

专题: 半导体物理与器件

## III-V 族半导体二维量子结构中载流子的自旋弛豫\*

王一帆<sup>1)</sup> 张仕雄<sup>2)</sup> 陈帅宇<sup>1)</sup> 陈子杰<sup>1)</sup> 杨学林<sup>1)</sup> 许福军<sup>1)</sup>王新强<sup>1)</sup> 葛惟昆<sup>1)</sup> 沈波<sup>1)</sup> 唐宁<sup>1)†</sup>

1) (北京大学物理学院, 人工微结构和介观物理全国重点实验室, 北京 100871)

2) (湖北师范大学物理与电子科学学院, 光电转换材料与器件湖北省重点实验室,  
微纳光电子器件与集成湖北省工程研究中心, 黄石 435002)

(2025 年 11 月 26 日收到; 2025 年 12 月 18 日收到修改稿)

III-V 族半导体二维量子结构材料制备工艺成熟, 自旋弛豫易于被调控, 是研制自旋电子器件的优选材料体系. 本文综述了在闪锌矿 GaAs 基与纤锌矿 GaN 基二维量子结构材料体系中, 利用时间分辨磁光光谱与磁输运测量研究手段, 通过结构设计、电场与应力调控自旋轨道耦合及自旋弛豫的研究进展. 利用上述调控手段优化结构参数, 实现抑制自旋弛豫的  $SU(2)$  对称性构型, 为高性能自旋电子器件设计制造提供科学依据.

**关键词:** 自旋动力学, III-V 族半导体, 自旋轨道耦合, 自旋调控**DOI:** 10.7498/aps.75.20251608**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251608

## 1 引言

进入后摩尔时代, 开发高速低功耗的新型信息处理器件成为推动信息领域发展的关键技术路线之一, 国际半导体技术路线图 (international technology roadmap for semiconductors, ITRS) 亦将其列为核心发展方向之一<sup>[1]</sup>. 自 1988 年巨磁阻 (giant magnetoresistance, GMR) 效应发现以来, 调控电子内禀自旋自由度的自旋电子学 (spintronics)<sup>[2,3]</sup> 凭借非易失性存储、快速稳定的磁化翻转以及极低的功耗等潜力<sup>[4-10]</sup>, 已成为当下重要发展方向. 而半导体材料因与成熟微电子工艺高度兼容, 是构筑后摩尔时代新型器件的优选平台<sup>[11-14]</sup>.

过去数十年间, 自旋电子学领域已涌现出诸如自旋发光二极管 (spin-LEDs)<sup>[15]</sup>、自旋激光器 (spin-lasers)<sup>[16]</sup> 及自旋场效应晶体管 (SFETs)<sup>[17]</sup>

等多种原型器件, 其核心在于将自旋信息转化为光电信号. 在众多材料中, III-V 族化合物半导体凭借其直接带隙、高载流子迁移率以及可调控的自旋轨道耦合特性而备受青睐. 而基于该材料体系的二维量子结构 (如方势阱、三角阱), 具有独特的能带特性和量子限制效应, 可通过结构设计<sup>[18,19]</sup>、外加电场<sup>[20-28]</sup> 及应力<sup>[29-31]</sup> 对自旋轨道耦合进行调控, 探索自旋物理性质并实现高性能自旋电子器件. 2003 年 Schliemann 等<sup>[32]</sup> 首次提出通过上述调控手段构建  $SU(2)$  对称性保护态, 可有效抑制 DP (D'yakonov-Perel) 自旋弛豫. 随后实验在不同体系中证实了该构想: 在闪锌矿 AlGaAs/GaAs 量子阱中, Balocchi 等<sup>[26]</sup> 通过电场调控在 [111] 取向结构中实现了超过 1 个数量级的自旋寿命调控 (0.5—30 ns); 而在 [001] 取向中, Kunihashi 等<sup>[20]</sup> 通过平衡 Rashba 与 Dresselhaus 相互作用构建持久自旋螺旋态 (persistent spin helix, PSH), 将自旋扩散长

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFB3605600) 和国家自然科学基金 (批准号: 62225402, 62321004, 62234001, U22A2074) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ntang@pku.edu.cn

度提升至 37.5  $\mu\text{m}$ ; 在纤锌矿 GaN 体系中, Liu 等<sup>[31]</sup> 则利用其独特的自旋轨道耦合对称性, 在 InGaN/GaN 量子阱中实现了室温下长达 311 ps 的自旋弛豫时间 (相比体材料提升了 1 个数量级), 并可通过外部应力进行有效调控. 这些在不同材料体系中成功实现的、对自旋寿命与输运长度的显著提升与主动调控, 共同为开发基于自旋自由度的新型逻辑与存储器件奠定了物理基础.

基于此, 本文聚焦于 III-V 族半导体二维量子结构, 梳理了二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG) 与二维空穴气 (two-dimensional hole gas, 2DHG) 体系中, 利用电场与应力调控自旋轨道耦合及弛豫机制的研究进展. 文章结合时间分辨磁光光谱与磁输运测量等实验手段, 剖析结构设计、电场与应力对 Rashba 与 Dresselhaus 效应的协同调制. 在此基础上, 重点阐述了闪锌矿 GaAs 与纤锌矿 GaN 基异质结构材料在构建长寿命  $SU(2)$  自旋态时的差异化物理路径: 对于闪锌矿 GaAs 量子阱, 讨论如何通过结构设计及电场调控使 Rashba 与 Dresselhaus 强度达到平衡, 从而固定有效磁场方向以实现 PSH; 而对于纤锌矿 GaN 体系, 则揭示其利用 Rashba 与 Dresselhaus 项天然具备的相同对称性形式, 通过电场及应力调控实现有效磁场的直接抵消与鲁棒的  $SU(2)$  电子态. 这一从“场方向锁定”到“场直接抵消”的物理图景, 为未来根据器件对操控精度与鲁棒性的不同需求进行材料筛选与架构设计提供了物理依据.

## 2 III-V 族半导体二维量子结构中自旋轨道耦合

非磁性半导体中的电子自旋动力学受基本对称性原理约束. 根据 Kramers 定理, 在同时满足空间与时间反演对称性的势场中, 电子自旋态能级简并. 自旋劈裂的产生要求打破时间或空间反演对称性. 前者可通过施加磁场引入塞曼效应实现; 后者则源于晶体结构本身缺乏反演中心. 这种对称性的缺失直接体现在电子哈密顿量的自旋轨道耦合项中. 该耦合的物理机制是: 电子在非对称势场中运动时感受内部电场, 在其静止参照系中该电场等效为有效磁场, 与电子自旋发生相互作用, 从而耦合轨道与自旋自由度. 在 III-V 族半导体二维量子结构中, 自旋轨道耦合表现出高度可调控特性, 主要

来源于多种机制的共同作用: 包括结构反演不对称 (structure inversion asymmetry, SIA) 诱导的 Rashba 项<sup>[33,34]</sup>, 其强度可通过外电场或非对称掺杂进行调节, 以及源于晶体结构本身反演对称性破缺的体反演不对称 (bulk inversion asymmetry, BIA) 所引起的 Rashba 项<sup>[35]</sup> 与 Dresselhaus 项<sup>[36-38]</sup>. 这些效应的共同作用为自旋调控提供了可能的物理基础: 通过合理设计量子阱的生长方向与结构参数, 可使不同自旋轨道耦合贡献的有效磁场在特定方向上形成特殊构型或相互抵消, 从而抑制 DP 弛豫过程, 延长自旋寿命; 同时, 外加电场对 Rashba 效应的直接调节能力, 为通过栅压实现自旋电学操控提供了便利.

