i}{2}$; 当 i 为奇数时, $N = \frac{i+1}{2}$)。第 N 个自旋向下的朗道能级与费米能级对齐时, 有

$$E_F = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \frac{eB_{N-}}{m^*} + \frac{1}{2} g^* \mu_B B_{N-}, \quad (4.8)$$

此时 ρ_{xx} 的峰值对应的磁场即为 B_{N-} 。同样, 第 N 个自旋向上的朗道能级与费米能级对齐时, 有

$$E_F = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \frac{eB_{N+}}{m^*} - \frac{1}{2} g^* \mu_B B_{N+}, \quad (4.9)$$

此时 ρ_{xx} 的峰值对应的磁场即为 B_{N+} 。由 (4.8) 和 (4.9) 式得到磁场在 $B_N = (B_{N+} + B_{N-})/2$ 处的自旋分裂能^[30]

$$\Delta(B_N) = g^* \mu_B B_N = \left(N + \frac{1}{2} \right) \frac{(B_{N-} - B_{N+}) e \hbar}{m^*}, \quad (4.10)$$

显然, B_{N+} 和 B_{N-} 分别为第 N 个自旋向上和向下的朗道能级穿过费米能级时的磁场值。由 (4.10) 式获得各高场值下的自旋分裂能, 在图 4.6 中用实心方块表示。

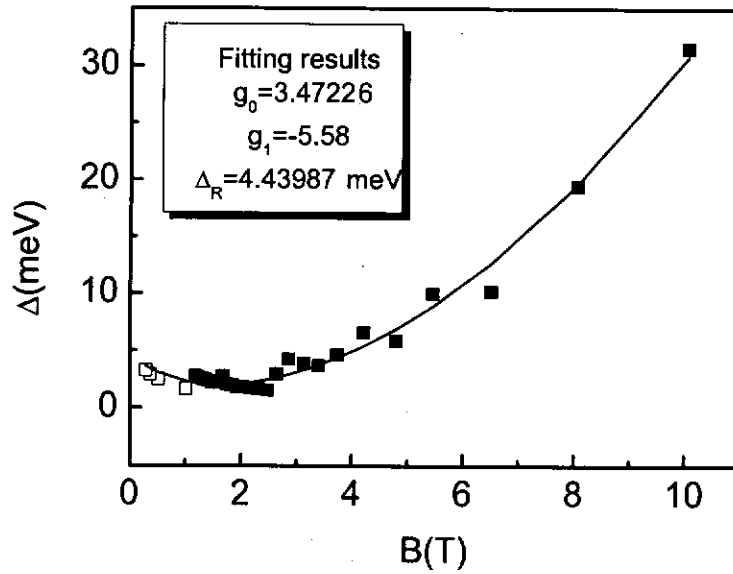


图 4.6 总自旋分裂能随磁场的变化。其中空心方块为低场下由拍频节点获得的自旋分裂能，实心方块为高场范围由(4.10)式获得的自旋分裂能。实线为拟合结果。

图 4.6 是在所测量的磁场范围总自旋分裂能随磁场的变化。如果仅考虑结构反演不对称，即仅记入 Rashba 项，则自旋分裂能满足(2.56)式，重写与此

$$\Delta = \left[(\hbar\omega_c - g^* \mu_B B)^2 + \Delta_R^2 \right]^{1/2} - \hbar\omega_c, \quad (4.11)$$

根据窄禁带半导体中 Rashba 项远远大于 Dresselhaus 项的结论^[14,19-24]，可以用(4.11)式（即(2.56)式）对图 4.6 中的实验结果进行拟合。拟合获得 $g_0 = 3.47226$ ， $g_1 = -5.58$ 和零场 Rashba 自旋分裂能 $\Delta_R = 4.43987 \text{ meV}$ 。由于拟合所得到的 Rashba 自旋分裂能与零场自旋分裂能不相等，因此，零场自旋分裂能中仍还包括 Dresselhaus 项，即

$$\Delta_0 = \Delta_D + \Delta_R, \quad (4.12)$$

由此得到体反演不对称（BIA）引起的自旋分裂能为 $\Delta_D = \Delta_0 - \Delta_R = -0.71517 \text{ meV}$ 。体反演不对称（BIA）引起的自旋分裂能为负，这与文献[14]中理论计算的结果一致。但由于 Rashba 项要大得多，所以自旋分裂的符号不随磁场变化，在所测量的磁场范围内始终为正^[26-28]。低场下零场自旋分裂起主要作用，高场下塞曼分裂成了自旋分裂的主要来源（见图 4.6）。

4.5 FFT 分析的适用范围

根据自旋向上和向下的电子浓度可以获得 Rashba 自旋轨道耦合常数 α 。在二维沟道中,对 α 是否正比于平均电场 $\langle E \rangle$ 还存在争议^[14,23,28]。由(2.54)式知道自旋轨道耦合常数和自旋分裂电子浓度之间满足如下关系^[23,24]:

$$\alpha = \frac{\Delta n \hbar^2}{m^*} \left(\frac{\pi}{2(n - \Delta n)} \right)^{1/2}, \quad (4.13)$$

其中 $n = n_- + n_+$ 为自旋向下和向上的电子浓度之和, $\Delta n = n_+ - n_-$ 为自旋向上和向下的电子浓度之差。代入自旋向下和向上的电子浓度 $1.01 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $1.07 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 得到 $\alpha = 1.223 \times 10^{-11} \text{ eVm}$ 。根据 $\Delta_R = 2\alpha k_F$, $k_F = \sqrt{2\pi n}$, 得到零场 Rashba 自旋分裂能 $\Delta_R = 8.88809 \text{ meV}$, 该结果与拟合图 4.6 所得到的结果严重不一致。

自旋分裂中不包括塞曼 (Zeeman) 项时, 自旋分裂值不随磁场变化, 始终等于零场自旋分裂, 也就是说, 自旋向上和向下子能级的位置不随磁场变化。因此, SdH 振荡频率 $f_{\pm} = (E_F - E_{\pm})m^*/(\hbar e)$ 不随磁场变化。FFT 分析所获得的振荡频率 (或者电子浓度), 真实地反映了自旋向上和向下子能级的位置。但是, 当自旋分裂中包括塞曼项时, 自旋向上和向下子能级的位置将随磁场变化。由塞曼项为 $g^* \mu_B B$ 且 $g^* = g_0 + g_1 B$ 知, SdH 振荡频率会随磁场变化, SdH 振荡曲线不是固定周期的振荡曲线。这样, FFT 分析所获得的振荡频率 (或者电子浓度) 存在误差, 导致其反映的仅仅是自旋向上和向下子能级的大概位置。由于 SdH 振荡频率 (或者电子浓度) 值较小的偏离会引起所获得的能级位置值很大的误差, 所以由(4.13)式所获得的 α 和 Δ_R 偏差很大。事实上, 对于获得 Δ_R 而言, (4.13)式与 $f_{\pm} = (E_F - E_{\pm})m^*/(\hbar e)$ 的计算方法是相近的, 稍作简化, 二者相等。这说明, 对于自旋分裂含有塞曼项的情况, 由 FFT 分析求解能级位置 (或者能量间隔) 需特别小心, 对精细的求解已经不可用。

4.6 本章小结

用磁输运实验研究了 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单量子阱中的自旋分裂。研究发现,第一子带分裂成自旋向上和自旋向下子能带,自旋向上和自旋向下子能带 SdH 振荡的叠加,使得 R_{xx} 的 SdH 振荡出现拍频。由于该样品结构中同时存在体反演不对称和结构反演不对称,因此零场自旋分裂包括表示体反演不对称的 Dresselhaus 项和表示结构反演不对称的 Rashba 项。由于正的 Rashba 项远远大于负的 Dresselhaus 项,所以自旋分裂始终是正值。低场范围,零场自旋分裂起主要作用;高场范围,塞曼项在自旋分裂中占主导地位。

参考文献

- [1] C. J. Wang, Z. J. Gao, Z. W. Shan, S. B. Gen, *Progress in Physics*, **17**, 119 (1997)
(in Chinese).
- [2] M. Johnson, *Science*, **260**, 320 (1993).
- [3] S. Datta, and B. Das, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 665 (1990).
- [4] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001)
- [5] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Sing, and M. Jaffe, *Phys. Rev. B* **39**, R1411 (1989).
- [6] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1335 (1997)
- [7] S. J. Papadaki, E. P. De Poortere, H. C. Manoharan, M. Shayegan, and R. Winkler, *Science* **283**, 2056 (1999).
- [8] J. P. Heida, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, and G. Borghs, in *Proceedings of the 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by M. Scheffler and R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996), Vol. 3, p. 2467.
- [9] J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers, T. M. Klapwijk, and G. Borghs, *Phys. Rev. B* **57**, 11911 (1998).
- [10] J. P. Lu, J. B. Yau, S. P. Shukla, M. Shayegan, L. Wissinger, U. Rossler, and R. Winkler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1282 (1998).
- [11] G Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955)
- [12] E. I. Rashba, *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)* **2**, 1224 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960)].
- [13] Y. A. Bychhov, and E. I. Rashba, *Sov. Phys. JETP Lett.* **39**, 78 (1984); *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984); *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 66 (1984)
- [14] G Lommer, F. Malcher, and U. Rössler, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 728 (1988)
- [15] R. Eppenga, and M. F. H. Schuurmans, *Phys. Rev. B* **37**, 10923 (1988).

