中国科学: 物理学 力学 天文学 2013 年 第 43 卷 第 10 期: 1176–1187
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica phys.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

北京大学物理百年华诞纪念专刊·评述

# III族氮化物半导体异质结构中载流子的量子输运和自旋性质

唐宁, 段俊熙, 张姗, 许福军, 王新强, 沈波*

北京大学物理学院, 人工微结构和介观物理国家重点实验室, 北京 100871
*联系人, E-mail: bshen@pku.edu.cn

收稿日期: 2013-07-30; 接受日期: 2013-08-14
国家重点基础研究发展计划(编号: 2012CB619306, 2013CB921901)和国家自然科学基金(批准号: 61376095, 11174008, 60990313)

**摘要** III族氮化物半导体具有宽的直接带隙, 很强的极化电场, 优异的物理特性, 是发展高频、高温、高功率电子器件和光电子器件的优选材料. 同时, III族氮化物半导体有很长的电子自旋弛豫时间以及很高的居里温度, 也成为近年来半导体自旋电子学研究的重要材料体系之一. 本文介绍了用量子输运和自旋光电流方法对 GaN 基异质结构中载流子的量子输运和自旋性质的研究进展. 对III族氮化物半导体中的能带结构, 子带占据和散射, 自旋分裂及自旋轨道耦合机制等进行了讨论.

**关键词** 宽禁带半导体, 输运, 自旋

**PACS:** 72.25.-b, 72.40.+w

**doi:** 10.1360/132013-351

## 1 引言

随着信息技术、特别是现代国防电子装备和移动通信等高科技领域的迅猛发展以及器件使用环境的日益苛刻, 对电子器件的高温、高频、高功率、抗辐射以及可靠性的要求不断提高, III族氮化物(又称 GaN 基)宽禁带半导体以其优异的物理、化学特性成为该领域当前最受瞩目的优选材料体系之一, 也成为十多年来国际半导体物理界的主要研究领域之一[1]. 以 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN, $In_xAl_{1-x}N$/GaN 等异质结构为代表的 GaN 基异质结构最重要的特点是其异质界面有很大的能带偏移以及极强的极化效应, 在异质结构中产生面密度高达~$10^{13}$ $cm^{-2}$ 量级的二维电子气(2DEG)和高达~MV/cm 量级的极化感应电场. 强极化效应是 GaN 基半导体材料体系区别于其他半导体材料体系的最重要的特点, 相当于在传统的半导体异质结构体系中引入了新的自由度, 导致产生很多新的性质. 如此高的电子气密度必然引起新的效应, 产生传统的半导体异质结构中不易观察到的物理现象. 结合对 GaN 基异质结构材料参数的改变, 进行输运性质及其调控规律研究, 能够对异质界面量子阱中的子带结构和占据、子带间散射、自旋轨道相互作用、局域化和负磁阻效应等物理现象进行系统、深入的探索, 同时为发展 GaN 基高功率、高温、高频

引用格式: 唐宁, 段俊熙, 张姗, 等. III族氮化物半导体异质结构中载流子的量子输运和自旋性质. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2013, 43: 1176–1187
Tang N, Duan J X, Zhang S, et al. Quantum transport and spin properties of the carriers in III-nitride heterostructures (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2013, 43: 1176–1187, doi: 10.1360/132013-351

微波器件提供物理依据.

电子的另一个基本属性是自旋, 以电子自旋自由度为基础的半导体自旋电子学器件以速度快、功耗低、集成度高等优点, 在未来的信息技术领域有着广泛的应用前景. Datta 和 Das 在 1990 年提出了自旋场效应晶体管的构想[2], 自旋电子器件的核心问题是自旋的注入、输运和探测, 而自旋轨道耦合与自旋极化电子的产生、输运以及与之联系的自旋弛豫、退相干密切相关, 是实现自旋调控的必要手段. 自旋轨道耦合[3]作为自旋电子学中一个核心的概念, 贯穿在自旋电子器件中的各个研究领域中. 利用自旋轨道耦合可以通过自旋霍尔效应注入自旋极化载流子, 同样, 利用逆自旋霍尔效应可以检测自旋流[4–6]. 而在自旋输运中, 自旋轨道耦合提供了有效的控制载流子自旋方向的手段[7]. 因此, 研究半导体材料结构中的自旋轨道耦合是自旋电子学中一个重要的方面. 近年来, GaN 基量子结构的自旋性质也在国际上受到了高度关注, 其原因是 GaN 基半导体具有较长的自旋弛豫时间和高于室温的居里转变温度[8]. 同时 GaN 基半导体具有很强的压电极化电场, 导致了较强的自旋轨道耦合[9]. 对 GaN 基异质结构材料自旋性质的研究能够为发展 GaN 基自旋电子器件提供科学依据.

本文第 2 节简要介绍Ⅲ族氮化物半导体材料的基本性质. 第 3 节概述了Ⅲ族氮化物半导体材料的量子输运性质. 第 4 节主要介绍了Ⅲ族氮化物半导体材料中圆偏振光电流效应在自旋性质方面研究的结果. 最后在第 5 节将对Ⅲ族氮化物半导体的输运和自旋面临的问题作一些展望.

## 2　Ⅲ族氮化物半导体的基本性质

### 2.1　Ⅲ族氮化物半导体简介

Ⅲ族氮化物半导体可形成从 InN 的 0.7 eV, GaN 的 3.4 eV 直到 AlN 的 6.2 eV 带隙连续可调的三元或四元固溶体合金体系(如 AlGaN, InGaN, AlGaInN). 相对应的直接带隙波长覆盖了从红外到紫外的宽波长范围, 是发展新一代半导体光电器件的重要材料, 在发光二极管(LED), 激光器(LD)和大屏幕全色显示及固态白光照明方面具有极其重要的应用. 同时, Ⅲ族氮化物具有高饱和电子漂移速率、高击穿场强等优越的电子性能, 是当今发展高频、高功率、高温电子器件的优选材料体系. 特别是纤锌矿结构Ⅲ族氮化物的六方晶体结构缺少反演对称性, 呈现很强的自发极化和压电极化效应, 压电系数比其他Ⅲ-Ⅴ族、Ⅱ-Ⅵ族半导体材料大 1 个数量级以上. $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 体系作为一种典型的 GaN 基异质结构, 在微波功率和高温电子器件领域中具有极为重要的应用价值, 并在军事领域有很好的应用前景. 表 1 列出了 III 族氮化物半导体的一些参数.

### 2.2　Ⅲ族氮化物半导体输运性质

Ⅲ族氮化物异质结构界面可形成高浓度 2DEG 系统, 成为至今能提供最高 2DEG 浓度的半导体材料体系. 由于Ⅲ族氮化物材料能隙相差悬殊, 异质结构界面导带存在巨大的能带偏移($\Delta E_c$), 可形成深量子阱. 典型的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构, 其 $Al_xGa_{1-x}N$ 势垒层中压电极化强度为传统 $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs 异质结构中的 5 倍之多, 感生的压电场强达 2 MV/cm. 如此

**表 1　III 族氮化物半导体的基本性质**

**Table 1**　The parameters of the III-nitride semiconductors

| 性质 | GaN | AlN | InN |
|---|---|---|---|
| 禁带宽度 (eV) | 3.4 | 6.2 | 0.7 |
| 晶格常数 $a$ (nm) | 0.3189 | 0.3112 | 0.3548 |
| 晶格常数 $c$ (nm) | 0.5186 | 0.4982 | 0.5760 |
| 热导率 (W/cmK) | 1.3 | 2.0 | 0.8 |
| 静态介电常数 | 9.5 | 8.5 | 15.3 |
| 高频介电常数 | 5.35 | 4.8 | 8.4 |
| 电子有效质量 | 0.22 | 0.33 | 0.11 |
| 极化光学声子能量 ($cm^{-1}$) | 736 | 910 | 694 |
| 饱和电子漂移速度 (cm/s) | $2.9\times10^7$ | $1.4\times10^7$ | $4.2\times10^7$ |
| 击穿电场 (V/cm) | $3\times10^6$ | – | – |
| 体电子迁移率 ($cm^2/V\cdot s$) | 900 | 300 | 4400 |
| 体空穴迁移率 ($cm^2/V\cdot s$) | 30 | 14 | – |

强的极化效应以及 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 界面大的导带偏移, 在 GaN 层形成一个很深的量子阱, 即使不掺杂, 也可感生高达~$10^{13}$ $cm^{-2}$浓度的 2DEG[10−12].