典型 GaAs 量子阱体系中, 2DEG 自旋动力学已被广泛研究. [110] 取向量子阱中, Dresselhaus 项有效磁场主要沿生长轴方向, 使得该方向极化自旋成为自旋轨道耦合本征态, 从而获得较长自旋寿命<sup>[19,24,25]</sup>. [111] 取向对称量子阱中, Rashba 与 Dresselhaus 的线性贡献可对任意面内动量相互抵消, 理论上显著抑制 DP 弛豫<sup>[26-28,39]</sup>. 在 [001] 取向体系中, 当 Rashba 与 Dresselhaus 强度达到精确平衡时, 可形成一种受对称性保护的自旋构型——PSH<sup>[40,41]</sup>. 该状态下, 体系哈密顿量具有特殊  $SU(2)$  对称性, 满足  $[H_{\text{soc}}, \mathbf{S}] = 0$ , 此时自旋轨道耦合不会引起自旋弛豫; 且外加电场引入 Rashba 项极易打破  $SU(2)$  对称性, 从而实现自旋弛豫有效调控. 因此,  $SU(2)$  电子态是一种提高自旋扩散距离及电场调控自旋弛豫的有效途径<sup>[32,42-44]</sup>.

对于闪锌矿结构 [001] 方向量子阱中, Dresselhaus 哈密顿量在  $x//[1-10]$ ,  $y//[110]$  坐标系下可简化为线性项主导的形式<sup>[45]</sup>:

$$H_{\text{BIA}} = -\gamma_{\text{D}} \langle k_z^2 \rangle (\sigma_x k_y + \sigma_y k_x) + \frac{\gamma_{\text{D}}}{2} (\sigma_y k_x - \sigma_x k_y) (k_x^2 - k_y^2), \quad (1)$$

其中  $\gamma_{\text{D}}$  为材料相关 Dresselhaus 系数,  $\sigma_i$  为泡利矩阵. 从微观上看,  $\gamma_{\text{D}}$  可以在  $\mathbf{k}\mathbf{p}$  理论的框架下, 使用 Löwdin 划分技术<sup>[40]</sup> 或紧束缚方法<sup>[46]</sup> 进行计算. 在极坐标下, 哈密顿量可表示为

$$H_{\text{BIA}} = \beta k (\sigma_x \sin \theta + \sigma_y \cos \theta) + \beta_3 k^3 (\sigma_x \sin 3\theta - \sigma_y \cos 3\theta), \quad (2)$$

其中  $\theta$  为波矢  $\mathbf{k}$  的极角,  $\beta = \beta_1 - \beta_3$  为 Dresselhaus 系数, 式中

$$\beta_1 = -\gamma_D \langle k_z^2 \rangle, \quad \beta_3 = -\gamma_D \cdot k^2/4. \quad (3)$$

由于  $\beta_3 \ll \beta_1$ ,  $\beta_3$  因其数值较小常被忽略. 由 SIA 产生的 Rashba 哈密顿量在上述坐标系下由以下公式给出:

$$H_{\text{SIA}} = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) = \alpha k(\sigma_x \sin \theta - \sigma_y \cos \theta), \quad (4)$$

其中  $\alpha$  为 Rashba 系数. 包含动能项在内, 总的有效哈密顿量通常写作:

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \frac{1}{2} g \mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{\text{so}}(\mathbf{k}), \quad (5)$$

其中  $g$  为朗德  $g$  因子,  $\mu_B$  为玻尔磁子,  $\mathbf{B}_{\text{so}}(\mathbf{k})$  为由自旋轨道耦合产生的有效磁场. 该场由以下公式给出:

$$\mathbf{B}_{\text{so}}(\mathbf{k}) = \frac{2k}{g\mu_B} \begin{bmatrix} (\beta + \alpha) \sin \theta \\ (\beta - \alpha) \cos \theta \end{bmatrix} + \frac{2k}{g\mu_B} \begin{bmatrix} \beta_3 \sin 3\theta \\ -\beta_3 \cos 3\theta \end{bmatrix}. \quad (6)$$

$\uparrow$   $\mathbf{B}_{\text{so}}^{(1)}$                        $\uparrow$   $\mathbf{B}_{\text{so}}^{(3)}$

其方向大小均依赖于电子动量  $\mathbf{k}$  的方向 [37]. PSH 态在  $|\alpha| = |\beta|$  时形成, 此时自旋轨道耦合有效磁场  $\mathbf{B}_{\text{so}}^{(1)}$  不再随动量方向任意变化, 其  $y$  分量被抑制, 导致有效磁场被约束于  $x$  方向, 如图 1(a) 所示. 同时,  $x$  方向磁场强度仅与正交动量  $y$  分量成正比. 该场结构导致独特的自旋动力学: 电子自旋的累积旋转角仅取决于其特定方向的净位移, 与具体散射路径无关. 初始自旋极化在扩散时以与空间位置严格锁定的方式进动, 理想自旋进动长度为

$$\lambda_{0,y} = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} (\alpha + \beta)^{-1}. \quad (7)$$

对于纤锌矿结构的半导体 (如 GaN), 其自旋轨道耦合独特对称性为实现  $SU(2)$  对称性保护的电子态提供了优势平台. GaN 基材料固有的强极化特性在异质结界面产生显著内建电场, 诱导出强

烈的 Rashba 自旋轨道耦合, 更重要的是, 在纤锌矿 GaN 二维量子结构中 Rashba 项与 Dresselhaus 项在  $\mathbf{k}$  空间中具有相同对称性 (图 1(b)), 使得  $SU(2)$  电子态的稳定性受材料晶向、温度及掺杂浓度变化的影响较小, 具备更好的鲁棒性. 对于 [0001] 方向的 2DEG, 总自旋轨道耦合哈密顿量同样由 (5) 式描述, 其中有效磁场  $\mathbf{B}_{\text{so}}(\mathbf{k})$  为

$$\mathbf{B}_{\text{so}}(\mathbf{k}) = \frac{2}{g\mu_B} [\alpha_R + \alpha_e + \gamma b \langle k_z^2 \rangle - 2\pi\gamma n_s] \begin{pmatrix} k_y \\ -k_x \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