- [16] H. Riechert, S. Alvarado, A. N. Tikov, and I. Safarov, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2297 (1984).
- [17] N. E. Christensen and M. Cardona, *Solid State Commun.* **51**, 491 (1984).
- [18] P. D. Dresselhaus, C. M. A. Papavassiliou, R. G. Wheeler, and R. N. Sacks, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 106 (1992).
- [19] B. Das, S. Datta, and R. Reifenberger, *Phys. Rev. B* **41**, 8278 (1990).
- [20] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani, *Phys. Rev. B* **55**, 16293 (1997)
- [21] J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles, *Phys. Rev. B* **38**, 10142 (1988).
- [22] J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles, *Phys. Rev. B* **41**, 7685 (1990).
- [23] G. Engels, J. Lange, Th. Schäpers, and H. Lüth, *Phys. Rev. B* **55**, R1958 (1997).
- [24] Th. Schäpers, G. Engels, J. Lange, Th. Klocke, M. Hollfelder, and H. Lüth, *J. Appl. Phys.* **83**, 4324 (1998)
- [25] H. L. Stormer, Z. Schlesinger, A. Chang, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and W. Wiegemann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 126 (1983)
- [26] P. Pfeffer and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **52**, R14332 (1995).
- [27] P. Pfeffer, *Phys. Rev. B* **55**, R7359 (1997).
- [28] P. Pfeffer, and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **59**, R5312 (1999).
- [29] G. Ji, U. K. Reddy, D. Haung, T. S. Henderson, and H. Morkoc, *Superlattices Microstruct.*, **3**, 539 (1987).
- [30] J. G. Savel'ev, A. M. Kreshchuk, S. V. Novikov, A. Y. Shik, G. Remeny, G. Kovacs, B. Podor, and G. Gombos, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 9025 (1996).

第五章 二维电子气自旋分裂的反弱局域效应

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，引起电子背散射几率增加，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几率，产生负磁阻现象，这就是弱局域（weak localization, WL）效应^[1,2]。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^[2,3]。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^[4]。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）引起的自旋轨道相互作用（Rashba 项）^[5,6]。第四章的研究也表明，在窄禁带半导体中，零场自旋分裂主要来源于结构反演不对称^[7-10]。接下来的研究表明，本章所设计的样品，其自旋分裂仅来源于结构反演不对称所引起的 Rashba 项的贡献。

对于结构反演不对称的量子阱样品，反弱局域效应分析对于获得零场自旋分裂能，是一个十分有效的手段^[11]。但是，以前用来进行反弱局域效应分析的理论只适合于扩散近似模型^[2,12]。扩散近似要求粒子的运动处于磁场 $B \ll B_r = \hbar/2el^2$ 的扩散区（其中 B_r 是输运场， \hbar 是普朗克常数 h 除以 2π ， 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反弱局域效应，近来人们也做过理论的探索^[13,14]。Lyada-Geller 的理论^[13]只适合于 $B > B_{so} = \hbar/4eD\tau_{so}$ 的高场区（其中 D 是扩散常数， τ_{so} 是自旋轨道迟豫时间）。Golub 的理论^[14]对于实际的数据处理又太过复杂。因此，本章用另一种有效的近似来获得自旋轨道耦合常数 α 和零场自旋分裂能 Δ_0 。由前面章节知道，在 2DEG 系统中，由于自旋分裂产生自旋向上和向下子能级，在磁场的作用下，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^[15]。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。如第四章所讨论的一样,当自旋分裂不包括塞曼(Zeeman)项的时候,对 SdH 振荡的分析也能获得自旋轨道耦合常数 α 和零场自旋分裂能 Δ_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 振荡测量的结果进行分析,所得的自旋轨道耦合常数 α 和零场自旋分裂能 Δ_0 与对反弱局域效应分析的结果一致。

5.1 弱局域和反弱局域效应的一般理论

Anderson^[16]利用标度理论第一次预言了无序会导致电子发生局域化。当无序比较弱的时候,存在一种新的电子态,称为弱局域态^[17]。标度理论认为弱局域态来源于电子的量子相干散射^[3,18,19]。

电子在输运过程中会受到两种类型的散射,一类是杂质对电子的弹性散射,另一类是电子和声子或者电子和电子之间的非弹性散射。在弹性散射中,入射波和出射波之间由于量子干涉而具有确定的相位关系,这种相位关系具有时间反演不变性。然而,在非弹性散射中,出射波与入射波无任何相位关系。因此,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干涉,引起电子背散射几率增加,从而导致电子的电阻率增大。这种现象被称为电子的弱局域化。当系统的温度升高,电子发生非弹性散射的几率增大,电子的量子干涉效应逐渐消失,电导率随温度呈对数上升关系^[3]。这是弱局域化系统电阻率随温度的变化关系。

对于低温下以弹性散射为主的二维电子气系统,如果引入一个垂直磁场,那么电子的时间反演不变性会遭到破坏,使得波函数获得一个附加相位,从而降低了电子回到起始点的几率,使得电导率增加。随着磁场的逐渐增加,电阻率逐渐减小,即产生负磁阻现象。这是弱局域化系统电阻率随磁场的变化关系。这种磁阻随磁场的增加而减小的现象,是弱局域化存在的重要证据。

除了电子和杂质,以及电子和声子的散射之外,实际上往往还存在自旋-轨道散射或者磁散射。这些散射的存在会破坏电子波之间的干涉效应,当这些散射

较强时,会引起电子发生反弱局域化,在外加磁场下电子的磁阻会变得更加复杂。Kawaji 等人^[20]首先在 GaAs/AlGaAs 异质结中观察到了反弱局域化现象,在低温下,电阻随磁场增加而急速上升,呈现出正磁阻行为,达到最大值后,电阻才随着磁场增加而减小。Dresselhaus 等人^[21]把这种复杂的变化形式归因于晶体场引起的自旋-轨道散射对电子弱局域行为的破坏,详细的讨论可参看文献^[3,22,23]。对于弱局域和反弱局域效应,发展起来的理论分为基于扩散近似模型和基于弹道输运模型两种,它们分别适于扩散输运和弹道输运二维电子气系统。

5.1.1 扩散输运模型

电子的弱局域效应和反弱局域效应可以用扩散理论来处理,该理论仅适于 $B \ll B_r = \hbar/2el^2$ 的磁场范围。Hikami, Larkin 和 Nagaoka 给出了磁导率随磁场的变化关系(简称 HLN 理论)^[2]:

$$\Delta\sigma(B) = -\frac{ae^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_e}{B}\right) - \left(\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_1}{B_e}\right) \right) + \frac{1}{2} \left(\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_2}{B_e}\right) \right) - \frac{1}{2} \left(\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_3}{B_e}\right) \right) \right], \quad (5.1)$$

其中 $B_1 = B_\phi + B_{so}^x + B_{so}^y + B_{so}^z + B_s^x + B_s^y$, $B_2 = B_\phi + 2B_s^x + 2B_s^y + 2B_s^z$, $B_3 = B_\phi + 2B_{so}^x + 2B_{so}^y + 2B_s^z$ (一般认为,二维电子气在 xy 二维平面是各向同性的,因此有 $B_1 = B_\phi + 2B_{so}^x + B_{so}^z + 2B_s^x$, $B_2 = B_\phi + 4B_s^x + 2B_s^z$, $B_3 = B_\phi + 4B_{so}^x + 2B_s^z$); 而 $B_e = \frac{\hbar}{4Det_e}$, $B_\phi = \frac{\hbar}{4Det_\phi}$, $B_{so}^{x,y,z} = \frac{\hbar}{4Det_{so}^{x,y,z}}$, $B_s^{x,y,z} = \frac{\hbar}{4Det_s^{x,y,z}}$ 分别为与弹性散射时间 τ_e (τ_e 即输运散射时间 τ_r , B_e 也即输运场 B_r), 非弹性散射时间(也称退相位散射时间—dephasing time or phase-breaking time, 强调非弹性散射导致电子波丧失相位记忆; 或者能量弛豫时间—energy relaxation time, 强调非弹性散射导致能量转移) τ_ϕ , 自旋-轨道散射时间 τ_{so} , 磁散射时间 τ_s 相对应的场。 ψ 是

digamma 函数, 扩散常数 $D = \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar k_F}{m^*} \right)^2 \tau_e = \frac{1}{2} v_F^2 \tau_{tr} = \frac{l^2}{2\tau_{tr}}$ 。对应于自旋轨道相互作用和磁散射均没有、自旋轨道相互作用很强且没有磁散射、磁散射很强且没有自旋轨道相互作用这三种情况, a 分别为 1、 $-1/2$ 和 0, 因此, 式(5.1)在不同的情况有不同的简化式。

1、没有自旋轨道散射和磁散射

此时, 自旋轨道散射和磁散射的项可以忽略, 即 $\frac{1}{\tau_{so}}, \frac{1}{\tau_s} \approx 0$, 则

$B_1 = B_2 = B_3 = B_\phi$ 。由此, (5.1)式可以写成

$$\Delta\sigma(B) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_e}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) + \ln\left(\frac{\tau_e}{\tau_\phi}\right) \right], \quad (5.2)$$

由于 $\psi\left(\frac{1}{2} + x\right) - \ln(x) > 0$ 且单调递减, 随 x 的增加逐渐接近 0, 则在极低温度和弱磁场下, 弹性散射比非弹性散射强时, 即 $\frac{1}{\tau_e} > \frac{1}{\tau_\phi}$, $B_e > B_\phi$, $\Delta\sigma(B)$ 为正, 所

以磁阻 $\Delta R = -R^2 \Delta\sigma$ 表现为负磁阻 (弱局域)。

当磁场很低, 低到 $\frac{B_e}{B} \gg 1$ 即 $B \ll \frac{\hbar}{4De\tau_e}$ 时, (5.2)式可近似为

$$\Delta\sigma(B) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[-\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) + \ln\frac{B_\phi}{B} \right] \quad (5.3)$$

2、自旋轨道相互作用很强且没有磁散射

在忽略磁散射时, 有 $B_2 = B_\phi \ll B_1, B_3$ 。在严格的二维体系^[2,24] (如果异质结中的二维电子气在 z 方向上只有一个本征能量, 即只有一个子带占据时, 属于严格的二维体系), 自旋-轨道相互作用只会在垂直 2DEG 平面的方向上引起退相位

项, 即 $B_{so}^x = B_{so}^y = 0$, 则有 $B_2 = B_3 = B_\phi$ 。这种情况下, 式(5.1)可写成

$$\begin{aligned}\Delta\sigma(B) &= -\frac{\alpha e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_e}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) + \ln\left(\frac{\tau_e}{\tau_1}\right) \right] \\ &= \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_e}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) + \ln\left(\frac{\tau_e}{\tau_1}\right) \right],\end{aligned}\quad (5.4)$$