异质结构中 2DEG 迁移率直接反映了结构界面质量及晶体质量. 1999 年 Wang 等人[13]在蓝宝石上生长出高质量的 $Al_{0.18}Ga_{0.82}N$/GaN 异质结构, 在 1.5 K 电子迁移率超过了 $10^4$ $cm^2$/Vs. 2000 年 Manfra 等人[14]用 MBE 方法在 GaN 衬底上生长的 $Al_{0.09}Ga_{0.91}N$/GaN 异质结构, 4.2 K 迁移率达 53300 $cm^2$/Vs. 同年, Frayssinet 等人[15]用 MBE 在半绝缘体 GaN 衬底上生长的 $Al_{0.13}Ga_{0.87}N$/GaN 异质结构, 1.5 K 电子迁移率达 60100 $cm^2$/Vs. 2005 年, Skierbiszewski 等人[16]用 MBE 方法生长的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构, 液氦温度下 2DEG 迁移率超过 100000 $cm^2$/Vs, 室温下 2DEG 迁移率达 2500 $cm^2$/Vs. 高的电子迁移率为量输运性质的研究奠定了材料基础子.

### 2.3 Ⅲ族氮化物能带结构及自旋轨道耦合

GaN 中导带底由金属原子的外层 S 电子波函数组成, 价带顶由 N 的 2p 电子波函数组成. 在空间和时间反演对称性的综合作用下, 自旋态能量简并[17]. 当存在外加磁场时, 时间反演对称性被破坏, 能带出现 Zeeman 自旋劈裂. 在缺乏空间反演对称的材料中, 自旋简并解除. 具体到能带电子的 Hamiltonian 上是增加了自旋轨道耦合项. 电场中运动的电子, 在电子静止坐标系中感受到一个电场变换而来的磁场, 这个磁场与电子自旋发生相互作用, 这也就是自旋轨道耦合. 自旋轨道耦合效应把电子轨道角动量和自旋角动量耦合起来.

自旋轨道耦合与材料对称性破缺密切相关, 来源于两种情况: 一类起源于晶体结构的体反演不对称(BIA)的 Dresselhaus 自旋轨道耦合; 另一类起源于低维量子结构的反演不对称(SIA)的 Rashba 自旋轨道耦合[18]. Rashba 可以来自于电场, 作为一种等效的内建磁场对自旋施加影响, 从而实现对能带自旋分裂和电子自旋行为的调控. Ⅲ族氮化物半导体材料中通常有较强的极化电场, 这导致Ⅲ族氮化物体材料中除由 $C_{6V}$ 对称性导致 Dresselhaus 自旋劈裂之外, 还存在 Rashba 自旋劈裂. 这种 Rashba 自旋劈裂会随着极化电场的改变而变化. 根据理论计算结果, Ⅲ族氮化物半导体中 BIA 导致的 Dresselhaus 自旋轨道耦合哈密顿为[19]: $H_{WBIA}=\gamma(bk_z^2-k_{\parallel}^2)(\sigma_x k_y-\sigma_y k_x)$. 在有效质量近似下, Rashba 自旋轨道耦合哈密顿为: $H_R=\alpha(\sigma_y k_x-\sigma_x k_y)$, 其中$\alpha$为 Rashba 自旋轨道耦合系数. 将哈密顿对角化可以得到不同自旋态的能量本征值: $E_{\pm}(k)=\left(\hbar^2k^2/2m\right)\pm\alpha k$, Rashba 自旋劈裂能 $\Delta E=2\alpha k$ 与 $k$ 成正比. 更精确的理论计算表明, 在波矢较大时 Rashba 自旋劈裂能与 $k$ 的关系将偏离线性[20].

测量自旋轨道耦合系数的实验手段主要包括 Shubnikov-de Haas(SdH) 振荡, 弱反局域化 (Weak Anti-Localization, WAL), 和圆偏振光电流效应 (Circular Photogalvanic Effect, CPGE). 在自旋轨道耦合较强的异质结构或量子阱中, 零场自旋劈裂会使得 SdH 振荡出现拍频, 通过 SdH 的拍频可以确定出不同自旋态载流子的密度, 进而估算出自旋轨道耦合系数[21]:

$$\alpha=\frac{\Delta n\hbar^2}{m^*}\sqrt{\frac{\pi}{2(n-\Delta n)}}.$$

而弱反局域化则是通过对 DP 弛豫机制的分析, 进而估算自旋轨道耦合系数[22]: $\alpha=\hbar/k_F\sqrt{\tau_{so}\tau_{tr}}$.

## 3 Ⅲ族氮化物半导体的量子输运性质

在半导体材料与器件物理研究过程中, 量子输运测量一直是研究精细能带结构和载流子输运性质重要的研究手段. 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和迁移率等基本物理量, 还可以研究在极端条件下涉及载流子输运的一些特殊物理现象. 电子的自旋轨道耦合引起的自旋分裂会在强磁场下引起磁电阻的拍频振荡, 在弱磁场下引起弱反局域效应. 这两种效应是目前定量研究自旋分裂最主要的方法.

### 3.1 GaN 基异质结构中的能带结构和散射机制研究

近年来, III 族氮化物半导体光学和电学器件的研究取得了很大的进展. 然而, III 族氮化物半导体中的一些基本性质特别是 GaN 中电子的有效质量 $m^*$还不是很确定. 精确的电子有效质量的数值对 GaN 基材料和器件的光学和输运数据分析十分重要. 国际上有很多工作都围绕 GaN 体材料中的电子及 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中的 2DEG 展开研究. 但是他们获得的电子的有效质量数值结果却比较离散.

唐宁等人[23]对调制掺杂 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结进行了变温舒伯尼科夫-德哈斯(SdH)振荡测量, 确定了 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构中 2DEG 的有效质量, 发现 2DEG 有效质量随磁场每增加一个特斯拉增大 $0.01m_0$; 同时, 2DEG 有效质量在零磁场下随电子浓度每增大 $10^{12}$ cm$^{-2}$增加 $0.0027m_0$. 根据实验结果确认 GaN 导带 $E \sim k$ 关系具有非抛物性.

$Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构是用来制作高电子迁移率晶体管的重要材料结构, 而对于其中子带占据和散射的研究对于 2DEG 迁移率的提高非常重要. 多个子带占据会引起子带间散射, 影响迁移率的提高. 郑泽伟等人[10]观察到 $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$ 异质结构 SdH 振荡的双周期现象, 揭示了异质界面量子阱双子带占据行为. 通过对 $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$ 异质结构中第二子带 2DEG 浓度随 2DEG 总浓度的变化进行分析发现, 当异质结构中 2DEG 浓度达到 $7.3\times10^{12}$ cm$^{-2}$时, 异质界面量子阱中的第二子带开始被 2DEG 占据. 确定了这种异质结构界面量子阱中第一子带和第二子带之间的能量间距为 75 meV. 唐宁等人[24]在双子带占据 $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$ 异质结构中观察到磁致子带间散射引起的磁电阻振荡(如图 1), 其振荡幅度随温度上升而略有减小, 振荡的频率为两个子带 SdH 振荡频率之差.

由于 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构特殊的电学性质, 使得该异质结构内的电子输运与传统的 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 系统之间存在很大的不同. 在液氦温度以下, 对于相对高 Al 组份和高 2DEG 浓度的 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$

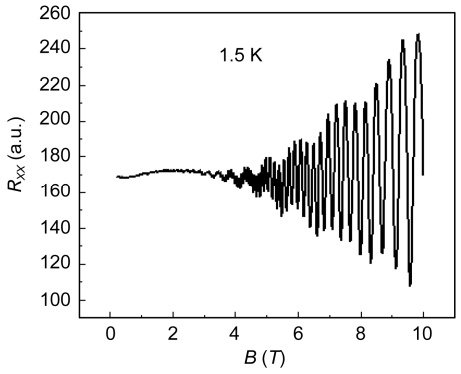


**图 1　$Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$ 异质结构中 2DEG 的 SdH 振荡. 图取自文献[24]**

**Figure 1**　Magnetoresistance $R_{xx}$ of the 2DEG in the $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$ heterostructure. Taken from ref. [24].

调制掺杂异质结构, 由于电子被限制在距离界面更近的区域, 合金无序散射和界面粗糙散射这两种散射机制对 2DEG 迁移率的作用将变得更加重要, 甚至成为主要的散射机制. 如果增加 2DEG 的浓度, 则可使异质结构三角势阱中的高激发子带被电子占据; 这时的第二子带中的电子相对于第一子带将远离界面, 因而第一子带中电子受到的界面散射明显大于第二子带中的电子, 因而迁移率小于第二子带中的电子[25].

高铝组分 $Al_xGa_{1-x}N$ 势垒材料的生长一直是国际上的难点, 刘思东等人[26]研究了以 AlN/GaN 超晶格为势垒(替代高铝组分 $Al_xGa_{1-x}N$ 势垒)的 GaN 基异质结构中 2DEG 的量子输运性质. 测定异质结构中 2DEG 浓度可以达到 $2\times10^{13}$ cm$^2$, 双子带占据的能级差高达 180 meV, 远大于通常的 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构. 通过测定两个子带中电子量子散射时间的巨大差异, 表明界面粗糙度散射成为决定 2DEG 迁移率的最主要散射机制. 量子输运结果表明该生长方法解决了等效高铝组分材料生长的难题, 在保证高的迁移率同时, 可以获得非常高的 2DEG 浓度, 为器件应用提供了科学依据.

$In_xAl_{1-x}N$ 三元合金外延薄膜由于在 In 组分为 0.18 时可以实现与 GaN 晶格完全匹配以及具有极强的自发极化效应等独特优势, 在新一代微电子和光电子器件应用上具有非常好的前景, 目前已成为氮化物半导体领域的研究热点. 苗振林等人[27]在量子输运实验中首次观察到了 $In_{0.18}Al_{0.82}N/GaN$ 异质结构中 2DEG 的双子带占据, 测定异质结构中第一和第二子带中的 2DEG 浓度分别为 $1.92\times10^{13}$ cm$^2$ 和 $1.67\times10^{12}$ cm$^2$, 两个子带的能量差高达 191 meV, 远大于通常的 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构. 通过测定两个子带中电子量子散射时间的巨大差异, 表明界面粗糙度散射是决定 2DEG 迁移率的最主要散射机制.

### 3.2　$Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构中 2DEG 的自旋性质研究

随着 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构质量的提高, 人们在该异质结构的磁输运测量中观察到了清晰的自旋分裂现象[13−15]说明在这种异质结构中已经得到了特性非常好的 2DEG.

低场下的分裂能量主要来自于零场自旋分裂, 高场下主要来自于塞曼分裂. 材料的有效 $g$ 因子是决

定磁场中塞曼自旋分裂能谱的重要参数. Knap 等人[28]通过 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构磁输运测量得到的有效 $g$ 因子为 $g^* = 2.00\pm0.08$, 随后得到的结果为 $g^* = 2.06\pm0.04$[29]. 唐宁等人[30]通过磁输运测量研究了 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中 2DEG 的塞曼自旋分裂. 通过分析塞曼自旋分裂引起的 SdH 分裂峰的位置, 获得了塞曼自旋分裂能量和 $g^*$的大小. 发现由于交换相互作用, $g^*$比 $g_0$ 有了显著的增加. 同时 $g^*$随着磁场的增大而增大, 说明随着磁场的增大, 电子与电子的交换相互作用增强.

根据 Rashba 理论, 自旋轨道耦合系数和电场、有效质量和禁带宽度的关系为 $\alpha = \hbar^2 eE/4m^*E_g$ [31]. GaN 带隙比较宽, 不利于零场自旋分裂的产生. 但是 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构有很强的极化电场和很高的 2DEG 浓度, 电场可以增强自旋轨道的相互作用, 使导带能级的自旋简并度解除, 高的载流子浓度也有利于自旋分裂[32]. 因此宽带隙的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中也能观察到相当大的零场自旋分裂[33].

最近有不少 SdH、弱反局域化等方面的实验对属于纤锌矿结构的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中 2DEG 的自旋分裂进行了研究[9,33–43]. 2002 年, 日本的 Tsubaki 等人[33]首先用 SdH 方法观测到了 $Al_{0.15}Ga_{0.85}N$/GaN 异质结构中 2DEG 的零场自旋分裂, 得到的自旋分裂的能量为 2.7–3.6 meV, 自旋轨道耦合系数 $\alpha$ 为 $2.2\times10^{-12}$ eVm. 随后唐宁等人[9]用 SdH 方法在低 Al 组分的 $Al_{0.11}Ga_{0.89}N$/GaN 异质结构中也得到类似的结果(如图 2), 说明低 Al 组分异质结构中也有很强的极化电场, 也能产生相当大的自旋分裂. 在定量获取一些参数的同时, Cho 和唐宁等人的研究小组[35,36]用持续光电导的方法改变异质结构中的电场, 从 SdH 振荡的变化中观测到电场对自旋分裂的调控, 证明 Rashba 效应是 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中 2DEG 零场自旋分裂的主要来源. 最近, Lo 等人[37]用 SdH 方法测量了自旋分裂能量随费米波矢的变化关系, 提出 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中 2DEG 零场自旋分裂是 SIA 和 BIA 效应共同作用的结果, 并且能够被外加栅压调制, 在自旋电子学器件方面有着很好的应用前景.