其中  $x//[1120]$ ,  $y//[1100]$ ,  $z//[0001]$ ,  $\alpha_R$  源于界面 SIA, 其大小与内建电场  $E_{\text{int}}$  成正比  $\alpha_R \propto E_{\text{int}}$ ,  $\alpha_e$  项源于纤锌矿 GaN 结构的对称性, 该项通常被称为体结构反演不对称或纤锌矿结构反演不对称的 Rashba 项. 源于体材料 GaN 的 Dresselhaus 项  $\gamma(bk_z^2 - k_{\parallel}^2)$  受到异质结中量子限制效应的影响, 在异质结的限制条件下可以近似为  $\gamma b \langle k_z^2 \rangle - 2\pi\gamma n_s$ , 其中  $\gamma$  和  $b$  是与 Dresselhaus 相关的参数 [37,47,48]. 对纤锌矿结构半导体中独特对称性及其可能诱导的  $SU(2)$  电子态的研究, 早期已有重要的理论工作进行探索. 2010 年, Wang 等 [49] 通过  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  方法理论计算了纤锌矿结构 AlN, InN 的自旋劈裂能, 揭示了布里渊区中  $SU(2)$  电子态的存在, 且沿 [001] 方向生长的纤锌矿结构量子阱中的  $SU(2)$  电子态能够有效抑制所有自旋分量的弛豫. 随后, 在 2011 年, Harmon 等 [50] 理论预测了纤锌矿半导体量子阱中  $SU(2)$  电子态具有超长自旋弛豫时间, 计算得出纤锌矿 AlN 中  $SU(2)$  电子态的自旋弛豫时间室温下长达 0.5  $\mu\text{s}$ . 这些早期的理论预测, 凸显了 GaN 基量子结构在实现和调控  $SU(2)$  电子态方面所展现出的独特优势.

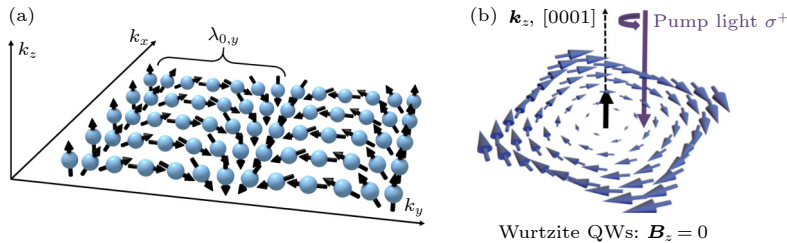


图 1 (a) PSH 以单向自旋波的形式出现, 由黑色箭头标示; (b) 在 [0 0 0 1] 取向生长的纤锌矿 GaN 基量子阱中, 有效磁场的面外分量始终为零 [31]

Fig. 1. (a) Appearance of the PSH as unidirectional spin wave indicated by blue arrows; (b) the out-of-plane component of effective magnetic fields is always zero in [0 0 0 1]-grown wurtzite-based quantum well (QW) [31].

### 3 III-V 族半导体二维量子结构中自旋弛豫动力学

自旋弛豫是指非平衡自旋极化态向热平衡态演化的过程, 是自旋信息衰减的宏观体现<sup>[4,51]</sup>. 在 GaAs, GaN 等 III-V 族半导体中, DP 机制是主导的自旋弛豫通道之一<sup>[52,53]</sup>. 在该机制中, 电子自旋在两次动量散射之间围绕有效磁场  $\mathbf{B}_{so}(\mathbf{k})$  进动; 由于动量散射导致电子波矢  $\mathbf{k}$  不断随机变化, 每个电子感受到的有效磁场方向和大小持续涨落, 最终引发自旋极化衰减. 当动量散射频繁, 满足  $\Omega(\mathbf{k}) \cdot \tau_p \ll 1$  强散射条件时, 电子在进动 1 rad 前动量已多次改变, 有效磁场受到强烈平均, 产生运动窄化, 从而抑制自旋弛豫. 此时自旋弛豫时间  $\tau_s$  与动量散射时间  $\tau_p$  成反比, 自旋弛豫速率可表示为

$$\Gamma_{ij} = \frac{1}{2} \langle \Omega^2(\mathbf{k}) \rangle \tau_p = \frac{1}{2} (\delta_{ij} \langle \Omega^2 \rangle - \langle \Omega_i \Omega_j \rangle) \tau_p. \quad (9)$$

此外, EY(Elliott-Yafet) 机制与 BAP(Bir-Aronov-Pikus) 机制也在特定条件下显著影响自旋弛豫. EY 机制指出, 在声子或杂质引起的普通动量散射过程中, 存在一定自旋翻转概率. 该机制中自旋弛豫时间  $\tau_s$  与动量散射时间  $\tau_p$  成正比, 因而在动量散射频繁的系统 (如金属或重掺杂半导体) 以及窄带隙、强自旋轨道耦合材料中占主导地位<sup>[54]</sup>; BAP 机制则是涉及空穴的自旋弛豫通道, 其核心是电子-空穴交换相互作用<sup>[55]</sup>, 故在 p 型半导体或高光激发条件下尤为重要<sup>[56]</sup>.

自旋弛豫时间  $\tau_s$  是表征自旋弛豫过程的关键参数, 定义为系统自旋极化衰减至初始值 1/e 所需的时间. 为表征这一参数, 时间分辨克尔转角 (time-resolved Kerr rotation, TRKR) 光谱与时间分辨法拉第转角 (time-resolved Faraday rotation, TRFR) 光谱已成为研究半导体中自旋动力学的重要实验手段. 二者均采用圆偏振泵浦光在样品中注入自旋极化载流子, 再利用线偏振探测光在可调延迟时间  $\Delta t$  后探测自旋演化. TRKR 光谱基于磁光克尔效应, 测量反射探测光偏振面的旋转角 (克尔角), 该角度正比于样品表面的自旋极化密度. TRFR 光谱则基于法拉第效应, 在透射构型下测量探测光偏振面的旋转 (法拉第角). 这两种方法分别从反射与透射角度为自旋探测提供了有效手段<sup>[57]</sup>.

在典型的 III-V 族半导体中, 光激发自旋极化

效率取决于其晶体结构决定的能带特性<sup>[58,59]</sup>. 对于闪锌矿结构半导体 (如 GaAs), 价带顶在  $\Gamma$  点由简并的重空穴带 (HH,  $J_z = \pm 3/2$ ) 和轻空穴带 (LH,  $J_z = \pm 1/2$ ) 构成. 根据角动量守恒的光学选择定则, 在圆偏振光 (如  $\sigma^+$ ) 激发下, 从 HH 带与 LH 带激发电子的跃迁概率比为 3:1. 这一固有的跃迁混合使体材料中圆偏振光激发的最大净自旋极化率被限制于 50%. 而对于纤锌矿结构半导体 (如 GaN), 由于其六方晶格结构导致晶体对称性降低, 引入了显著的晶体场劈裂 (crystal-field splitting). 在晶体场劈裂与自旋轨道耦合的共同作用下, 价带顶的能级简并被完全解除, 使其价带在  $\Gamma$  点分裂为 A(HH-like), B(LH-like) 和 C(CH-like) 3 个能量分离的子带. 通过精确调谐激光波长, 使其仅与最低能量价带 (A 带) 至导带的跃迁共振, 可规避其他跃迁通道干扰. 因此, 在纤锌矿 GaN 中, 光生载流子的自旋极化率理论极限可达 100%<sup>[60,61]</sup>.