在扩散区, B_e 总是大于其它的磁场参数。此时, 磁阻 $\Delta R = -R^2\Delta\sigma$ 由于 $\Delta\sigma(B)$ 为负而表现为正磁阻 (反弱局域)。

当磁场低到 $\frac{B_e}{B} \gg 1$ 即 $B \ll \frac{\hbar}{4De\tau_e}$ 时, (5.4)式可近似为

$$\Delta\sigma(B) = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left[-\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) + \ln\frac{B_1}{B} \right], \quad (5.5)$$

此时磁阻 $\Delta R = -R^2\Delta\sigma$ 由于 $\Delta\sigma(B)$ 仍为负而仍表现为正磁阻 (反弱局域)。

3、磁散射很强且没有自旋轨道相互作用

式(5.1)中, 由于 $\alpha = 0$, 所以磁阻修正为零, 或者至少很小。

但是, 在 HLN 理论中, 主要考虑的是自旋-轨道斜散射机理 (即 Elliot-Jaffet 机理^[25])。对于符合 Elliot 机理的二维结构, 总自旋为 $J=0$ 的单态被总自旋为 $J=1$ 且 z 方向自旋为 $J_z=0$ 的那个三态抵消。存在反弱局域效应的二维电子气系统, 其自旋弛豫机理是没有反演中心的 DP 机理 (Dyakonov-Perel mechanism^[26])。在 DP 机理中, 总自旋为 $J=0$ 的单态一定存在, 因为单态是正磁阻 (反弱局域效应) 的来源, 三态是负磁阻的来源。本章所设计的样品, 出现了反弱局域效应所导致的明显的正磁阻, 因此适于用 DP 机理来分析。

基于 DP 机理, Iordanskii, Lyanda-Gelle 和 Pikus 给出了磁导率随磁场的变化关系 (简称 ILP 理论)^[12]:

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma(B) &= \sigma(B) - \sigma(0) \\
&= -\frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left\{ \frac{1}{a_0} + \frac{2a_0 + 1 + \frac{B_{so}^x}{B}}{a_1 \left(a_0 + \frac{B_{so}^x}{B} \right) - 2\frac{B_{so}^{x'}}{B}} \right. \\
&\quad - \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{3}{n} \frac{3a_n^2 + 2a_n \frac{B_{so}^x}{B} - 1 - 2(2n+1) \frac{B_{so}^{x'}}{B}}{\left(a_n + \frac{B_{so}^x}{B} \right) a_{n-1} a_{n+1} - 2\frac{B_{so}^{x'}}{B} [(2n+1)a_n - 1]} \right. \\
&\quad \left. \left. + 2\ln \frac{B_{tr}}{B} + \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{\varphi}}{B} \right) + 3C \right\} \\
&\quad + \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{B_{\varphi}}{B_{tr}} + \ln \left(\frac{B_{\varphi}}{B_{tr}} + \frac{B_{so}^x}{B_{tr}} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{B_{\varphi}}{B_{tr}} + \frac{2B_{so}^x}{B_{tr}} \right) \right],
\end{aligned} \tag{5.6}$$

其中

$$\begin{aligned}
a_n &= n + \frac{1}{2} + \frac{B_{\varphi}}{B} + \frac{B_{so}^x}{B}, \quad \frac{1}{\tau_{so}^x} = \frac{1}{\tau_{so}^y} = \frac{1}{2\tau_{so}^z} = 2(\Omega_1^2\tau_1 + \Omega_3^2\tau_3), \quad B_{so}^{x'} = \frac{\hbar}{4eD\tau_{so}^{x'}} = \frac{\hbar}{4eD} 2\Omega_1^2\tau_1, \\
B_{so}^x &= \frac{\hbar}{4eD\tau_{so}^x} = \frac{\hbar}{4eD} (2\Omega_1^2\tau_1 + 2\Omega_3^2\tau_3), \quad \tau_1 = \tau_{tr}, \quad \psi(1+z) = -C + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z}{n(n+z)}, \\
B_{so} &= \frac{\hbar}{4eD\tau_{so}} = \frac{\hbar}{4eD} \left(\frac{1}{\tau_{so}^x} + \frac{1}{\tau_{so}^y} + \frac{1}{\tau_{so}^z} \right) = \frac{\hbar}{4eD} (8\Omega_1^2\tau_1 + 8\Omega_3^2\tau_3) = 4B_{so}^x
\end{aligned} \tag{5.7}$$

C 是欧拉常数(Euler constant), $C = 0.577216$ 。式(5.6)中忽略 $B_{so}^{x'}/B$, 就得到 HLN 理论公式:

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma(B) &= \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{\varphi}}{B} + \frac{B_{so}^x}{B} \right) + \frac{1}{2} \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{\varphi}}{B} + \frac{2B_{so}^x}{B} \right) \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{\varphi}}{B} \right) - \ln \frac{B_{\varphi} + B_{so}^x}{B} - \frac{1}{2} \ln \frac{B_{\varphi} + 2B_{so}^x}{B} + \frac{1}{2} \ln \frac{B_{\varphi}}{B} \right\},
\end{aligned} \tag{5.8}$$

自旋轨道相互作用所引起的自旋分裂能为 $\Delta_0 = 2\hbar\Omega = 2\hbar(\Omega_1 + \Omega_3)$ 。对于自旋分裂只含 Rashba 项的情况, 零场自旋分裂能为 $\Delta_R = 2\hbar\Omega_1$ ^[12,27]。

5.1.2 弹道输运模型

扩散输运理论模型只在下列条件下适用：(1)自旋轨道相互作用还是较弱；(2)出现弱局域和反弱局域效应的磁场范围较低。前一条件意味着 $\Omega\tau_r \ll 1$ ；后一条件意味着 $l_B \gg l$ ，这里 $l_B = \sqrt{\hbar/(eB)}$ 是磁长度 (magnetic length)。在高迁移率结构材料中，这两个条件都不再满足。由于高迁移率结构材料中电子的散射时间很长，此时 $\Omega\tau_r$ 比1大得多^[11,13,28,29]。并且，输运场 B_r 往往小于1 mT^[11,13,30]，是一个很小的磁场范围。这就意味着粒子的进动是弹道模式而非扩散模式，此时，需用 Golub 的理论模型^[14]拟合实验电导曲线。

Golub 的理论模型^[14]中，反弱局域对电导的修正包括两项：

$$\sigma(B) = \sigma_a + \sigma_b, \quad (5.9)$$

σ_a 和 σ_b 分别是背散射和非背散射干涉对电导的修正。其中：

$$\sigma_a = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \sum_{N=0}^{\infty} \left\{ \text{Tr} \left[A_N^3 (I - A_N)^{-1} \right] - \frac{P_N^3}{1 - P_N} \right\}, \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} \sigma_b = & \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \text{Tr} \left[K_N \tilde{K}_N A_N (I - A_N)^{-1} \right] \right. \\ & \left. + \text{Tr} \left[\tilde{K}_N K_N A_{N+1} (I - A_{N+1})^{-1} \right] - Q_N^2 \left(\frac{P_N}{1 - P_N} + \frac{P_{N+1}}{1 - P_{N+1}} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$A_N = \begin{pmatrix} P_{N-2} - S_{N-2}^{(0)} & R_{N-2}^{(1)} & S_{N-2}^{(2)} \\ R_{N-2}^{(1)} & P_{N-1} - 2S_{N-1}^{(0)} & R_{N-1}^{(1)} \\ S_{N-2}^{(2)} & R_{N-1}^{(1)} & P_N - S_N^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (5.12)$$

$$K_N = \begin{pmatrix} Q_{N-2} - S_{N-2}^{(1)} & R_{N-2}^{(2)} & S_{N-2}^{(3)} \\ -R_{N-1}^{(0)} & Q_{N-1} - 2S_{N-1}^{(1)} & R_{N-1}^{(2)} \\ -S_{N-1}^{(1)} & -R_N^{(0)} & Q_N - S_N^{(1)} \end{pmatrix}, \quad (5.13)$$

$$\tilde{K}_N = \begin{pmatrix} Q_{N-2} - S_{N-2}^{(1)} & -R_{N-1}^{(0)} & S_{N-1}^{(1)} \\ -R_{N-2}^{(2)} & Q_{N-1} - 2S_{N-1}^{(1)} & -R_N^{(0)} \\ S_{N-2}^{(3)} & -R_{N-1}^{(2)} & Q_N - S_N^{(1)} \end{pmatrix}, \quad (5.14)$$

I 是 3×3 单位矩阵。

$$S_N^{(m)} = \frac{l_B}{l} \sqrt{\frac{N!}{(N+m)!}} \int_0^\infty \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) x^m L_N^m(x^2) \sin^2\left(\Omega \tau_r \frac{l_B}{l} x\right) dx, \quad (5.15)$$

$$R_N^{(m)} = \frac{l_B}{l\sqrt{2}} \sqrt{\frac{N!}{(N+m)!}} \int_0^\infty \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) x^m L_N^m(x^2) \sin\left(2\Omega \tau_r \frac{l_B}{l} x\right) dx, \quad (5.16)$$

$$Q_N = \frac{1}{\sqrt{N+1}} \frac{l_B}{l} \int_0^\infty \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) x L_N^1(x^2) dx, \quad (5.17)$$

$$P_N = \frac{l_B}{l} \int_0^\infty \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) L_N(x^2) dx, \quad (5.18)$$

磁场长度 (magnetic length) $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$ 的量纲与平均自由程 l 的相同;