随着 SdH 方法对 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中 2DEG 的自旋分裂研究的进行, 很多弱反局域化研究也开展起来. Thillosen 等人[34]首先观测到单子带占据

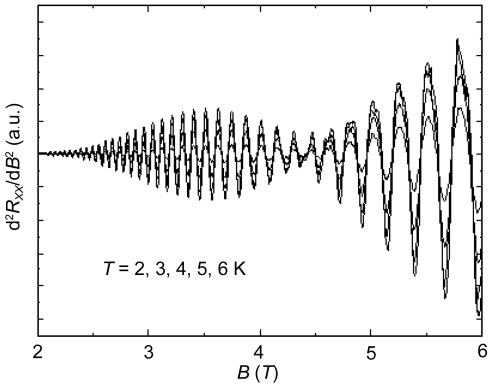


**图 2　不同温度下 $Al_{0.11}Ga_{0.89}N$/GaN 异质结构中 2DEG 的磁电阻 $R_{xx}$ 振荡曲线的二次微分. 图取自文献[9]**

**Figure 2** The second derivative of the $R_{xx}$ of the 2DEG in an Al0.11Ga0.89N/GaN heterostructure as a function of $B$ at various temperatures. Taken from ref. [9].

的 $Al_{0.30}Ga_{0.70}N$/GaN 异质结构弱反局域化现象, 获得自旋轨道耦合系数$\alpha$为 $8.54\times10^{-13}$ eV m. 随后他们在带栅的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中同时观测到弱反局域化和 SdH 拍频振荡现象[38], 弱反局域化给出$\alpha$为 $8.5\times10^{-13}$ eVm 而 SdH 拍频振荡给出$\alpha$为 $4.7\times10^{-12}$–$6.5\times10^{-12}$ eVm. 对于这种不一致, 他们解释为 SdH 拍频振荡来自于样品的不均匀而不是自旋分裂. 由于栅压对弱反局域化中的$\alpha$没有影响, 因此把自旋分裂的起源归因于 BIA 效应. Schmult 等人[39]在高迁移率的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构研究了弱反局域化效应, 得到$\alpha$为 $6\times10^{-13}$ eV m, 自旋分裂的能量为 0.3 meV, 并指出自旋分裂的起源于 Rashba 效应. Kurdak 等人[40]通过持续光电导效应改变 2DEG 浓度, 发现自旋分裂能量和费米波矢成线性关系, 得到$\alpha$为 $5.5\times10^{-13}$ eVm. Olshanetsky 等人[41]研究了量子散射时间和弱反局域的关系, 发现量子散射时间大的样品中可以观测到自旋轨道耦合的弱反局域化, 而量子散射时间小的样品中只能观测到弱局域化. Belyaev 等人[42]通过弱反局域化效应在高 2DEG 浓度的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中得到$\alpha$为 $1.01\times10^{-12}$ eV m. Cabanas 等人[43]的研究结果表明, 水平方向的磁场会抑制 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构中的弱反局域化效应.

## 4　Ⅲ族氮化物半导体中自旋光电流的研究

自旋光电流效应是半导体材料中自旋注入以及研究自旋极化的常用方法. 由于角动量守恒, 圆偏振

光在半导体材料中将引起载流子的自旋不平衡分布, 从而引起自旋光导效应以及自旋光电流效应. CPGE 是研究半导体自旋轨道耦合光电性质非常有效的实验手段. CPGE 首先由苏联科学家 Ivchenko 和 Pikus 于 1978 年在理论上预言. 随后在半导体碲材料中, 以及一些以 $LiNdO_3$ 为代表的铁电体中观测到. 2001 年, 德国科学家 Ganichev 等人[44]首次在 $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs 量子阱中观测到该现象. Ganichev 第一次将 CPGE 运用于研究半导体结构中的能带自旋分裂以及自旋轨道耦合效应. 随后的研究还提出了自旋光电流效应(Spin Galvanic Effect, SGE)[45], 反常圆偏振光电流效应(Anomalous CPGE, ACPGE)[46–48], 以及光致反常霍尔效应(Anomalous Hall Effect, AHE)[49].

### 4.1　唯象和微观理论

CPGE 电流可以用下述公式表达[50]:

$$j_\lambda = \sum \chi_{\lambda\mu} i\left(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{E}^*\right)_\mu, \tag{1}$$

$$i\left(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{E}^*\right)_\mu = \boldsymbol{e}_\mu E_0^2 P_{circ}. \tag{2}$$

其中 $\boldsymbol{j}$ 是 CPGE 电流密度, $\chi$是二阶赝张量, 与自旋轨道耦合系数有着相同的对称性, $\boldsymbol{E}$ 是光的复电场强度分量, $E_0$是光的电场强度绝对值, $\boldsymbol{e}$ 是光传播方向的单位矢量, $P_{circ}$ 是光的螺旋度, 在 CPGE 测量实验中 $P_{circ}$ 与$\lambda$/4 波片主轴和线偏光偏振方向的夹角$\Phi$有关:

$$P_{circ} = \frac{I_{\sigma_+} - I_{\sigma_-}}{I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-}} = \sin 2\Phi, \tag{3}$$

而测得的 CPGE 电流分量可以简单表达为

$$j_{\mathrm{CPGE}} = j_C \sin 2\Phi. \tag{4}$$

可见 CPGE 电流随着$\Phi$的变化而周期性变化, 周期为 π, 振幅为 $j_C$. 正是借助这一点, 可以通过对实验数据的拟合从背景电流和其他自旋不相关光电流中得出 CPGE.

III族氮化物主要涉及是 $C_{6V}$ 和 $C_{3V}$ 点群, 这两种晶格对称性的材料和结构具有类似的 CPGE 效应. 代表性材料结构为: 对称性为 $C_{6V}$ 的 GaN 体材料和 InN 体材料, 对称性为 $C_{3V}$ 的 (0001) 生长的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构等等. 根据 $C_{6V}$/$C_{3V}$ 点群的对称性操作, 对$\chi$进行一系列的变换, 可以得到$\chi$的非零项为$\chi_{xy}=-\chi_{yx}$, 因此 $C_{6V}$/$C_{3V}$ 点群的 CPGE 电流可以表达为

$$\begin{aligned} j_x &= \chi \boldsymbol{e}_y E_0^2 P_{circ}, \\ j_y &= -\chi \boldsymbol{e}_x E_0^2 P_{circ}. \end{aligned} \tag{5}$$

其中$\chi=\chi_{xy}=-\chi_{yx}$, 即$\chi$的独立项只有一项. 这表明 $C_{6V}$/$C_{3V}$ 点群的 CPGE 电流只与入射光传播方向单位矢量的 $xy$ 平面内分量, 即 $\boldsymbol{e}_x$ 和 $\boldsymbol{e}_y$ 有关, 垂直入射光并不会激发 CPGE 电流. CPGE 电流位于 $xy$ 平面内, 没有 $j_z$ 分量, 电流方向始终与光入射面垂直, 而且电流的大小不随入射面的改变而改变.

从对称性角度给出的唯象描述并不能告诉我们 CPGE 的机制和量级. 这需要微观模型. (3)式中的螺旋度实际上代表着光子携带的角动量, 它和代表电子的动量的$\boldsymbol{J}$关联了起来. 对称性分析显示只有缺乏反演对称的晶体, 才有可能有这样的效应. 原先光学自旋取向的机制中, 停留在导带的电子将仅仅是自旋极化的, 但假如自旋轨道耦合线性项的电子 Hamiltonian 会在 k 空间发生侧向的劈裂, 这将导致动量的极化. 因为能带的侧向劈裂导致符合跃迁选择定则的带上的非平衡电子在带内有非对称的占据, 从而产生净电流这就是 CPGE 电流的微观机制.

以下结合三种典型的光学跃迁模式对 CPGE 的微观机理加以说明[50]. 一般的, 根据激发波长不一样, 可以将 CPGE 分为带间(导带-价带)激发, 带内激发和带内非直接激发三种模式.