在二维量子结构中, 上述能带特性更易于实现高效自旋注入<sup>[62,63]</sup>. 在 GaAs 二维结构中, 量子限制解除了 HH 与 LH 带简并; 在 GaN 二维结构中, 量子限制则增大了 A, B, C 子带间能隙. 因此, 通过精确调谐激光波长, 可选择性激发从能量最低价带 (GaAs 为 HH 带, GaN 为 A 带) 至导带跃迁. 基于此基态跃迁的高度选择性, 理论上利用圆偏振光可实现接近 100% 的初始自旋极化. 这种通过能带工程实现高效自旋注入的能力, 是二维量子结构在自旋电子学应用中的关键优势之一.

## 4 III-V 半导体二维量子结构中自旋弛豫调控

### 4.1 二维电子气自旋弛豫调控

#### 4.1.1 电场调控

利用外加电场调控自旋轨道耦合, 是实现 2DEG 自旋主动操控的核心手段, 但其物理机制表现出显著的复杂性. 尽管电场调控的初衷往往聚焦于通过改变界面势场不对称性来线性调制 Rashba 效应, 以期与材料内禀的 Dresselhaus 项达成平衡; 然而在真实量子结构中, 外电场不可避免地会通过改变势阱的量子限制强度或载流子动力学状态, 对 Dresselhaus 效应及高阶自旋轨道耦合项产生伴随调制<sup>[18]</sup>. 因此, 电场调控的本质并非单

一参数的独立调节, 而是对 Rashba 与 Dresselhaus 等多种自旋轨道耦合分量之间的重构. 这种复杂的耦合机制既为精确实现  $SU(2)$  对称性带来了挑战, 也为发现新的自旋物理现象提供了机遇.

为了实现对自旋轨道耦合的精准操控, 必须首先发展能够定量分离 Rashba 与 Dresselhaus 系数的实验方法. 针对闪锌矿 GaAs[001] 方向 PSH 态, Walser 等<sup>[18]</sup> 发展了一种利用面内磁场定量分离 Rashba 与 Dresselhaus 系数的实验方法. 通过施加垂直于 PSH 波矢的磁场  $B_{ex,x}$  (图 2(a)), 可诱导 PSH 等相位面以速度  $\nu_y$  漂移:

$$\nu_y = \frac{dy}{dt} = \frac{g\hbar\mu_B}{2m^*(\alpha + \beta_1 - \beta_3)} \cdot B_{ex,x}. \quad (10)$$

从而精确测定  $\alpha$  与  $\beta_1 - \beta_3$  系数之和. 继而施加平行于波矢的磁场  $B_{ex,y}$ , 通过测量其导致的相位速度  $\nu_x$ :

$$\nu_x = \frac{dx_1}{dt} = \frac{g\hbar\mu_B}{2m^*(-\alpha + \beta_1 - \beta_3)} \cdot B_{ex,y}, \quad (11)$$

可确定  $\alpha$  与  $\beta_1 - \beta_3$  系数之差. 为最终确定  $\beta_3$ , Walser 等<sup>[18]</sup> 引入了自旋寿命  $\tau_s$ , 其主要受  $\beta_3$  及失

衡项  $\alpha - (\beta_1 - \beta_3)$  共同限制:

$$\tau_s^{-1} \approx 2D_s \frac{m^2}{\hbar^4} \left[ 3\beta_3^2 + (\alpha - \beta_1 + \beta_3)^2 \right], \quad (12)$$

联立实验测得的  $\tau_s$  与前序结果, 即可解出独立的  $\alpha$ ,  $\beta_1$  与  $\beta_3$ .

实现  $|\alpha| = |\beta|$  的平衡条件是构造 PSH 态的关键, 早期的重要实验工作主要通过两种途径实现: 非对称调制掺杂与栅极调控. Walser 等<sup>[18]</sup> 通过非对称 Si 调制掺杂在 12 nm GaAs/AlGaAs 量子阱中引入内建电场, 使固有 Rashba 系数  $\alpha$  在设计上近似等于  $\beta_1 - \beta_3$ . 磁场调控测量给出  $\alpha$  与  $\beta_1 - \beta_3$  的值分别为  $(1.6-2.3) \times 10^{-13}$  eV·m 和  $(1.9-2.6) \times 10^{-13}$  eV·m, 表明其接近  $SU(2)$  对称点. 与之不同, Kunihashi 等<sup>[20]</sup> 展示了更为灵活的栅极调控方法. 该工作在 25 nm GaAs/AlGaAs 量子阱上施加顶栅电压  $V_g$  (图 2(b)), 通过改变量子阱中的垂直电场, 从而精确地调控 Rashba 系数  $\alpha$ . 其利用面内电场驱动自旋漂移运输, 并且通过测量正交方向的自旋进动长度  $\lambda_{0,x}$  与  $\lambda_{0,y}$  求解自旋轨道耦合系数. 定量分析表明, 在  $V_g = -4.28$  V 时,  $\alpha$  与  $\beta$  均为