$\tilde{l} = l/(1 + \tau_r/\tau_\phi)$ 是有效散射长度; L_N^m 是递合拉盖尔多项式 (associated Laguerre

polynomials); $\text{Tr}[A_N]$ 表示对矩阵 A_N 的对角元求和; Ω 的量纲与回旋频率 ω_c 的

量纲相同, $\Omega \tau_r$ 是无量纲数。该理论公式仅有两个拟合 (待定) 参量: $\Omega \tau_r$ 和 τ_ϕ 。

式 (5.12) ~ (5.14) 中, $N=0,1$ 所对应的项应该记为 0 (例如:

$$P_{N-2} = Q_{N-2} = R_{N-2} = S_{N-2} = 0(N=0,1)。$$

式(5.10)和(5.11)对于任意的 $\Omega \tau_r$ 值,在整个弱磁场范围均适用于对电导修正的拟合。

5.2 样品结构设计

In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱的结构设计如图 5.1 所示。样品仍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 In_{0.52}Al_{0.48}As 缓冲层,接着是宽度为 20 nm 的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 量子阱,然后是 4 nm 的 In_{0.52}Al_{0.48}As 隔离层,最后是 21 nm 的 In_{0.52}Al_{0.48}As 势垒层和 15 nm 的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 覆盖层,在隔离层和势垒层的边界进行 Si δ 掺杂,掺杂浓度如表一所示。整个样品生长过程仍由反射高能电子衍射 (RHEED) 监测。该结构与第三章的样品相比,其掺杂浓度更高;而与第四章的样品相比,本章样品是晶格匹配结构样品。

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 5.2)。计算结果表明, 样品的设计是高的结构反演不对称量子阱结构。并且, 随掺杂浓度的增加, 结构反演不对称性增加^[11]。

In _{0.53} Ga _{0.47} As	Cap Layer	15 nm
In _{0.52} Al _{0.48} As		21 nm
Si δ -Doping		
In _{0.52} Al _{0.48} As	Spacer	4 nm
In _{0.53} Ga _{0.47} As	Channel	20 nm
In _{0.52} Al _{0.48} As		327 nm
Semi-insulating InP substrate		

图 5.1 Si δ 掺杂 In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱样品结构示意图

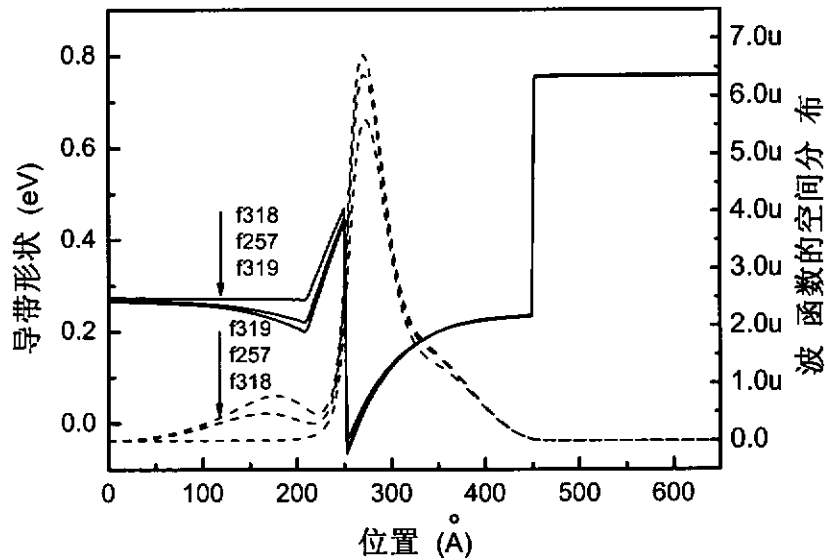


图 5.2 计算所得样品在 1.5 K 时的导带形状 (实线) 和波函数的空间分布 (虚线)

5.3 反弱局域效应

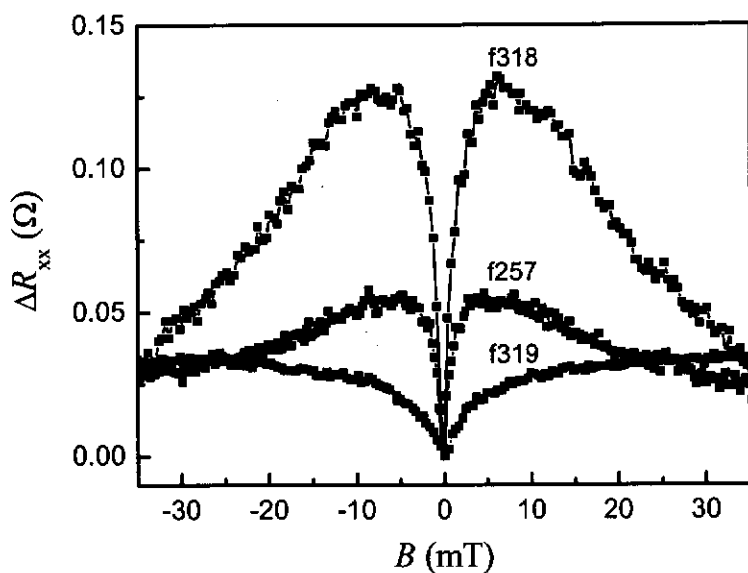
样品仍被切割成 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ 的正方形, 在磁场强度 B 为 0-13 T 的范围内, 采用范德堡法测量在温度 T 为 1.5 K 下的纵向电阻 R_{xx} 和霍尔 (Hall) 电阻 R_{xy} , 四个电极用 In 形成良好的欧姆接触。磁场垂直于异质界面, 并且, 在测弱局域效

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。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 μ_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 , μ_H 为输运迁移率 μ (μ 对应输运散射时间 τ_{tr}), 获得三个样品各自的输运场。输运场均小于 1 mT, 是一个非常小的磁场范围。表 5.1 是三个样品的参数。

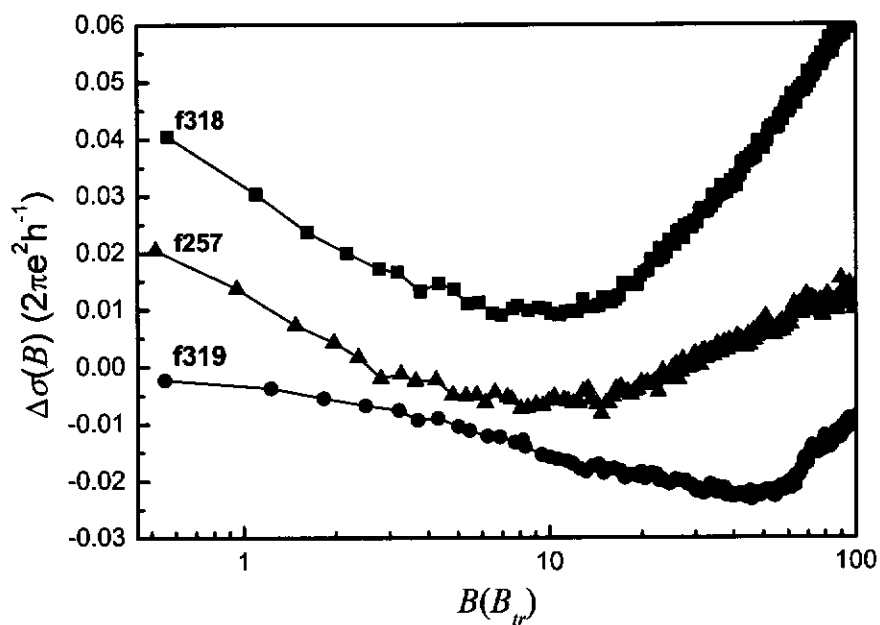
表 5.1: 各样品的参数, 后三列是 1.5 K 下的结果

样品编号	掺杂浓度 (10^{12} cm^{-2})	Hall 浓度 (10^{12} 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 5.3 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, 随着样品结构反演不对称性的增加, 自旋轨道相互作用增大^[11]。从图 5.3 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。由于所介绍的弹道输运模型对于实际的数据拟合比较复杂, 这里我们用一种简单可行的近似方法获得自旋轨道相互作用参数。用弹道输运模型对数据的分析工作正在深入, 后续的研究将作详细探讨。根据参考文献[21,31,32], 近似有自旋轨道相互作用场 $B_{so} = B_{min}$ (B_{min} 指的是从低场反弱局域区 (即负电导区) 到弱局域区 (即正电导区) 的转折点, 见图 5.3(b))。



(a)



(b)

图 5.3 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^[26]，在自旋分裂仅含 Rashba 项的情况，由(5.7)式推出零场自旋分裂能 Δ_0 和 SO 相互作用场的关系为^[31]

$$\begin{aligned}
 B_{so} &= \frac{\hbar}{4eD} (8\Omega_1^2 \tau_{tr}) \\
 &= \frac{\Delta_0^2 \tau_{tr}}{2eD\hbar},
 \end{aligned}
 \tag{5.19}$$

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 Δ_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 α 分别为 0.223×10^{-11} eV m, 0.269×10^{-11} eV m, 0.525×10^{-11} eV m。

5.4 拍频效应

为了确证上面的近似方法的正确性, 下面用第四章分析自旋的方法来求解实验数据。我们对 SdH 振荡测量结果作快速傅立叶变换 (Fast Fourier transform, FFT) 分析。当自旋轨道相互作用足够强, 使零场自旋分裂能 Δ_0 大到一定程度的时候, 自旋向上和向下的电子, 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 Δ_0 。图 5.4 是三个样品在 1.5 K 下纵向电阻 R_{xx} 的 FFT 谱, 其中自旋轨道相互作用最强的样品 f319 的 FFT 谱出现了临近的双峰。利用前面章节介绍的电子浓度 n 和 SdH 振荡频率 f (FFT 谱的横坐标) 的一般关系^[33]

$$n = 2ef/h, \tag{5.20}$$

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, 因此仍需用 $n = ef/h$ 计算电子浓度。表 5.2 是根据 SdH 振荡频率求得的各样品每个子带的电子浓度, 同时列入其 Hall 浓度以作对比。