带间激发(Inter-band Transition): 图 3(a)为带间激发的一维示意图. 只考虑价带到最低导带的电子跃迁(即从重空穴带 hh1 到第一子带 e1). 对于吸收能量为 $\hbar\omega$的圆偏振光子, 满足能量和动量守恒的 $k$ 值只有两个, 分别记作 $k_{x+}$和 $k_{x-}$, 如图所示. 根据选择定则, 对右旋偏振光(σ+), 光学跃迁由 $m_s$=−3/2 至 −1/2; 对左旋偏正光(σ−), 由 $m_s$=3/2 到 1/2. 这里 ms 为每一个带的角动量量子数. 由于 $k_{x+}$和 $k_{x-}$的大小不一样, 因此在导带产生电子动量分布的左右不对称, 从而产生 CPGE 电流. 这里我们只考虑了导带电子的导电, 这是因为价带空穴的动量弛豫时间相比于导带电子要短许多个量级.

子带间激发(Inter-subband Transition): 在较长波段(如中远红外波段)可以发生子带间跃迁, 如图 3(b)所示. 对于理想情况, 量子化子带之间的跃迁, 如 n 型材料中从 e1 子带到 e2 子带的跃迁, 其具体分析与带间跃迁类似. Rashba 自旋轨道耦合将各子带自旋简并破除, 原理和带间激发类似.

子带内激发(Intra-subband Transition): 如图 3 (c)所示, 激光波长为红外至微波波长时将会发生间接带内激发. 由于动量和能量守恒, 间接激发通常伴随着声子的吸收或发射. 这一过程也可由一个包含中间态的跃迁过程来描述.

在CPGE电流的产生过程中, 电子的动量弛豫对其大小的影响起了重要作用. 跃迁产生的光生载流子的能带非对称占据产生了 CPGE. 但非平衡的载流子会快速弛豫. 在于晶格的碰撞之后非平衡的载流子动量被弛豫, 那么 CPGE 电流也就不存在. 所以材料的动量弛豫时间 $\tau_p$ 是 CPGE 过程的特征时间长度, 而并不是自旋弛豫时间, 一般的后者比前者要长. 在 III 族氮化物半导体中, 各个弛豫过程有着弛豫时间等级[51], 最快的是动量弛豫时间一般为亚 ps 量级, 而且与材料质量密切相关, 而自旋弛豫则分布在 ps-ns 量级. 带间激发情况下, 价带中的空穴和导带中的电子有着相反的光电流, 但并不完全抵消, 因为两种载流子的动量弛豫时间不同, 一般空穴动量会很快弛豫, 主要是电子贡献光电流. 在 n 型半导体量子阱中, e1 和 e2 子带能量差大于纵光学声子 $\hbar\omega_{LO}$ (GaN 除外), e2 带上非平衡分布电子因发射声子很快弛豫, 时间上可与 $\tau_p$ 相比. 从而, 带内激发光电流的强度和方向主要由 e1 带上载流子的非对称分布决定. 因为 LO 声子打开了快速的能量弛豫通道使得电子与晶格的弹性散射和非弹散射同量级, 从而能量也迅速弛豫.

## 4.2 Ⅲ族氮化物的自旋光电流

### 4.2.1 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构 2DEG 中 BIA 和 SIA 的研究

$Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构 2DEG 的 BIA 和 SIA 两种自旋轨道耦合具有相同的形式. 其中 BIA 引起的自旋轨道耦合是由材料性质决定的, 很难进行外部调控. 而 SIA 可以通过改变异质结构中的反型场强度进行有效调控. 为此, 这使得利用自旋光电流方法区分两者的贡献以及确定两者的大小比例成为可能.

贺小伟等人[52]在这个方面做出了最早的工作. 他们巧妙地运用简单的螺旋测微计在条状样品中施加单轴应力, 从而改变样品中的应力情况. 由于 III 族氮化物中很强的压电极化, 改变样品中的应力势必引起样品中的极化, 从而对异质结构中界面的反型场强度进行调节, 最终对 2DEG 感受到的由 SIA 引起的自旋轨道耦合强度发生改变. 实验中利用的是 1064 nm 的红外固体激光器, 在样品中引起从导带出 2DEG 到上层体能级的带间跃迁. 由于上层体能级电子动量弛豫远快于导带处的 2DEG, 因此测量得到的自旋光电流信号的大小能够非常准确地反映出自旋轨道耦合的强度变化. 他们的实验结果表明了 CPGE 信号随着外加的压力呈线性变化(如图 4 所示). 在 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 异质结构 2DEG 中, 由 SIA 引起的 Rashba 自旋轨道耦合大于由 BIA 引起的 Drasselhaus 自旋轨道耦合, 两者的比例可以到达 16:1.

尹春明等人[53]发展了这个工作, 他测量了不同

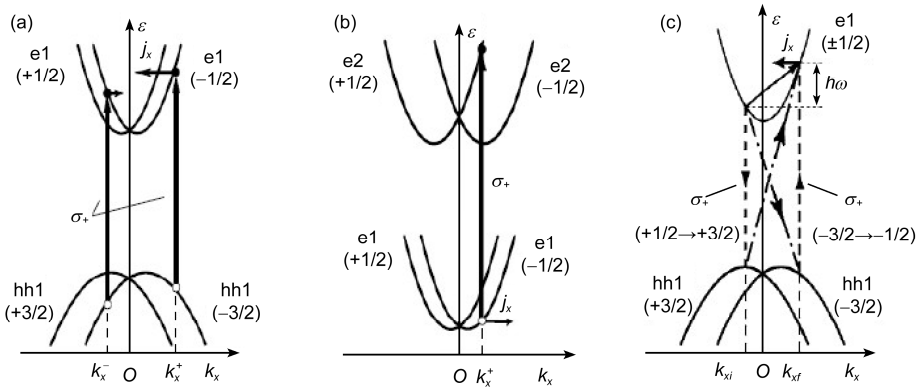


**图 3 CPGE 三种跃迁机制的微观示意图**

(a) 带间直接跃迁, (b) 带内直接跃迁, (c) 带间间接跃迁. 图取自文献[50]

**Figure 3** A microscopic picture of the three kinds of CPGE transition. (a) inter-band direct transition, (b) intra-band direct transition, (c) intra-band indirect transition. Taken from ref. [50].

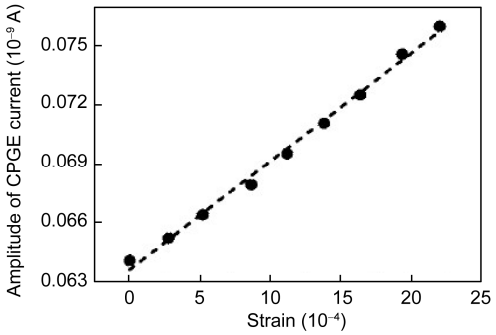


**图 4　$Al_{0.25}Ga_{0.75}N$/GaN 异质结中 CPGE 电流大小随着单轴应力的变化函数. 图中虚线是对测量结果的线性拟合. 图取自文献[52]**

**Figure 4**　Amplitude of the CPGE current in an $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$/GaN heterostructureas a function of the uniaxial strain. The short dash line is fitted linearly. Taken from ref. [52].

Al 组分下的 Rashba/Dresselhaus 比例系数, 从而研究了异质结构中 Al 组分对 Rashba 自旋轨道耦合作用的影响. 实验结果表明, 随着 Al 组分的提高, 异质结构中的反型场也在增加, 因此 Rashba 作用也不断增强. 而 Dresselhaus 项可以认为是不随 Al 组分变化而变化, 因为 2DEG 波函数基本来自于 GaN 层.