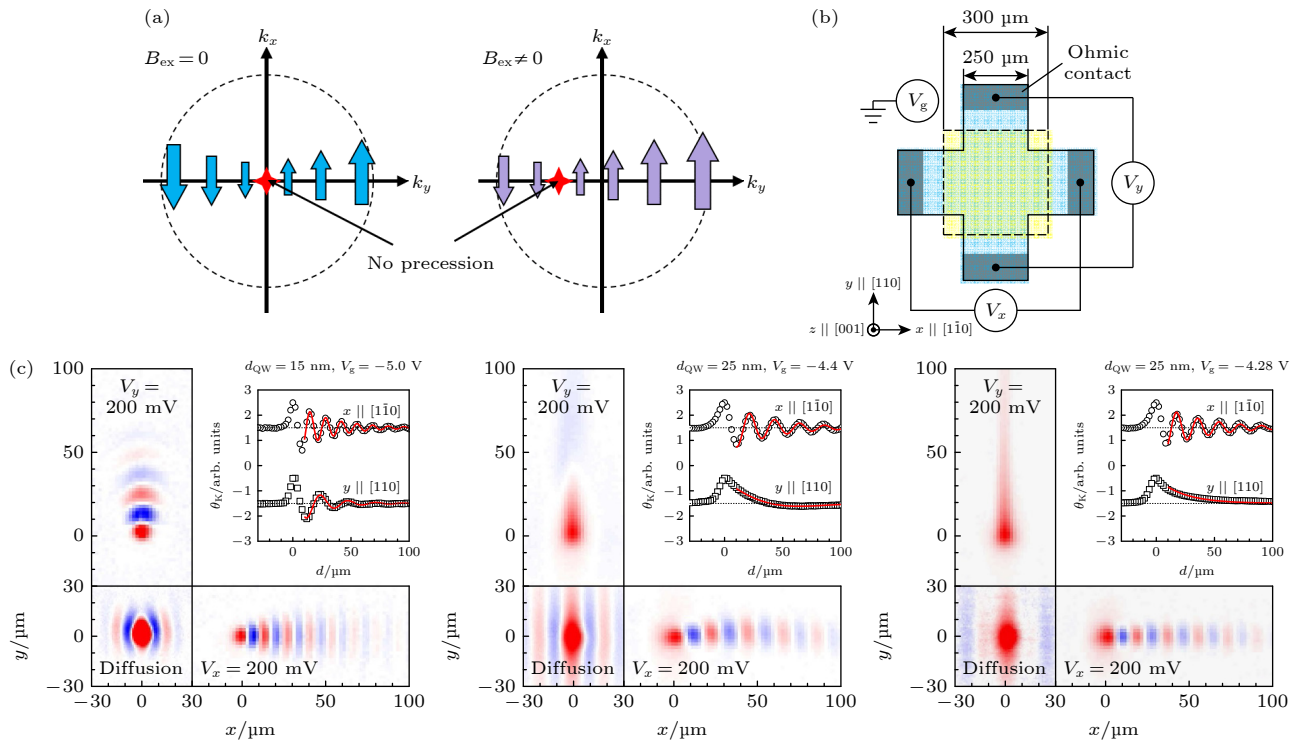


图 2 (a) 利用外部磁场操控 PSH 的原理示意图, 图中在  $k$  空间内展示了其等效磁场; (b) 样品顶视图示意图; (c) 在不同栅极电压 ( $V_g = -5.0$  V,  $-4.4$  V,  $-4.28$  V) 下, 量子阱中施加及未施加面内电场时的 TRKR 图像<sup>[20]</sup>

Fig. 2. (a) Schematic concept of PSH manipulation by means of external magnetic fields with the resulting magnetic field illustrated in  $k$ -space; (b) schematic of top view of the samples; (c) TRKR image of spins with/without in-plane electric fields in QW at  $V_g = -5.0$  V,  $-4.4$  V,  $-4.28$  V<sup>[20]</sup>.

( $0.99 \pm 0.02$ ) meV·Å, 在误差范围内一致 (图 2(c)). 该结果证明栅压调控可在  $|\alpha| = |\beta|$  附近使自旋扩散长度  $l_s$  达到极大值, 为电学调控 PSH 态及优化自旋输运提供了实验依据.

值得注意的是, 强面内电场不仅是驱动自旋漂移的动力, 还会通过电子加热效应直接修正自旋轨道耦合系数, 从而影响自旋动力学行为. Kunihashi 等<sup>[21]</sup> 后续研究发现, 强面内电场会导致自旋进动长度  $\lambda_{0,x}$  与  $\lambda_{0,y}$  随漂移速度显著变化, 该反常行为无法用标准自旋漂移-扩散 (spin drift-diffusion, SDD) 模型<sup>[64]</sup> 来解释. 为此, 他们提出了电子加热模型 (electron heating model): 强面内电场通过焦耳热提升 2DEG 的有效电子温度  $T_e$ , 立方 Dresselhaus 系数  $\beta_3$  依赖于电子平均动能, 故随  $T_e$  升高而增强:

$$\langle \beta_3 \rangle = \frac{\gamma m^*}{\hbar^2} \frac{E_F}{1 - \exp(-E_F/k_B T_e)}. \quad (13)$$

在该样品中, 总 Dresselhaus 系数  $\beta = \beta_1 - \langle \beta_3 \rangle$ ,  $\langle \beta_3 \rangle$  增强导致  $\beta$  减小. 鉴于自旋进动长度反比于总自旋轨道耦合强度,  $\beta$  的减小最终引起自旋进动长度增大.

相比于 GaAs 体系, 纤锌矿 GaN 二维量子结构因其强内建极化场和独特的能带结构, 展现出更为丰富的电场调控自旋弛豫机制. 在 AlGaIn/GaN 异质界面, 晶格失配与自发极化产生强内建极化场, 打破空间反演对称性, 诱导出显著的 Rashba 效应. Zhang 等<sup>[65]</sup> 通过能谱分辨光学测量, 证实 AlGaIn/GaN/AlGaIn 量子阱中 2DEG 极短的自旋弛豫即源于此强 Rashba 效应主导的 DP 机制. Zhang 等<sup>[66]</sup> 的后续研究通过比较界面不同电子态

的自旋动力学, 进一步佐证了这一物理图像. 界面处的电子可分为两类: 被界面势起伏束缚的局域态电子和可自由移动的 2DEG 电子. 如图 3(a), (b) 所示, 局域态电子因空间局域性, 自旋弛豫时间超过 1 ns; 而 2DEG 中的自由电子在 Rashba 有效磁场中高速运动, 自旋弛豫时间仅约 10 ps.

鉴于界面强内建极化电场诱导 Rashba 效应主导自旋弛豫, 利用外电场调控其强度与方向成为精确控制自旋寿命的有效手段. Zhang 等<sup>[22]</sup> 通过能量分辨的 TRKR 光谱研究栅压调控的 AlGaIn/GaN 三角阱中 2DEG, 不仅证实了外电场对 Rashba 项的调控作用, 还揭示了内建电场在自旋转移中的作用. 图 4(a) 描绘了其物理过程: 光子电子在体 GaN 层中被激发后, 在强内建极化电场驱动下快速漂移并注入界面三角阱, 形成自旋极化的 2DEG. 通过施加外偏压调节总界面电场 (图 4(b)), 实验表明: 正向偏压会增强界面电场, 增大 Rashba 系数, 从而缩短 2DEG 的自旋弛豫时间; 反向偏压能够抑制电子自旋从体 GaN 区域向三角阱的转移. 由于两种内禀自旋过程在自旋弛豫时间上存在巨大差异, 其自旋动力学可以被外部偏压电场有效调控. Chen 等<sup>[23]</sup> 对相同结构 AlGaIn/GaN 三角阱进行磁输运测量, 通过分析 SdH 振荡 (Shubnikov-de Haas oscillation) 拍频进一步量化了总自旋轨道耦合系数随栅压的变化. 出乎意料的是, 栅极电压的增大不仅增强了 Rashba 项, 其更强的量子限制效应同样对 Dresselhaus 产生了调制. 根据泊松方程, 2DEG 密度  $n_s$  与内建电场  $E_{int}$  成正比; 而量子限制增强则会导致  $\langle k_z^2 \rangle$  增大, 根据艾里函数积分特性、三角势阱中能级关系以及不确定性原理可最终