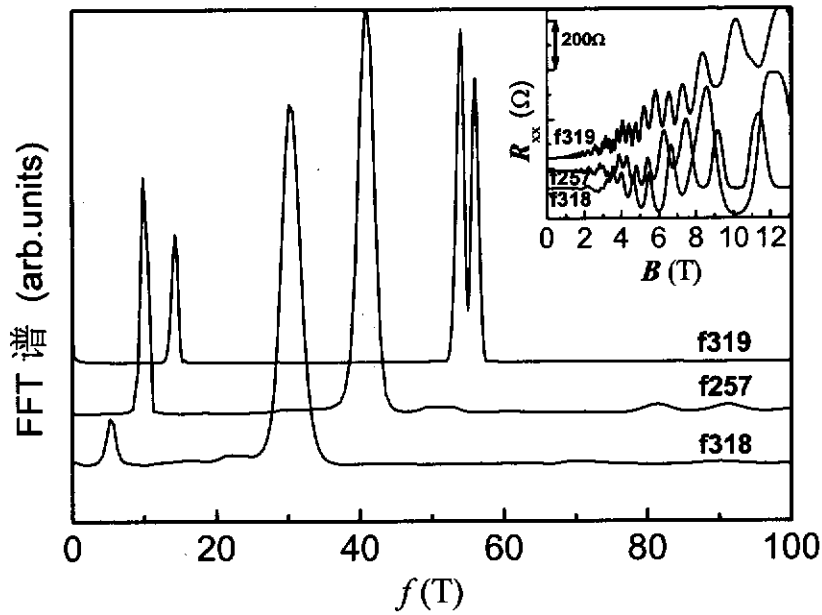


图 5.4 样品在 1.5 K 下的 FFT 谱，插图是其纵向电阻 R_{xx} 的 SdH 振荡曲线。FFT 谱中，高频峰对应第一子带的振荡，低频峰对应第二子带的振荡。其中，样品 f319 的高频出现近邻双峰，对应第一子带的自旋分裂。原图和插图分别在垂直方向上进行了平移，以免各样品的曲线交错重叠

表 5.2: 各样品在 1.5 K 下的参数， n_{1+} 和 n_{1-} 分别代表第一子带自旋向上和向下的电子， f_{1+} 、 f_{1-} 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} cm^{-2})	SdH 振荡频率 (T)		FFT 浓度 (10^{12} cm^{-2})		FFT 总浓度 $n_1 + n_2$ (10^{12} cm^{-2})
		f_1	f_2	n_1	n_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	$f_{1+}=56.1$	14.27	$n_{1+}=1.36$	0.69	3.35
		$f_{1-}=54.0$		$n_{1-}=1.31$		

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 Δ_0 。

$$\Delta_0 = E_{1-} - E_{1+} = \frac{e\hbar(f_{1+} - f_{1-})}{m^*}, \quad (5.21)$$

其中 E_{1+} 、 E_{1-} 分别是第一子带自旋向上和向下电子的能级值。从 FFT 谱 (图 5.4) 得到样品 f319 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 $\Delta_0 = 4.79\text{meV}$, 其结果与上面近似方法所得的结果一致。

根据(2.54)式, 仍由自旋向上和向下电子的浓度来计算自旋轨道耦合常数 α [9],

$$\alpha = \frac{\Delta n \hbar^2}{m^*} \left(\frac{\pi}{2(n - \Delta n)} \right)^{1/2}, \quad (5.22)$$

其中 $\Delta n = n_{1+} - n_{1-}$, $n = n_{1+} + n_{1-}$ 。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。

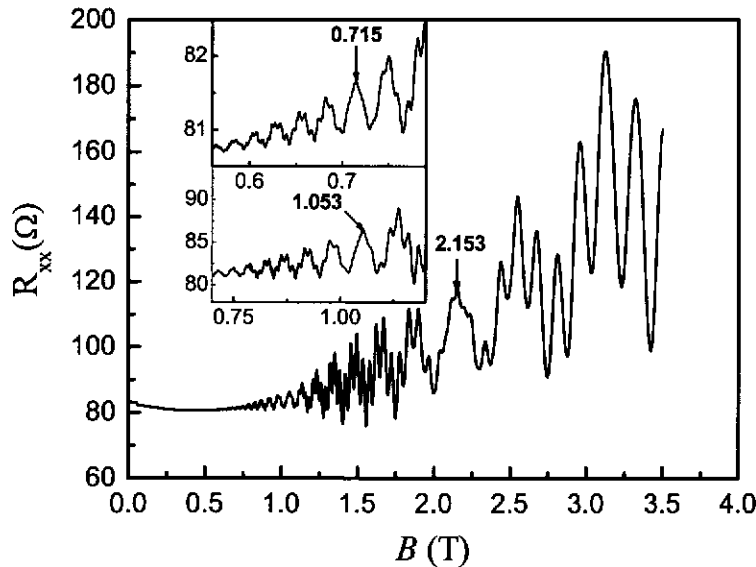


图 5.5 样品在 1.5 K 下纵向电阻 R_{xx} 的实验曲线, 插图是低场下的曲线的放大, 箭头标出拍频节点的位置

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 5.5), 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^[33]。对于 SdH 振荡出现明显拍频的情况, 仍可由第四章获得低场自旋分裂能的方法来估算零场自旋分裂能。根据文献[33], 自旋分裂对 SdH 振荡振幅调制的结果, 使得 SdH 振荡振幅满足:

$$A \sim \cos \pi \nu, \quad (5.23)$$

其中 $\nu = \Delta / (\hbar \omega_c)$ 。当 ν 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 5.6 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[33], 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 $\Delta_0 = 4.97 \text{ meV}$, 该结果仍与由反弱局域分析、FFT 分析所得的结果一致, 表明零场自旋分裂确实仅来源于结构反演不对称。

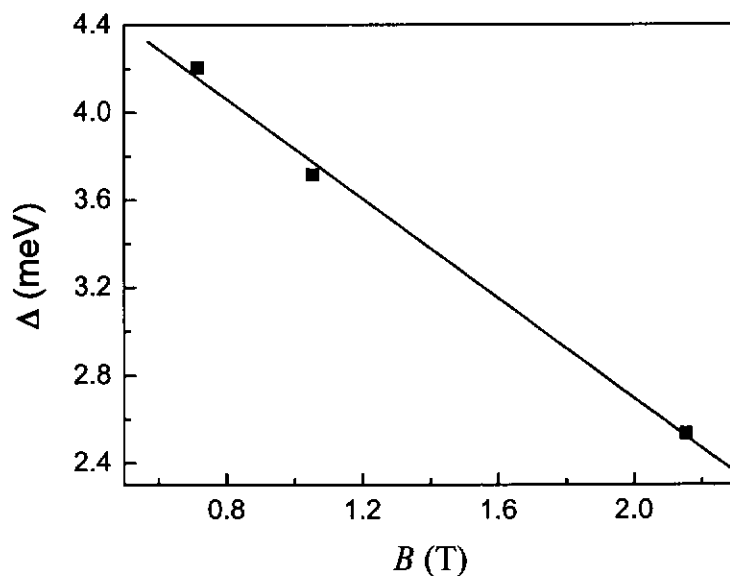


图 5.6 样品 f319 在各磁场下的总自旋分裂能 (实点), 直线为拟合线。对拟合线进行外推, 即获得零场自旋分裂能。

5.5 本章小结

对 Si 重 δ 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 系统中的反弱局域效应。研究表明, 零场自旋分裂仅来源于结构反演不对称。一种简单可行的近似用于处理反弱局域效应的实验结果, 获得了自旋分裂能 Δ_0 和自旋轨道耦合常数 α 两个重要的物理参数。该结果与对纵向电阻 SdH 振荡分析获得的结果一致, 说明该系列样品中, 在磁场作用下, 零场自旋分裂仍是自旋分裂的最主要来源。

参考文献

- [1] B. Altshuler, D. Khmel'nitskii, A. Larkin, and P. Lee, *Phys. Rev.*, **B22**, 5142(1980)
- [2] S. Hikami, A. Larkin, and Y. Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.*, **63**, 707(1980)
- [3] G. Bergmann, *Phys. Rep.*, **107**, 1(1984)
- [4] G. A. Prinz, *Phys. Today*, **48**, 58(1995); G. A. Prinz, *Science*, **282**, 1660(1998)
- [5] E. I. Rashba, *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)*, **2**, 1224(1960) [*Sov. Phys. Solid State*, **2**, 1109(1960)]; Y. A. Bychkov, and E. I. Rashba, *J. Phys.*, **C 17**, 6039(1984)
- [6] H. Z. Song, P. Zhang, S. Q. Duan, and X. G. Zhao, *Chin. Phys.*, **15**, 3019(2006)
- [7] B. Das, S. Datta, and R. Reifenberger, *Phys. Rev.*, **B41**, 8278(1990)
- [8] J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles, *Phys. Rev.*, **B41**, 7685(1990)
- [9] G. Engels, J. Lange, Th. Schapers, and H. Luth, *Phys. Rev.*, **B 55**, R1958(1997)
- [10] Y. S. Gui, G. Z. Zheng, S. L. Guo, J. H. Chu, D. Y. Tang, J. X. Chen, and A. Z. Li, *Acta Phys. Sin.*, **48** 121(1999) (in Chinese) [桂永胜, 郑国珍, 郭少令, 褚君浩, 汤定元, 陈建新, 李爱珍 *物理学报*, **48**, 121(1999)]
- [11] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 046801 (2002)
- [12] S. V. Iordanskii, Y. B. Lyanda-Gelle, and G. E. Pikus, *JETP Lett.*, **60**, 206(1994)
- [13] J. B. Miller, D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, Y. B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber Gordon, K. Campman, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 076807 (2003)
- [14] L. E. Golub, *Phys. Rev.*, **B71**, 235310(2005)
- [15] L. Shubnikov, and W. J. de Haas, *Leiden Commun.*, **207(a)**, 3(1930)
- [16] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **109**, 1492(1958)
- [17] 阎守胜, *固体物理基础*, 北京: 北京大学出版社, 2000年, P. 281
- [18] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 673 (1979)
- [19] P. A. Lee, and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.*, **57**, 287 (1985)
- [20] S. Kawaji, K. Kuboki, H. Shigeno, T. Nambu, J. Wakabayashi, J. Yoshino, and H. Sakai, in *Proceedings of the Seventeenth International Conference on the Physics*

- of Semiconductors, San Francisco, 1984, edited by J. D. Chadi and W. A. Harrison (Springer Verlag, New York, 1985), P. 413
- [21] P. D. Dresselhaus, C. M. A. Papavassiliou, R. G. Wheeler, and R. N. Sacks, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 106 (1991)
- [22] T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C. B. Sorensen, P. E. Lindelof, F. G. Pikus, and G. E. Pikus, *Phys. Rev.*, **B55**, 9298 (1997)
- [23] G. L. Chen, J. Han, T. T. Huang, S. Datta, and D. B. Janes, *Phys. Rev.*, **B47**, 4084 (1993)
- [24] N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, and M. Willander, *Phys. Rev.*, **B64**, 045405 (2001)
- [25] R. J. Elliott, *Phys. Rev.*, **96**, 266(1954)
- [26] M. I. D'yakanov, and V. I. Perel', *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **60**, 1954(1971) [*Sov. Phys. JETP*, **33**, 1053(1971)].
- [27] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J. L. Robert, G. E. Pikus, F. G. Pikus, S. V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, and Yu. B. Lyanda-Geller, *Phys. Rev.*, **B53**, 3912(1996)
- [28] M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov, P. A. Marsden, R.T. Harley, A. J. Shields, D. Sanvitto, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 236601 (2002)
- [29] C. Schierholz, T. Matsuyama, U. Merkt, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **70**, 233311 (2004)
- [30] S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, N. Ahmed, P. J. Poole, and A. Sachrajda, *Phys. Rev. B* **68**, 035317(2003)
- [31] S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, G. Yu, and P. J. Poole, *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 1103(2005)
- [32] Y. Lin, T. Koga, and J. Nitta, *Phys. Rev.*, **B 71**, 045328(2005)
- [33] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifengerger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe, *Phys. Rev.*, **B 39**, R1411(1989).