### 4.2.2　InN 中极性对自旋光电流的作用研究

对于缺乏空间反演对称的晶体, 理论上都可以定义极性这个概念. 传统的判断纤锌矿材料极性的手段主要有汇聚束电子衍射, 共轴碰撞离子衍射谱, 以及化学腐蚀. 这些方法需要复杂的仪器或者会对样品造成不可恢复的损伤, 因此一种简便无损的方式是很需要的.

张琦等人[54]在利用自旋光电流对自旋轨道耦合形式的依赖, 提出了利用自旋光电流的方向来判断 InN 体材料极性的简单方法. 由于自旋光电流的方向依赖于自旋轨道耦合的形式, 而后者实际上是取决于样品的极性. 当样品极性反转时, 哈密顿量中自旋轨道耦合系数也会相应的变化一个符号. 因此, In 极性的 InN 体材料中的自旋光电流方向将与 N 极性 InN 体材料中的自旋光电流方向相反. 这种方法非常简单, 而且对样品没有损伤, 理论上可以运用于有极性的半导体材料中.

尹春明等人[55]测量了不同极性面上的自旋光电流. 如图 5 所示, 实验在 *a* 面(1120) InN 薄膜中测得了 CPGE 电流, 得到了 CPGE 电流随入射角的变化

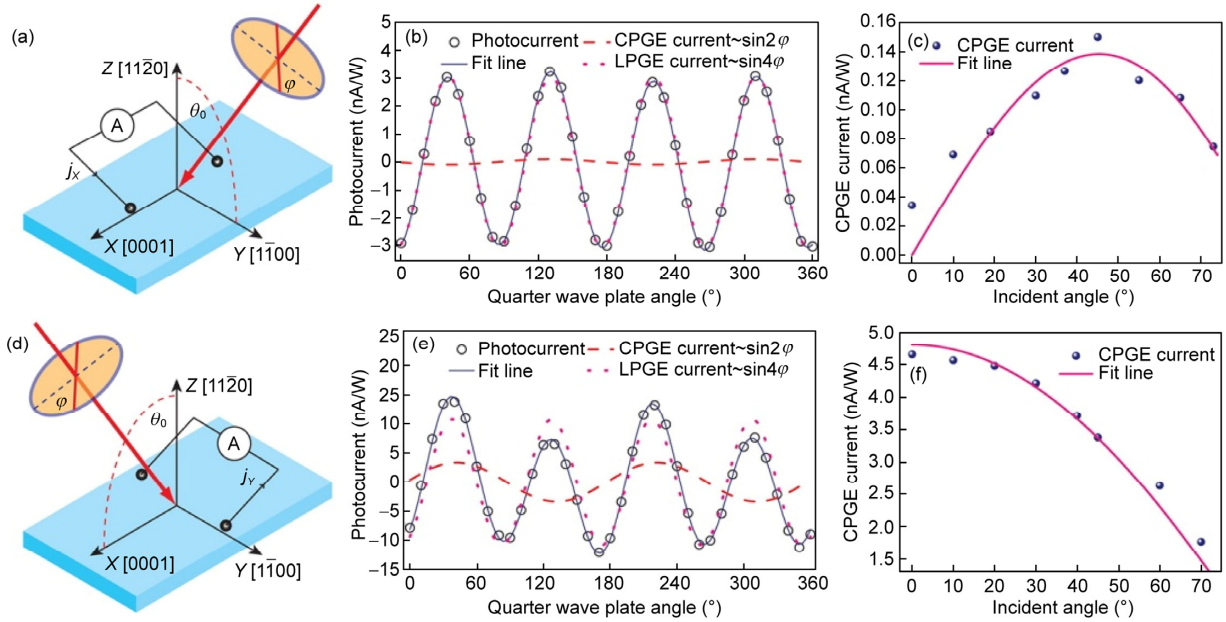


**图 5　(网络版彩图) *a* 面 InN 不同入射面测量的 CPGE 电流.**

(a) *a* 面 InN 中入射面在 *yz* 面内 CPGE 测量示意图, (b) 入射角度为 45°时测得的光电流, (c) CPGE 电流随圆偏光入射角度的变化. (d) *a* 面 InN 中入射面在 *xz* 面内 CPGE 测量示意图, (e) 入射角度为 45°时测得的光电流, (f) CPGE 电流随圆偏光入射角度的变化. 图取自文献[55]

**Figure 5**　(Color online) CPGE current measured with different incident plane on a-face InN. (a) Incident plane is the sketched *yz* plane; (b) photocurrent measured with incident angle is 45°; (c) the amplitude of CPGE current under different incident angle; (d) incident plane is the sketched *xz* plane; (e) photocurrent measured with incident angle is 45°; (f) the amplitude of CPGE current under different incident angle. Taken from ref. [55].

关系, 并提出利用CPGE电流可以非常简单地区分极性面、非极性面和半极性面的InN薄膜, 而且通过角度变化关系可以拟合出非极性面样品中 $c$ 轴的指向. 通过 $a$ 面InN薄膜中CPGE电流测量, 将表面电场的SIA导致的CPGE电流同体材料的BIA导致的CPGE电流区分开来, 发现表面电场贡献的CPGE电流较体材料小一个数量级. 此外, 在 $a$ 面InN薄膜中发现自旋轨道耦合在 (0001) 面内存在各向异性. 从这个实验中, 可以看出CPGE电流对能带自旋轨道耦合的强烈依赖关系. 另外, 作者还通过离子液体对表面电场进行调控, 从而调控表面电子堆积层对 CPGE 的贡献.

### 4.2.3 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构 2DEG 中的反常CPGE

在研究半导体自旋电子学中, 自旋轨道耦合引起的一个重要的现象就是自旋霍尔效应和逆自旋霍尔效应. 通过自旋轨道耦合, 电流能够产生垂直电流方向的自旋流, 同样的, 自旋流可以产生垂直于自旋流方向的电流[56]. 由于这个重要的性质, 自旋霍尔效应从提出就受到广泛的关注以及应用. 有许多实验组都报道了相应的研究. 这些实验都是在很小尺度的结构上测量, 也需要比较极端的条件, 比如低温.

贺小伟等人[46]在他们在 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构2DEG中发现了他们命名为反常CPGE的效应. 依照本节开头的理论介绍, $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构2DEG 在圆偏振光垂直于样品表面入射时是观测不到自旋光电流的. 另外, CPGE 电流随着光斑位置的移动, 相对于两个欧姆电极连线的左右两边是对称的. 然后他们在光垂直入射下观测到了很明显的自旋光电流, 而且这个光电流随着光斑的移动, 不同于CPGE 的对称分布而呈现出反对称分布. 并且, 这部分贡献随着入射角度的增大而减小, 这也不同于CPGE电流在 $c$ 面异质结构2DEG中的随着入射角度增大电流增大的性质(如图 6). 作者将这部分电流贡献归结为光强的高斯分布所造成的样品中自旋极化不均匀, 从而在 2DEG 中产生了明显的径向自旋流. 而径向的自旋流在扩散过程受到自旋轨道耦合作用, 从而产生了垂直于径向, 也就是切向的电流. 这部分电流对自旋光电流有明显的贡献. 由于是切向的电流, 因此电极分布于两边时测得的自旋光电流符号是相反的. 作者进一步缩小了光斑尺寸, 可以发现自旋光电流随着光斑尺寸的缩小迅速下降, 由此进一步确认了这部分贡献的起源.