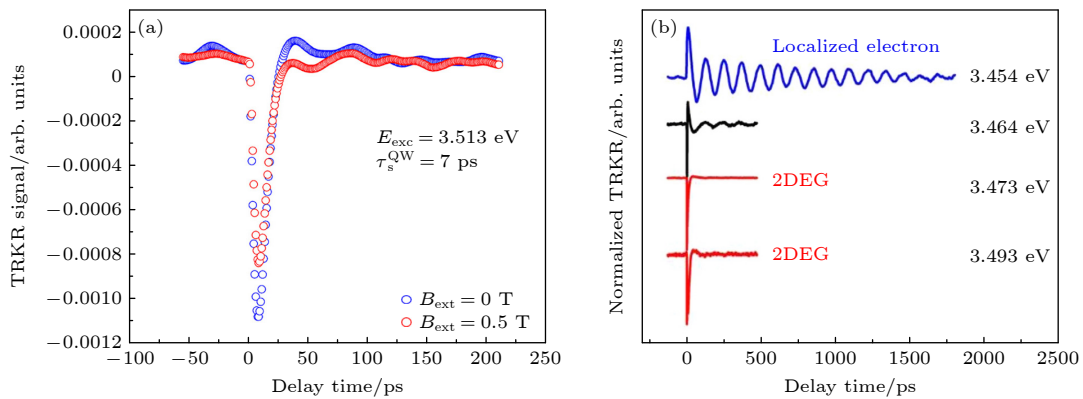


图 3 (a) 激发能量为 3.513 eV 下量子阱中 2DEG 的 TRKR 信号<sup>[65]</sup>; (b) 在不同激发能量下的归一化 TRKR 信号<sup>[66]</sup>

Fig. 3. (a) TRKR signals at an excitation energy of 3.513 eV, corresponding to the spin relaxation of 2DEG in the GaN QW<sup>[65]</sup>; (b) normalized TRKR signals under different excitation energies<sup>[66]</sup>.

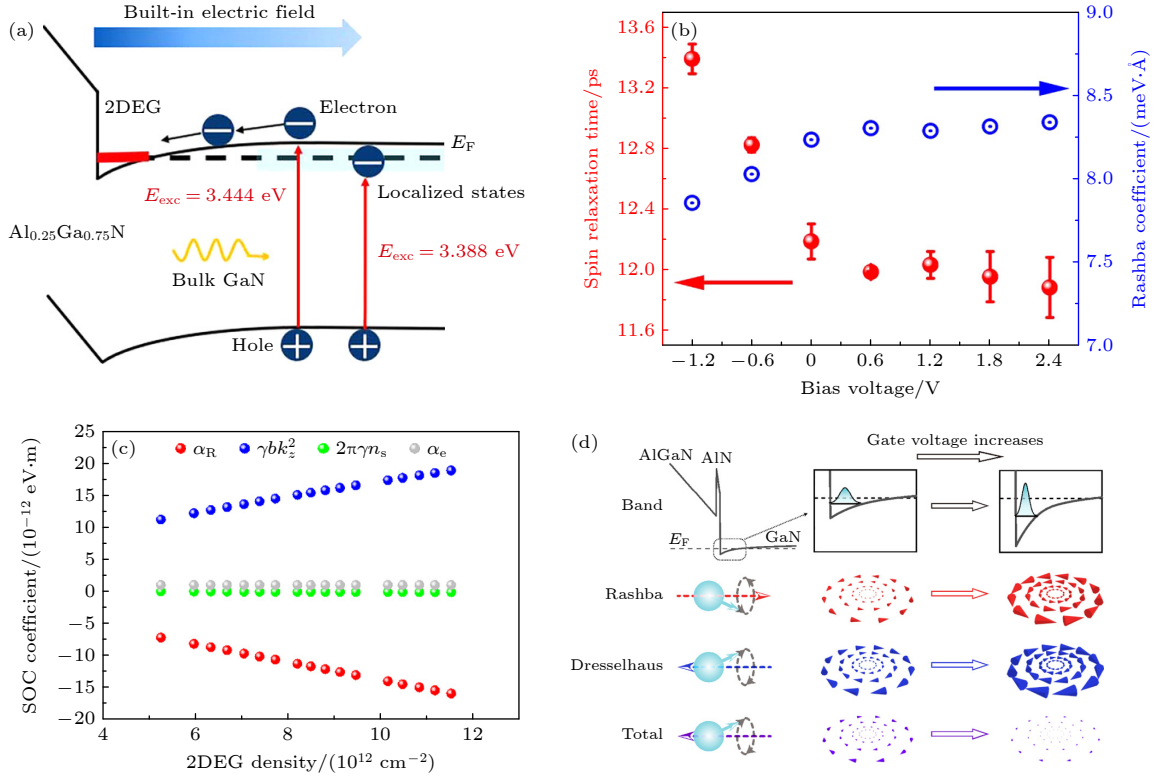


图 4 (a) 光学跃迁过程与光生载流子动力学; (b) 2DEG 的自旋弛豫及 Rashba 系数随偏压的变化关系<sup>[22]</sup>; (c) 自旋轨道耦合分量随 2DEG 密度变化的规律; (d) AlGaIn/GaN 异质结能带结构随栅压演化的示意图, 随着栅极电压升高, 三角形势阱的量子限制效应增强, 同时内建电场增大, 因此具有相同自旋构型的 Rashba(红色) 与 Dresselhaus(蓝色) 自旋轨道耦合有效场(锥体与虚线箭头示意) 在幅值上均增大但符号相反, 导致总自旋轨道耦合(紫色) 减弱<sup>[23]</sup>

Fig. 4. (a) Optical transition processes and photoexcited carrier dynamics; (b) bias-dependent spin relaxation time and Rashba coefficient of the 2DEG<sup>[22]</sup>; (c) variation of individual spin-orbit coupling (SOC) components as functions of 2DEG density; (d) schematic illustration of the band structure evolution in the AlGaIn/GaN heterostructure under different gate voltages. As the gate voltage increases, the quantum confinement of the triangular well strengthens, accompanied by an increase in the internal electric field. Consequently, the effective fields (cones and dashed arrows) of Rashba (red) and Dresselhaus (blue) SOC, which share the same spin configuration, both increase in magnitude but with opposite signs, resulting in a reduced total SOC (purple)<sup>[23]</sup>.

得到  $\langle k_z^2 \rangle - E_{int}^{2/3}$ . 根据 (8) 式, 栅极电压的增大导致 Rashba 和 Dresselhaus 项同时增大, 二者符号相反、相互抵消, 最终导致了总自旋轨道耦合系数的减小 (图 4(c), (d)). 纤锌矿 GaN 2DEG 中自旋轨道耦合的电场可调性, 使得对自旋进动和弛豫的电学控制成为可能, 为延长自旋晶体管中的自旋扩散长度以及实现非弹道自旋晶体管铺平了道路.