第六章 双边掺杂单量子阱中二维电子气的磁输运特性

前面章节我们的研究涉及的是单掺杂单量子阱（在其中一个势垒层中进行 Si 的 δ 掺杂），本章我们讨论双掺杂单量子阱（在阱两边的势垒层中均进行 Si 的 δ 掺杂）的磁输运特性，以探索是否存在由自旋引起的物理现象。研究发现了由于基态能级简并消除所出现的对称态和反对称态，而未检测到自旋分裂。这可能由于对称态和反对称态的分裂，抑制了（或者掩盖了）自旋轨道相互作用。

1990 年, Datta 和 Das 提出的自旋场效应晶体管 (Spin Field-Effect Transistor, SFET) 的构思^[1], 所涉及的自旋电子学 (spintronics) 的核心问题是有效控制固态系统中的自旋自由度^[2]。其先决条件是为这些自旋器件找到合适的自旋注入材料。虽然人们对自旋场效应晶体管的研究作了巨大的努力并取得一定的进展^[3-5], 但器件的实现远比预期的要困难得多。其中最主要的原因之一就是, 难以找到理想的实现电子自旋注入的铁磁电极。许多人已经做过寻找有效的自旋注入材料的尝试^[6-8], 但实际工作证明, 真正找到理想的自旋注入材料还需要一个相对长期的过程。

就物理而言, 一个与自旋系统相似的系统是双层二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG) 系统, 该双层 2DEG 系统基于双量子阱结构, 称为赝自旋 (pseudospin) 系统^[9]。于是, 不需要铁磁电极的赝自旋场效应晶体管的构想随后被提出来, 此即 Hu 和 Heitmann 利用赝自旋系统中对称态和反对称态 (symmetric state and antisymmetric state) 的干涉效应构思出的一种双层量子晶体管^[10]。类似于自旋场效应晶体管利用栅压控制电子自旋的量子干涉效应, 该器件是利用栅压控制电子对称态和反对称态的量子干涉效应来实现源漏电流的变化。与自旋场效应晶体管相比, 赝自旋场效应晶体管具有两大优点: 一是前面提到的不需要铁磁电极, 这也就避免了在自旋场效应晶体管中如何解决铁磁电极和半导体界面之间的匹配这一问题。二是可以通过能带工程人为的控制干涉能级的间隔大小, 从而为器件设计提供更大的自由, 而自旋场效应晶体管的自旋分裂能受到材料参数的限制^[11], 不能随意改变。

Abolfath 等对阱较宽的单量子阱可类似于双量子阱结构做过理论探讨^[12]。本章对样品的研究使我们在实验上发现一种基于单量子阱的赝自旋双层 2DEG 系统。本章所设计的样品，在阱两边的势垒层中对称掺杂 Si 原子，Si 的 δ 掺杂使得量子阱中在靠近势垒层的两个边界形成两个对称的三角阱，这两个对称的三角阱类似于中间隔离一势垒层的双量子阱结构。如前面章节描述的一样，SdH (Shubnikov-de Haas) 振荡^[13]测量可以获得包括电子有效质量和子带占据情况等细节信息。对于重 δ 掺杂样品，电子可能占据不只一个子带，使得 SdH 振荡曲线更为复杂，比如拍频效应、相位改变等等。此时，SdH 振荡测量对于获得二维系统参数尤为重要。

在我们构思的单量子阱赝自旋系统中，用 SdH 振荡测量观察到了由于两个对称三角势阱中电子耦合作用形成的对称态和反对称态。对 SdH 振荡曲线进行快速傅立叶 (Fast Fourier Transform—FFT) 变换分析，获得了对称态和反对称态之间的能级间隔，该实验值与理论计算的结果一致。在该赝自旋系统中，未发现与自旋有关的输运现象。

6.1 样品结构和理论模型

与前面各章节一样， $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单量子阱是在中国科学院半导体所的 GEN II 分子束外延系统上生长的，样品的生长结构示意图如图 6.1 所示。在 0-13 T 的磁场范围和低温下，采用直流技术对样品进行 SdH 振荡测量。样品被切割成 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ 的正方形，在正方形的四个角用 In 做成四个欧姆电极，测量仍采用范德堡法，且磁场垂直异质界面。

In _{0.53} Ga _{0.47} As	Cap Layer	20 nm
In _{0.52} Al _{0.48} As		30 nm
Si δ-Doping ($3\sim 4\times 10^{12}/\text{cm}^2$)		
In _{0.52} Al _{0.48} As	Spacer	6 nm
In _{0.53} Ga _{0.47} As	Channel	25nm
In _{0.52} Al _{0.48} As	Spacer	6nm
Si δ-Doping($3\sim 4\times 10^{12}/\text{cm}^2$)		
In _{0.52} Al _{0.48} As	buffer	327nm
Semi-insulating InP substrate		

图 6.1 Si 双δ掺杂 In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱样品结构示意图

计算所得的样品导带结构图可以帮助理解双层自旋二维电子气的构思图像及具体的实验结果。联立求解泊松方程(Poisson equation)和 Kohn-Sham 薛定谔方程(Kohn-Sham Schrödinger equation)^[14], 可计算得到样品导带势的分布情况, 计算中取样品的生长方向为 z 方向。在计算中, 有效势 $V_{\text{eff}}(z)$ 具体包括: (i) Hartree 势 $V_H(z)$, (ii) Hedin 和 Lundqvist 交互关联势 $V_{xc}(z)$ ^[15], (iii) 背景势 $E_b(z)$, (iv) 应力引入的带边移动^[16]。样品中相互作用的非均匀电子气的子带电子浓度 n_i 、波函数 ϕ_i 、能级位置 E_i 和费米能级 E_F 由有效质量近似很好地描述。

现在简要描述计算过程^[17]。二维电子气系统的动力学响应可由浓度-浓度关联函数 $\chi(q\parallel, \omega; z, z')$ 描述。该浓度-浓度关联函数可由求解 Dyson 型积分方程得到

$$\chi(q\parallel, \omega; z, z') = \chi^0(q\parallel, \omega; z, z') - \int_0^L \int_0^L dz_1 dz_2 \chi^0 \times (q\parallel, \omega; z, z_1) V(q\parallel, z_1, z_2) \chi(q\parallel, \omega; z_2, z'), \quad (6.1)$$

其中 L 为异质结构样品的长度, $\chi^0(q\parallel, \omega; z, z')$ 是非相互作用电子系统的响应函数, $V(q\parallel, z_1, z_2)$ 是电子-电子相互作用势^[18]。非相互作用响应函数 $\chi^0(q\parallel, \omega; z, z')$ 定义为

$$\begin{aligned} \chi^0(q\parallel, \omega; z, z') & \\ &= \sum_{\alpha=1}^{occ} \sum_{\alpha'=1}^{all} S_{\alpha, \alpha'}(q\parallel, \omega) \phi_{\alpha}(z) \phi_{\alpha'}(z') \phi_{\alpha'}(z) \phi_{\alpha}(z'), \end{aligned} \quad (6.2)$$

其中矩阵 $S_{\alpha, \alpha'}(q\parallel, \omega)$ 为

$$S_{\alpha, \alpha'}(q\parallel, \omega) = 2 \int_0^{\infty} \frac{d^2 k_{\parallel}}{2\pi^2} \frac{f(E_{k_{\parallel}, \alpha}) - f(E_{k_{\parallel}+q_{\parallel}, \alpha'})}{E_{k_{\parallel}+q_{\parallel}, \alpha'} - E_{k_{\parallel}, \alpha} + i\Gamma}, \quad (6.3)$$

其中, Γ 是唯象衰减因子, 在低温下由电离杂质散射提供并由样品质量决定。对于高掺杂样品, 该衰减因子的值在掺杂位置大于非掺杂位置。 f 是费米-狄拉克函数 (Fermi-Dirac Function)。取平面波矢 q_{\parallel} 的值很小 ($q_{\parallel} L \cong 1$) 来求解整个非均匀电子气的动力学响应^[19,20]。需要注意的是, (6.2) 式中, 求和因子 α 只包括各子带占据态, 而 α' 包括所有可能的态。动力学极化率 $p(q\parallel, \omega)$ 与响应函数之间的关系为^[21]

$$p(q\parallel, \omega) = \int_0^L \int_0^L dz dz' \exp[-q_{\parallel}(z+z')] \chi(q\parallel, \omega; z, z'), \quad (6.4)$$

在(6.4)式中, 外部驱动场为指数衰减函数, 即 $V_{ext} \sim e^{-q_{\parallel} z - i\omega t}$ 。

计算结果表明, 该样品中, 在两个势垒层进行对称 δ 掺杂会形成 4 个势阱, 如图 6.2 所示, 其中两个是在 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 势垒层的 δ 掺杂位置, 另两个是在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阱中的两边并靠近 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 异质界面的位置。也就是说, 由于对称掺杂, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阱中的两个边界形成了两个三角阱, 两个三角阱之间被有效宽为 d_b 的势垒隔开。这两个三角阱与对称双量子阱类似。