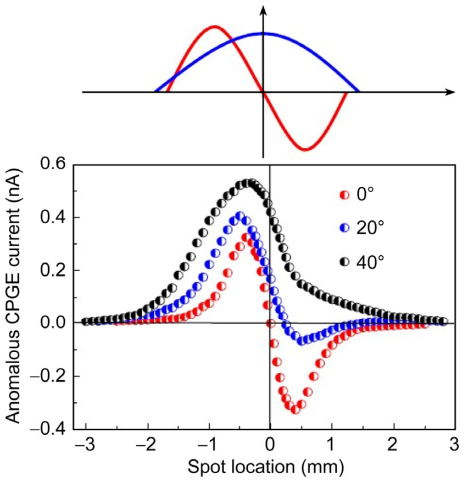


**图6　不同角度下ACPGE与CPGE之和随着光斑相对于电极位置变化的关系. 顶端插图示意了两者的叠加关系. 图取自文献[46]**

**Figure 6** The superposition of ACPGE and CPGE current as a function of the position of light spot to the electrodes under different incident angle. Top inset sketch the superposition of the two parts. Taken from ref. [46].

### 4.2.4 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构 2DEG 中的光致AHE

尹春明等人[49]在 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构2DEG中研究了 AHE. 实验中利用圆偏振光在样品中形成不平衡的自旋极化. 而通过外加电场使自旋极化电子往同一个方向漂移, 从而形成稳定的自旋流. 自旋流的强度取决于外加电场和入射光的螺旋度. 通过自旋轨道耦合作用, 纵向漂移的自旋极化电子将受到横向的作用力, 从而不同自旋的电子将往样品不同方向运动, 从而在样品横向两侧形成电荷堆积. 由于自旋不平衡, 样品横向两侧堆积的电子浓度不一样, 因此可以测得两侧的电势差. 这个电势差的大小取决于自旋的不平衡程度, 因此与入射圆偏振光的螺旋度是成正比的. 作者测量的 $Al_xGa_{1-x}N$/GaN 异质结构 2DEG 中光致自旋霍尔电导率为 $\sigma_{AH} = 9.0\times10^{-10}$ $\Omega^{-1}$, 与理论吻合得很好.

## 5　结语

随着 GaN 基电子器件和光电子器件的发展, 器

件尺寸越做越小, 很多器件已经接近载流子的平均自由程, 因此对 GaN 基异质结构中的弹道输运和量子效应的研究就显得十分必要. 同时, 随着材料生长技术的不断突破和提高, 含高 In 和高 Al 组分的合金材料的质量将得到显著提高, 这些材料在器件上也有着广泛的应用前景, 对其中载流子的输运性质的研究将会对这些器件性能的提高提供一定的科学依据.

GaN 基自旋电子学器件目前还面临着很大的挑战. 要实现氮化镓基自旋电子学器件的应用, 除了进一步对自旋输运和弛豫机制进行深入研究, 还需要实现高的自旋注入效率. 目前所研究用的注入方式主要是光学方法注入, 电注入方面不管是通过稀磁半导体, 还是铁磁金属向 GaN 中注入自旋极化的电流, 都没有实现高的注入效率, 从而限制了 GaN 基自旋电子学器件的发展, 利用 InN 表面电子堆积层实现高效率的自旋注入或许是可行的途径. 一旦实现了高效率的自旋注入, 结合长的自旋弛豫时间, 可被栅压调控的自旋分裂等输运性质, GaN 基自旋电子学器件将会在自旋逻辑器件, 量子存储器件, 量子计算等方面有着很好的应用前景.

## 参考文献


1 Mishra U K, Wu Y F, Keller B P, et al. Gan microwave electronics. IEEE Trans Microwave Theor Tech, 1998, 46: 756–761
2 Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator. Appl Phys Lett, 1990, 56: 665–667
3 Fabian J, Matos-Abiague A, Ertler C, et al. Semiconductor spintronics. Acta Phys Slovaca Rev Tutorials, 2007, 57: 565–907
4 Hirsch J. Spin hall effect. Phys Rev Lett, 1999, 83: 1834–1837
5 Wunderlich J, Irvine A, Sinova J, et al. Spin-injection hall effect in a planar photovoltaic cell. Nat Phys, 2009, 5: 675–681
6 Wunderlich J, Park B G, Irvine A C, et al. Spin hall effect transistor. Science, 2010, 330: 1801–1804
7 Koo H C, Kwon J H, Eom J, et al. Control of spin precession in a spin-injected field effect transistor. Science, 2009, 325: 1515–1518
8 Dietl T, Ohno H, Matsukura F, et al. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors. Science, 2000, 287: 1019–1022
9 Tang N, Shen B, Wang M, et al. Beating patterns in the oscillatory magnetoresistance originated from zero-field spin splitting in $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures. Appl Phys Lett, 2006, 88(17): 172112–172113
10 Zheng Z, Shen B, Zhang R, et al. Occupation of the double subbands by the two-dimensional electron gas in the triangular quantum well at $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures. Phys Rev B, 2000, 62: R7739
11 Ibbetson J, Fini P, Ness K, et al. Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors. Appl Phys Lett, 2000, 77: 250–252
12 Zhang Y, Smorchkova I, Elsass C, et al. Charge control and mobility in AlGaN/GaN transistors: Experimental and theoretical studies. J Appl Phys, 2000, 87: 7981–7987
13 Wang T, Ohno Y, Lachab M, et al. Electron mobility exceeding $10^4$ $cm^2/v$ s in an AlGaN/GaN heterostructure grown on a sapphire substrate. Appl Phys Lett, 1999, 74: 3531–3533
14 Manfra M, Pfeiffer L, West K, et al. High-mobility AlGaN/GaN heterostructures grown by molecular-beam epitaxy on gan templates prepared by hydride vapor phase epitaxy. Appl Phys Lett, 2000, 77: 2888–2890
15 Frayssinet E, Knap W, Lorenzini P, et al. High electron mobility in AlGaN/GaN heterostructures grown on bulk gan substrates. Appl Phys Lett, 2000, 77: 2551–2553
16 Skierbiszewski C, Dybko K, Knap W, et al. High mobility two-dimensional electron gas in AlGaN/GaN heterostructures grown on bulk GaN by plasma assisted molecular beam epitaxy. Appl Phys Lett, 2005, 86: 102106
17 Winkler R. Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. Erlangen: Springer, 2003
18 Bychkov Y A, Rashba E I. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. J Physics C: Solid State Phys, 1984, 17: 6039
19 Fu J, Wu M. Spin-orbit coupling in bulk ZnO and GaN. J Appl Phys, 2008, 104: 093712–093717
20 Yang W, Chang K. Nonlinear rashba model and spin relaxation in quantum wells. Phys Rev B, 2006, 74: 193314
21 Schapers T, Engels G, Lange J, et al. Effect of the heterointerface on the spin splitting in modulation doped $In_xGa_{1-x}As$/InP quantum wells for $B\rightarrow 0$. J Appl Phys, 1998, 83: 4324–4333
22 Schierholz C, Kürsten R, Meier G, et al. Weak localization and antilocalization in the two-dimensional electron system on p-type InAs. Phys