#### 4.1.2 应力调控

应力工程是另一种延长自旋寿命的有效手段, 但其调控自旋轨道耦合的物理机制在闪锌矿与纤锌矿体系中截然不同. 在传统的 GaAs 等闪锌矿结构量子阱中, 应力主要通过直接修正由 BIA 引起的 Dresselhaus 项. 理论上, Jiang 等<sup>[29]</sup> 指出, 在 [001] 取向的 GaAs 量子阱中施加应变会引入一个与原有 Dresselhaus 线性项形式相同的应变诱导有效磁

场分量, 总有效磁场的线性部分可表示为

$$\begin{aligned} B_x^t(\mathbf{k}) &= [(-\alpha + \beta) + \gamma k_y^2] k_x / (g\mu_B), \\ B_y^t(\mathbf{k}) &= -[(-\alpha + \beta) + \gamma k_x^2] k_y / (g\mu_B), \end{aligned} \quad (14)$$

其中  $\alpha$  项源于量子限制, 而  $\beta$  项由应变引入. 通过精确施加应变使  $\alpha \approx \beta$ , 可消除线性 Dresselhaus 项, 理论上能将自旋弛豫时间提升数个数量级. English 等<sup>[30]</sup> 实验验证了该机制. 他们发现, 应变诱导的有效磁场  $\Omega_{STR}(\mathbf{k})$  与固有的 Dresselhaus 项  $\Omega_{BIA}(\mathbf{k})$  发生干涉, 使面内自旋弛豫速率呈现强烈各向异性, 其随自旋与 [110] 晶向夹角  $\phi$  变化关系可以精确描述:

$$\Gamma_{//}(\phi) = \frac{C}{\tau_p^*} [\eta^2 + \beta^2 - 2\eta\beta \cos(2\phi)], \quad (15)$$

其中  $\beta$  和  $\eta$  分别代表 Dresselhaus 项和应变项的强度. 因此, 在 GaAs 体系中, 应力调控的本质是两

种 BIA 类有效磁场干涉.

与 GaAs 体系不同的是, 在纤锌矿结构的 GaN 异质结中, 应变能够诱导极大的压电极化场. 该电场与材料内建的自发极化场叠加, 直接改变了界面量子阱处的总电场强度, 从而为精确调控对电场极为敏感的 Rashba 项提供了一条独特途径. Liu 等<sup>[31]</sup>通过设计使 InGaN/GaN 量子阱中 Rashba 和 Dresselhaus 项趋于抵消, 实现了自旋弛豫的单轴应力有效调控. 在该纤锌矿多量子阱结构中, 强量子限制与低掺杂使 (8) 式中的  $k_z^2 = (\pi/d)^2$  远大于  $k_{//}^2$ , 同时, Rashba 项由纤锌矿结构本征不对称性及强极化场诱导的量子阱不对称性共同贡献, 其有效磁场如公式:

$$\mathbf{B}_{\text{so}}(\mathbf{k}) = \frac{2}{g\mu_B} \begin{pmatrix} [\alpha_Q + \gamma_W]k_y \\ -[\alpha_Q + \gamma_W]k_x \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

其中  $\alpha_Q$  为内建极化电场诱导的 Rashba 系数,

$\gamma_W = \alpha_e + \gamma_e b k_z^2$  描述本征的纤锌矿结构自旋轨道耦合系数. 因此,  $\alpha_Q$  可以被外应力所调控, 而  $\gamma_W$  受量子阱宽度影响. 基于 DP 模型, 量子阱中 2DEG 自旋弛豫时间为

$$\tau_s^{\text{DP}} = \frac{\hbar^4}{4m^*k_B T \tau_p \gamma_W^2} \frac{1}{(1 + \alpha_Q/\gamma_W)^2}. \quad (17)$$

当  $\alpha_Q/\gamma_W$  接近 -1 时, 即两种自旋轨道耦合接近抵消, 2DEG 的自旋弛豫时间得到巨大提升. 如图 5(a) 所示, 所设计的 InGaN/GaN 量子阱中 2DEG 室温自旋弛豫时间长达 311 ps, 较体 GaN 提高 1 个数量级. 图 5(b), (c) 表明单轴应力可有效调控自旋弛豫时间, 这与其初始状态接近自旋轨道耦合抵消点直接相关. 根据 (17) 式, 从实验数据提取的比值随外加应力线性变化 (图 5(d)), 该线性关系证明外应力通过改变内建极化电场调控了 Rashba 系数. 此外, 在自旋轨道耦合接近抵消时, 电子自旋弛豫时间可被极化电场有效调控.

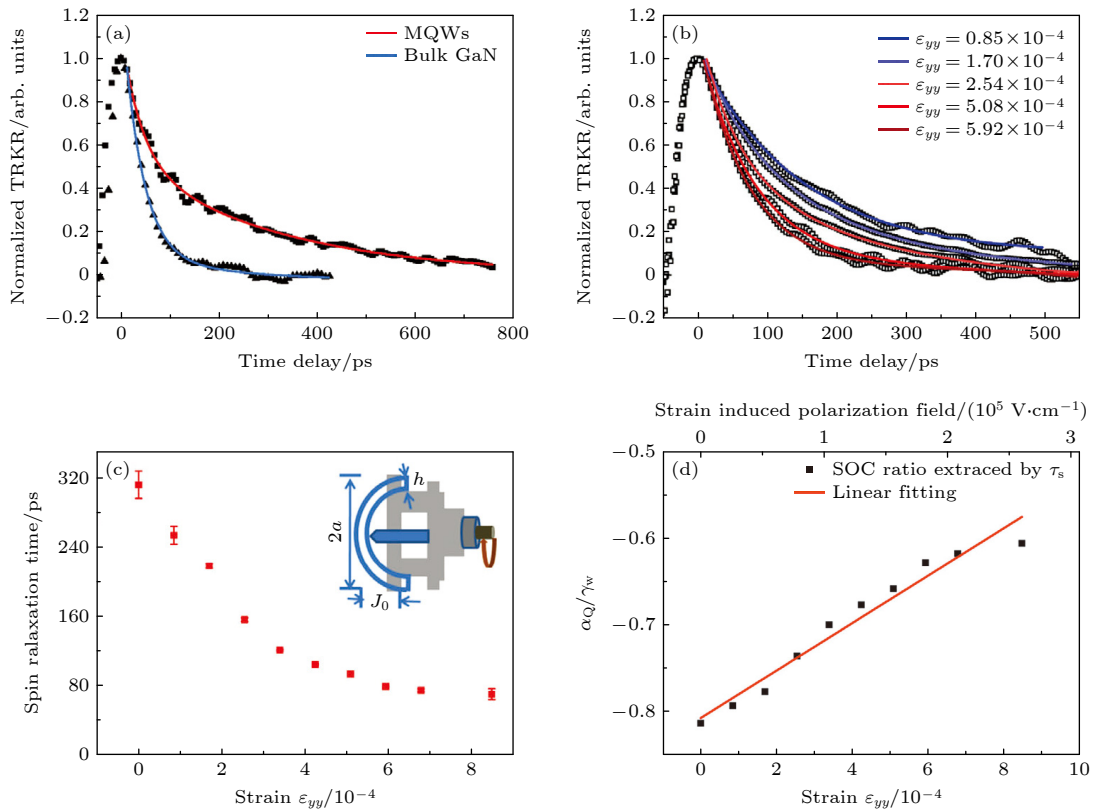


图 5 (a) 无外加应力条件下体材料 GaN 与 InGaN/GaN 多量子阱的 TRKR 信号; (b) InGaN/GaN 多量子阱的 TRKR 信号随外加应变的变化关系; (c) 提取出的 InGaN/GaN 多量子阱的自旋弛豫时间随外加应变的变化关系; (d) 提取的自旋轨道耦合参数  $\alpha_Q/\gamma_W$  随外加应变以及极化电场的关系, 红线是其线性的拟合结果<sup>[31]</sup>

Fig. 5. (a) The TRKR results of InGaN/GaN MQWs and bulk GaN without external strain; (b) the TRKR signals of InGaN/GaN MQWs under external strains; (c) the extracted  $\tau_s$  of InGaN/GaN MQWs under various strains; (d) the extracted ratios  $\alpha_Q/\gamma_W$  vary as a function of the external strain and polarization electric field, and the red line shows the linear fitting<sup>[31]</sup>.