在对称双量子阱中, 最低子带的单粒子波函数通过隧穿耦合作用形成对称态和反对称态。对称态和反对称态之间的能量间隔为 Δ_0 , 这是由两个单阱耦合 (双阱理解为两个靠得很近的单阱) 消除能量简并态 (仍存在自旋简并) 而形成的。也就是说, 在 2DEG 平面 ($x-y$ 平面), 单电子态由于耦合作用分成消除能量简并的两个分支^[10]

$$\psi_{\pm}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2A}} e^{ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix}, \quad (6.5)$$

$$E_{\pm} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \mp \frac{\Delta_0}{2}, \quad (6.6)$$

其中 \pm 分别表示对称态和反对称态， A 是二维平面面积， k_x 和 k_y 分别为沿二维平面的 x 方向和 y 方向的波数， m^* 为电子的有效质量， \hbar 为普朗克常数 h 除以 2π 。对于我们的样品，单量子阱中的这两个自适应三角势阱，其简并基态之间强烈耦合，使得基态分裂形成对称态与反对称态（见图6.2），这两个自适应三角势阱的功能与文献[10]的赝自旋双层系统类似。

就理论而言，单量子阱中的每个三角阱与临近的势垒层中的三角阱也可能发生耦合作用。但是，由于量子阱中的三角阱与势垒中的三角阱的基态能量相差太大（相差100 meV左右），所以它们之间发生耦合作用的机会很小。对于前面章节只在其中一个势垒层进行单边掺杂的样品，只能在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阱中的一个边界形成三角阱。这样，不存在对称三角阱的耦合作用，因此不能形成对称态与反对称态。计算所得的电子波函数的分布表明，电子几乎全部局域在量子阱中。在该掺杂浓度下，电子占据了两个子带。计算所得对称态和反对称态之间的能量间隔为 $\Delta_0 = E_{1as} - E_{1s} = 3.82\text{meV}$ （ E_{1s} 是对称态能级， E_{1as} 是反对称态能级）。

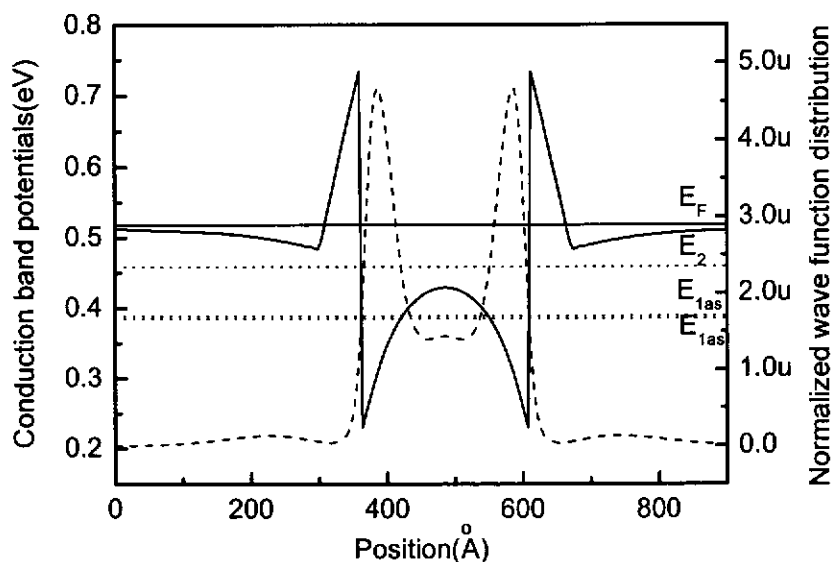


图 6.2 计算所得样品在 1.5 K 下导带形状、能级位置及波函数的空间分布

6.2 拍频的来源

实验的目的, 就是验证样品中对称态与反对称态的存在。图 6.3 是 1.5 K 下样品纵向电阻 R_{xx} 和霍尔电阻 R_{xy} 随磁场的变化, 样品纵向电阻 R_{xx} 出现明显的拍频。

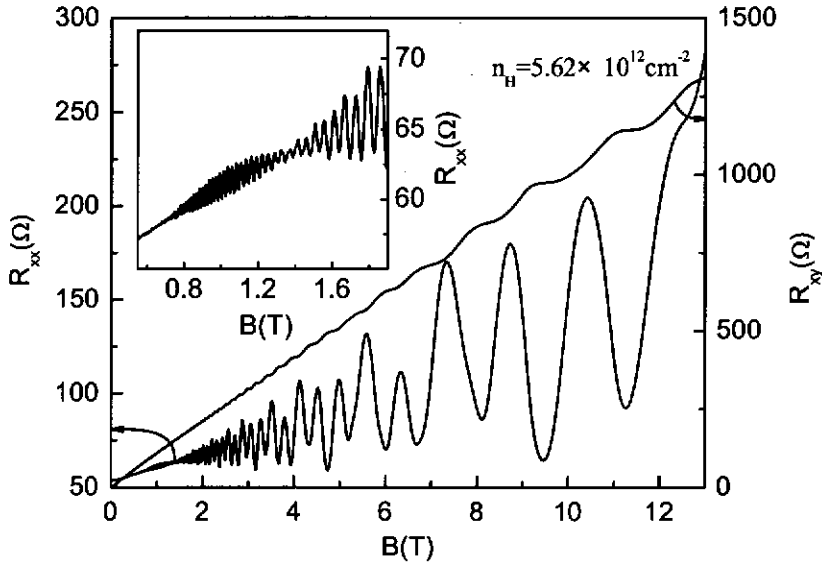


图 6.3 样品在 1.5 K 下纵向电阻 R_{xx} 和霍尔电阻 R_{xy} 随磁场的变化曲线

磁阻 SdH 振荡拍频的可能来源有: (i) 第一、第二子带 SdH 振荡的叠加; (ii) 塞曼效应 (Zeeman effect); (iii) 第二子带占据少量电子^[22]; (iv) 磁致子带间散射; (v) Rashba 自旋轨道相互作用; (vi) 对称态与反对称态。现在仍列出各子带能级位置 E_i 与费米能级位置 E_F 之间的关系

$$E_F - E_i = \frac{e\hbar f_i}{m^*}, \quad (6.7)$$

其中 f_i 为第 i 子带电子 SdH 振荡频率, e 为电子电量大小。前面理论计算的结果表明, 对于该样品, 第一、第二子带能级间隔相差很大, 由(6.7)式知, f_1 和 f_2 相差很大, 所以, 拍频不可能来源于第一、第二子带 SdH 振荡的叠加。由于塞曼效应通常发生于磁性半导体, 磁性半导体具有大的、且随磁场变化的 g 因子, 而该样品不是磁性半导体, 所以来源(ii)被排除。虽然第一、第二子带能级间隔相

差很大,但并没大到第二子带电子浓度相对于第一子带而言可以忽略的程度,所以来源(iii)也被排除。下面对实验数据的分析可进一步证实(i)和(iii)的判断。

从实验的霍尔电阻 R_{xy} 曲线获得样品的霍尔浓度为 $n_H = 5.62 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。再根据零场下的电导,求得霍尔迁移率为 $2.06 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 。根据总的 SdH 振荡振幅随温度的变化,求得两个子带电子的平均有效质量为 $0.049 m_0$, 该值与已有的报道^[23-26]吻合。

图 6.4 是样品纵向电阻 R_{xx} 在不同温度下的 FFT 谱。1.5 K 下, FFT 谱有三个峰,它们的频率分别为 18.98 T, 47.04 T 和 48.69 T。由于温度项 $k_B T$ 引起朗道能级 (Landau level) 的展宽,随着温度的升高,频率为 47.04 T 和 48.69 T 的两个峰很快重合。从 FFT 谱明显看出,图 6.3 的拍频是由频率为 47.04 T 和 48.69 T 的两个振荡叠加形成的。

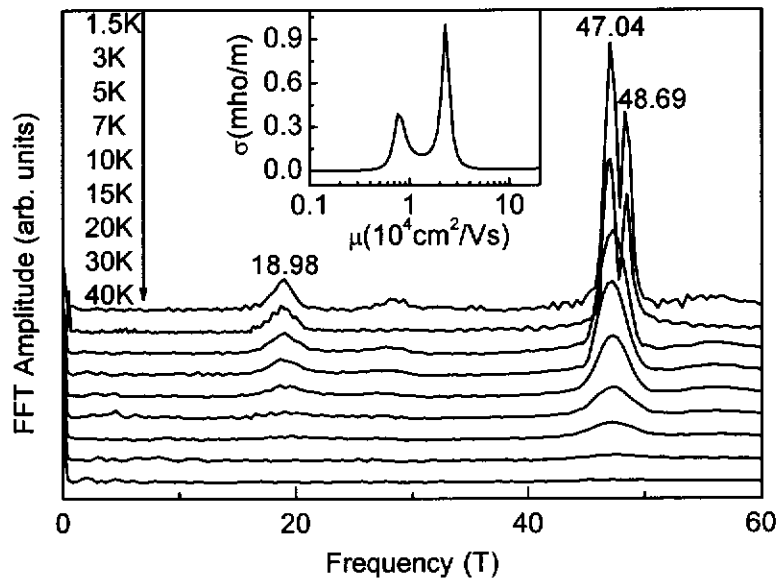


图 6.4 不同温度下样品纵向电阻 SdH 振荡的 FFT 谱。为避免各曲线交叠,曲线在垂直方向进行了平移。插图是样品在 1.5 K 下的电导迁移率谱

第一、第二子带各自的朗道能级随磁场的增加依次穿过费米能级,在某一磁场下,第一、第二子带的朗道能级刚好对齐,此时引起磁致子带间散射。磁致子带间散射的 SdH 振荡频率等于第一、第二子带 SdH 振荡频率之差。事实上,

47.04 \neq 48.69 - 18.98, 表明频率为 47.04 T 的振荡不是由磁致子带间散射引起的, 也就是说, 图 6.3 的拍频不是来源于磁致子带间散射引起的振荡和第一子带的 SdH 振荡的叠加。并且, FFT 谱中的三个峰均强烈依赖于温度, 而磁致子带间散射峰是温度不敏感项^[27-29], 因此, (iv)不是拍频的来源。