Status Solidi(b), 2002, 233: 436–444
23 Tang N, Shen B, Wang M, et al. Effective mass of the two-dimensional electron gas and band nonparabolicity in $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures. Appl Phys Lett, 2006, 88: 172115
24 Tang N, Shen B, Zheng Z, et al. Magnetoresistance oscillations induced by intersubband scattering of two-dimensional electron gas in $Al_{0.22}Ga_{0.78}N$/GaN heterostructures. J Appl Phys, 2003, 94: 5420–5422
25 Zheng Z W, Shen B, Gui Y S, et al. Transport properties of two-dimensional electron gas in different subbands in triangular quantum wells at $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterointerfaces. Appl Phys Lett, 2003, 82: 1872–1874
26 Liu S, Tang N, Shen X, et al. Magnetotransport properties of high equivalent al composition AlGaN/GaN heterostructures using AlN/GaN superlattice as a barrier. J Appl Phys, 2013, 114: 033706
27 Miao Z, Tang N, Xu F, et al. Magnetotransport properties of lattice-matched $In_{0.18}Al_{0.82}N$/AlN/GaN heterostructures. J Appl Phys, 2011, 109: 016102
28 Knap W, Frayssinet E, Skierbiszewski C, et al. Conduction band energy spectrum of two-dimensional electrons in GaN/AlGaN heterojunctions. Phys Status Solidi(b), 1999, 216: 719–725
29 Knap W, Frayssinet E, Sadowski M, et al. Effective g* factor of two-dimensional electrons in GaN/AlGaN heterojunctions. Appl Phys Lett, 1999, 75: 3156–3158
30 Tang N, Shen B, Han K, et al. Origin of split peaks in the oscillatory magnetoresistance in AlGaN/GaN heterostructures. J Appl Phys, 2006, 100: 073704
31 de Andradae Silva E A. Conduction-subband anisotropic spin splitting in Ⅲ-Ⅴ semiconductor heterojunctions. Phys Rev B, 1992, 46: 1921–1924
32 Litvinov V. Electron spin splitting in polarization-doped group-Ⅲ nitrides. Phys Rev B, 2003, 68: 155314
33 Tsubaki K, Maeda N, Saitoh T, et al. Spin splitting in modulation-doped AlGaN/GaN two-dimensional electron gas. Appl Phys Lett, 2002, 80: 3126–3128
34 Thillosen N, Schapers T, Kaluza N, et al. Weak antilocalization in a polarization-doped $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructure with single subband occupation. Appl Phys Lett, 2006, 88: 022111–022113
35 Cho K S, Huang T Y, Wang H S, et al. Zero-field spin splitting in modulation-doped $Al_xGa_{1-x}N$/GaN two-dimensional electron systems. Appl Phys Lett, 2005, 86: 222102–222103
36 Tang N, Shen B, He X W, et al. Influence of the illumination on the beating patterns in the oscillatory magnetoresistance in $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures. Phys Rev B, 2007, 76: 155303
37 Lo I, Gau M, Tsai J, et al. Anomalous k-dependent spin splitting in wurtzite $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures. Phys Rev B, 2007, 75: 245307
38 Thillosen N, Cabanas S, Kaluza N, et al. Weak antilocalization in gate-controlled $Al_xGa_{1-x}N$/GaN two-dimensional electron gases. Phys Rev B, 2006, 73: 241311
39 Schmult S, Manfra M, Punnoose A, et al. Large bychkov-rashba spin-orbit coupling in high-mobility GaN /$Al_xGa_{1-x}N$ heterostructures. Phys Rev B, 2006, 74: 033302
40 Kurdak C, Biyikli N, Özgür Ü, et al. Weak antilocalization and zero-field electron spin splitting in $Al_xGa_{1-x}N$/AlN/GaN heterostructures with a polarization-induced two-dimensional electron gas. Phys Rev B, 2006, 74: 113308
41 Olshanetsky E, Kvon Z, Sassine S, et al. The weak antilocalization and quantum scattering time in a two-dimensional electron gas in $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructure. Appl Phys Lett, 2008, 92: 242112
42 Belyaev A, Raicheva V, Kurakin A, et al. Investigation of spin-orbit interaction in AlGaN/GaN heterostructures with large electron density. Phys Rev B, 2008, 77: 035311
43 Cabañas S, Schäpers T, Thillosen N, et al. Suppression of weak antilocalization in an $Al_xGa_{1-x}N$/GaN two-dimensional electron gas by an in-plane magnetic field. Phys Rev B, 2007, 75: 195329
44 Ganichev S, Ivchenko E, Danilov S, et al. Conversion of spin into directed electric current in quantum wells. Phys Rev Lett, 2001, 86: 4358–4361
45 Ganichev S, Ivchenko E, Bel'kov V, et al. Spin-galvanic effect. Nature, 2002, 417: 153–156
46 He X, Shen B, Chen Y, et al. Anomalous photogalvanic effect of circularly polarized light incident on the two-dimensional electron gas in $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures at room temperature. Phys Rev Lett, 2008, 101: 147402
47 Mei F, Tang N, Wang X, et al. Detection of spin-orbit coupling of surface electron layer via reciprocal spin hall effect in inn films. Appl Phys Lett, 2012, 101: 132404
48 Tang C, Chen Y, Liu Y, et al. Anomalous-circular photogalvanic effect in a GaAs/AlGaAs two-dimensional electron gas. J Phys–

Condensed Matter, 2009, 21: 375802
49 Yin C, Tang N, Zhang S, et al. Observation of the photoinduced anomalous hall effect in gan-based heterostructures. Appl Phys Lett, 2011, 98: 122104
50 Ganichev S D, Prettl W. Spin photocurrents in quantum wells. J Phys: Condensed Matter, 2003, 15: R935–R983
51 Othonos A. Probing ultrafast carrier and phonon dynamics in semiconductors. J Appl Phys, 1998, 83: 1789–1830
52 He X, Shen B, Tang Y, et al. Circular photogalvanic effect of the two-dimensional electron gas in $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures under uniaxial strain. Appl Phys Lett, 2007, 91: 071912–071913
53 Yin C, Shen B, Zhang Q, et al. Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling in GaN-based heterostructures probed by the circular photogalvanic effect under uniaxial strain. Appl Phys Lett, 2010, 97: 181904
54 Zhang Q, Wang X, He X, et al. Lattice polarity detection of inn by circular photogalvanic effect. Appl Phys Lett, 2009, 95: 031902–031903
55 Yin C, Yuan H, Wang X, et al. Tunable surface electron spin splitting with electric double-layer transistors based on inn. Nano Lett, 2013, 13(5): 2024–2029
56 D'âkonov MI. Spin Physics in Semiconductors. Berlin Heidelberg: Springer, 2008

# Quantum transport and spin properties of the carriers in III-nitride heterostructures

TANG Ning, DUAN JunXi, ZHANG Shan, XU FuJun, WANG XinQiang & SHEN Bo*

*State Key Laboratory for Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*

Owing to their advantages of wide direct-band gap, excellent physical and chemical stability, high saturated electron drift velocity, and high dielectric breakdown field, Ⅲ-nitride semiconductor materials are the most favorite materials in developing high-frequency, high-temperature and high-power electronic devices and optical devices. Owing to their advantages of long spin relaxation time and high Curie temperature, Ⅲ-nitride semiconductor materials are the most favorite materials in developing spintronic devices. The magnetotransport methods at low temperatures and the circular photogalvanic effect at room temperature are introduced. The research status of the quantum transport and spin properties of the carriers in GaN-based heterostructures is reviewed.

**wide bandgap semiconductor, transport, spin**

**PACS:** 72.25.-b, 72.40.+w

**doi:** 10.1360/132013-351