图 6.4 插图中的迁移率谱分析^[30]只给出两个峰, 表明电子只占据两个子带 (插图中的 σ 为电导, μ 为电子迁移率)。因此频率为 47.04 T 和 48.69 T 的振荡来自于同一子带 (第一子带电子的振荡), 频率为 18.98 T 的振荡来自于第二子带电子的振荡。因此, 两个子带的 SdH 振荡频率相差很大。由电子浓度 n 和 SdH 振荡频率 f 的关系^[31]

$$n = 2ef/h, \quad (6.8)$$

求得对应于频率为 18.98 T 的第二子带的电子浓度为 $9.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 。对于第一子带, 对应频率为 47.04 T 和 48.69 T 的电子浓度分别为 $2.27 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $2.35 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。由此计算得到样品中总的电子浓度为 $5.64 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 该结果与所测的霍尔浓度 $n_H = 5.62 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 一致。并且, 第二子带的电子浓度并非远小于第一子带的电子浓度, 以至到可以忽略的程度。相反, 如果 SdH 振荡频率为 47.04 T 和 48.69 T 对应的是第一子带 Rashba 分裂所造成的自旋向下和向上子能带, 则由于第一子带自旋简并已经消除, 所以电子浓度应该由公式 $n = ef/h$ 得到。由此计算得到自旋向下和向上子带电子浓度分别为 $1.14 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $1.18 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。这样, 所得的总电子浓度远小于所测的霍尔浓度。这表明, 频率为 47.04 T 和 48.69 T 的两个 SdH 振荡并不对应第一子带由于 Rashba 分裂所造成的自旋向上和向下子能带的振荡。因此, 拍频的来源也不是 Rashba 自旋轨道耦合效应。

由上面的分析看出, 磁阻 SdH 振荡中的拍频效应来源于两个三角阱中第一子带耦合所形成的对称态和反对称态。从图 6.4 中的 FFT 谱获得 SdH 振荡频率后, 对称态和反对称态之间的能量间隔 Δ_0 可以由(6.7)式求出。由 47.04 T 和 48.69 T 分别对应反对称态和对称态的 SdH 振荡频率, 得到 $\Delta_0 = 3.9 \text{ meV}$, 该实验结果与前面理论计算所得到的结果一致。但是, 对于该双边掺杂样品, 磁输运测试未

发现与自旋相关的物理现象。一个可能的解释是：由于对称掺杂造成在单量子阱中形成两个对称的三角阱，两三角阱基态耦合相互作用使得基态分裂成对称态和反对称态。这种耦合可能抑制了（或者掩盖了）自旋轨道相互作用。

6.3 本章小结

研究了双边 δ 掺杂 InAlAs/InGaAs/InAlAs 单量子阱纵向电阻 R_{xx} 出现拍频振荡的来源。研究表明，纵向电阻 R_{xx} 拍频振荡并非来源于电子的自旋分裂，而是来源于单量子阱中靠近异质界面两个三角阱基态（第一子带）的耦合作用所形成的对称态和反对称态。实验和理论计算所得到的对称态和反对称态之间的能量间隔一致。研究发现，该单量子阱中二维电子气能级简并的消除优于自旋简并的消除。对于单边掺杂样品，不可能发生由对称态和反对称态而引起的拍频现象。该双边掺杂单量子阱是双层赝自旋系统的一个可能结构。

参考文献

- [1] S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [2] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 323 (2004).
- [3] F. G. Monzon and M. L. Roukes, *J. Magn. Magn. Mater.* **198–199**, 632 (1999).
- [4] P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang, and M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 203 (1999).
- [5] S. Gardelis, C. G. Smith, C. H. W. Barnes, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **60**, 7764 (1999).
- [6] R. Fiederling *et al.*, *Nature (London)* **402**, 787 (1999).
- [7] Y. Ohno *et al.*, *Nature (London)* **402**, 790 (1999).
- [8] A. T. Hanbicki *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4092 (2003).
- [9] A. Lorke, U. Merkt, F. Malcher, G. Weimann, and W. Schlapp, *Phys. Rev. B* **42**, 1321 (1990).
- [10] C. M. Hu and D. Heitmann, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1475 (2000); C. Steinebach, D. Heitmann, and V. Gudmundsson, *Phys. Rev. B* **58**, 13944 (1998).
- [11] C. M. Hu, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, J. Osaka, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **60**, 7736 (1999).
- [12] M. Abolfath, L. Belkhir, and N. Nafari, *Phys. Rev. B* **55**, 10643 (1997).
- [13] L. Shubnikov and W. J. de Haas, *Leiden Commun.* **207(a)**, 3 (1930).
- [14] W. Kohn, and L. J. Sham, *Phys. Rev.* **140**, A1133 (1965).
- [15] L. Hedin, and B. I. Lundqvist, *J. Phys. C* **4**, 2064 (1971).
- [16] J. M. Gilpérez, J. L. Sánchez-Rojas, E. Muñoz, E. Calleja, J. P. R. David, M. Reddy, G. Hill, and J. Sánchez-Dehesa, *J. Appl. Phys.* **76**, 5931 (1994).
- [17] Z. M Huang, J. H. Chu, Y. N. Wu, Y. Hou, J. Q. Xue, and D. Y. Tang, *Phys. Rev. B* **72**, 052106 (2005).
- [18] Roger H. Yu, *Phys. Rev. B* **47**, 1379 (1993).
- [19] D. H. Ehlens and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **34**, 3939 (1986).
- [20] S. R. Streight and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **37**, 965 (1988).
- [21] A. Rubio, L. C. Balbas, and J. A. Alonso, *Phys. Rev. B* **46**, 4891 (1992).

- [22] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, in *Proceedings of NGS 10*, IPAP Conf. Series Vol. 2 (IPAP Tokyo, 2001), p.227.
- [23] W. P. Hong, G. I. Ng, P. K. Bhattacharya, D. Paviidi, S. Willing, and B. Das, *J. Appl. Phys.* **64**, 1945 (1988).
- [24] T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, T. Enoki, and K. Arai, *J. Electron. Mater.* **25**, 745 (1996).
- [25] T. W. Kim, M. Jung, D. U. Lee, J. H. Kim, K. H. Yoo, J. Y. Lee, and S. Y. Ryu, *J. Appl. Phys.* **82**, 4388 (1997).
- [26] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
- [27] D. R. Leadly, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 885 (1989).
- [28] P. T. Coleridge, *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 961 (1990).
- [29] T. H. Sander, S. N. Holmes, J. J. Harris, D. K. Maude, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **58**, 13856 (1998).
- [30] W. A. Beck, and J. R. Anderson, *J. Appl. Phys.* **62**, 541 (1987).
- [31] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe, *Phys. Rev. B* **39**, R1411 (1989).

第七章 总结与展望

本文通过磁输运测试实验，研究了 InAlAs/InGaAs/InAlAs 单量子阱中二维电子气体体系中的自旋和赝自旋特性，获得以下重要结果：

1、在 1.5–60 K 温度范围内，对单边掺杂 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单量子阱样品进行了磁输运测试。研究表明，电子占据了两个子带，两个子带之间发生了磁致子带间散射。第一、第二子带电子的有效质量分别为 $m_1^* = 0.052m_0$ 、 $m_2^* = 0.049m_0$ ，两个子带能级与费米能级的距离分别为 $E_F - E_1 = 77.6\text{meV}$ ， $E_F - E_2 = 14.5\text{meV}$ 。载流子浓度和迁移率在 1.5–60 K 范围内几乎不随温度变化，此时的二维电子气主要受无序合金散射势的影响。

2、研究了单边掺杂样品中二维电子气的自旋分裂。第一子带分裂成自旋向上和自旋向下子能带，自旋向上和自旋向下子能带 SdH 振荡的叠加，使得 R_{xx} 的 SdH 振荡出现拍频效应。

研究了晶格失配的样品中二维电子气的自旋特性。研究发现，样品中同时存在体反演不对称和结构反演不对称，零场自旋分裂包括由体反演不对称引起的项 (Dresselhaus 项) 和由结构反演不对称引起的项 (Rashba 项)。由于正的 Rashba 项远远大于负的 Dresselhaus 项，所以自旋分裂始终是正值。低场范围，零场自旋分裂起主要作用；高场范围，塞曼项在自旋分裂中占主导地位。

研究了晶格匹配的样品中二维电子气的自旋特性。研究发现，该高迁移率二维电子气系统中同时出现反弱局域效应和拍频效应。研究表明，零场自旋分裂仅来源于量子阱结构反演不对称所引起的项 (Rashba 项)。一种简单可行的近似用于处理反弱局域效应的实验结果，获得了自旋分裂能 Δ_0 和自旋轨道耦合常数 α 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。在该材料系列中，第一次同时发现反弱局域效应和拍频效应。并且，第一次发现反弱局域效应处于弹道输运区。

3、研究了双边 δ 掺杂 InAlAs/InGaAs/InAlAs 单量子阱磁阻的拍频振荡。研究表明,纵向电阻 R_{xx} 出现拍频振荡的来源并非电子的自旋分裂,而是来源于单量子阱中靠近异质界面两个三角阱基态(第一子带)的耦合作用所形成的对称态和反对称态。并且,这种耦合可能抑制了(或者掩盖了)自旋分裂。实验和理论计算所得到的对称态和反对称态之间的能量间隔一致。对于单边掺杂样品,不可能发生由对称态和反对称态而引起的拍频现象。该双边掺杂单量子阱是双层膜自旋系统的一个可能结构。

由已经完成的研究结果发现,具有研究意义而有待进一步研究的内容包括:

1、解决弱局域和反弱局域效应对电导修正的理论模型问题,拟合求解自旋弛豫和非弹性散射规律。

2、对于存在弱局域和反弱局域效应的二维电子气系统,其电导随温度不是简单对数上升关系的物理机制。

3、系统研究量子阱中二维电子气在栅压作用下的弱局域和反弱局域效应,进一步探讨与自旋有关的物理问题。