## 4.2 二维空穴气自旋弛豫调控

III-V族半导体中,空穴因其独特的p型波函数对称性,能够显著抑制核自旋超精细相互作用,有望实现优于电子的自旋相干寿命.然而,价带复杂的能带结构和强自旋轨道耦合使得空穴自旋相干维持与操控面临挑战.Syperek等<sup>[67]</sup>首次报道了GaAs 2DHG的自旋相干性.他们在低空穴浓度p型掺杂GaAs/AlGaAs量子阱中,利用TRKR光谱于1.6 K低温下观测到长达650 ps的空穴自旋弛豫时间.该长寿命归因于低温下空穴被束缚于界面起伏势阱中,动量被强烈抑制,从而削弱了DP机制<sup>[68,69]</sup>.重空穴带与轻空穴带的强烈混合是空穴自旋弛豫的关键因素.因此,最大化两者间的能量劈裂 $\Delta E$ 是延长弛豫时间的关键<sup>[70]</sup>.在量子阱中, $\Delta E$ 强烈依赖于阱宽 $L$ .通过减小量子阱宽度,可以增强量子限制效应,从而增大 $\Delta E$ ,其关系近似为<sup>[71]</sup>

$$\Delta E \sim \left( \frac{1}{m_{\text{LH}}} - \frac{1}{m_{\text{HH}}} \right) \frac{\hbar^2 \pi^2}{2L^2}. \quad (18)$$

Korn等<sup>[72]</sup>根据理论预测和实验验证,当 $L \approx 4$  nm时,能量劈裂 $\Delta E$ 达到最大值,正是基于这一精确的结构优化,最终在实验中观测到了长达70 ns以上的自旋弛豫时间,比以往报道提升了2个数量级.Kugler等<sup>[73]</sup>利用TRKR光谱研究了栅压对p型调制掺杂GaAs/AlGaAs量子阱中主

导载流子类型及自旋动力学调控.他们通过系统调节栅压可使器件在3个自旋动力学特征迥异的区域间切换(图6).在大负偏压下,量子阱完全耗尽,TRKR信号呈现约80 ps的快速衰减,对应于中性激子的自旋演化.在中等负偏压区,长寿命自旋进动信号通过进动频率被证实源于电子自旋.此现象归因于载流子反型:高功率光激发在势垒产生电子-空穴对,电子弛豫至量子阱,而空穴被掺杂层势阱俘获,导致量子阱内形成瞬态净电子密度.该电子信号寿命在-0.2 V时达到峰值,此时量子阱处于平带条件,势阱对称性使阱内电子与垒中空穴波函数交叠最小,抑制间接复合,延长电子自旋弛豫时间.在正偏压区,长寿命电子信号被完全抑制,代之以频率更慢的长寿命空穴进动信号.正栅压将大量背景空穴注入量子阱,形成稳定的2DHG,其密度远超任何瞬态电子.光生自旋极化被有效转移至该背景空穴体系,可直接探测纯空穴自旋进动.该工作实现了电子与空穴自旋信号的分离,并表明可通过调控量子阱对称性控制载流子弛豫通道.

相比于GaAs,纤锌矿GaN 2DHG的自旋动力学特性至今仍是一个基本未被探索的领域.目前,尚未有通过时间分辨磁光光谱直接测量其自旋弛豫的报道,这使得其自旋相干性、主导其自旋弛豫的物理机制等关键问题尚不明确.Yamada等<sup>[74]</sup>通过对p型AlGaN/GaN双异质结进行磁

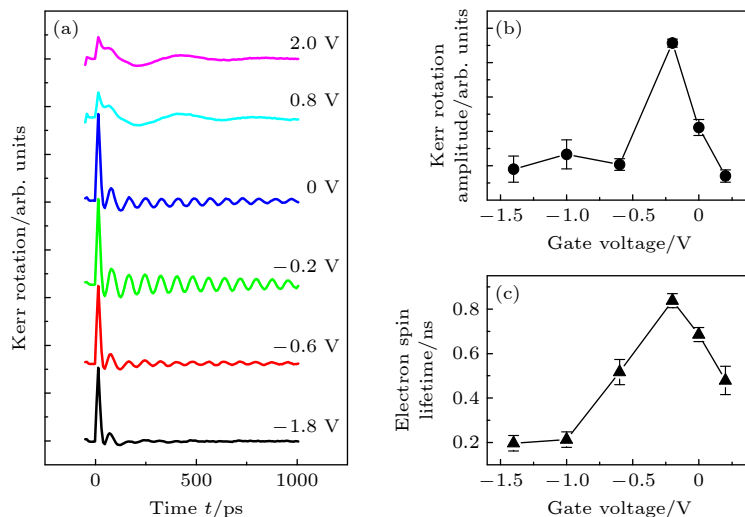


图6 (a)在不同栅极电压下测得的TRKR信号轨迹,测量所用面内磁场为6 T;(b)在固定时间延迟下,电子自旋进动的克尔旋转幅值随栅极电压的变化关系;(c)电子自旋寿命随栅极电压的变化关系<sup>[73]</sup>

Fig. 6. (a) TRKR traces for different applied gate voltages, measured with an in-plane field of 6 T; (b) Kerr rotation amplitude of electron-spin precession at a fixed time delay as a function of the applied gate voltage; (c) electron-spin lifetime as a function of the applied gate voltage<sup>[73]</sup>.

运输测量,并细致分析了其中的弱反局域化 (weak antilocalization, WAL) 信号与 SdH 振荡,首次定量提取出了 GaN 2DHG 自旋轨道耦合系数  $\alpha \approx (0.5-6.1) \times 10^{-12} \text{ eV}\cdot\text{m}$  以及零场自旋分裂能  $\Delta E \approx 0.6-6.0 \text{ meV}$ . 研究表明,2DHG 的自旋劈裂大小与同类材料结构中 2DEG 相近,且低场下的这一现象可能源于体材料或极化电场诱导 Rashba 效应. 本文进一步指出,对于自旋器件应用,自旋劈裂对栅压的敏感度比绝对值更重要,因此未来有必要通过栅极电压研究其物理机制,以促进 GaN 2DHG 自旋器件进展.

## 5 总结与展望

本综述聚焦于 III-V 族半导体二维量子结构自旋弛豫调控,重点阐述了闪锌矿 GaAs、纤锌矿 GaN 二维量子结构自旋轨道耦合及其  $SU(2)$  电子态,梳理了通过结构设计、电场与应力等手段调控自旋弛豫的相关研究.

尽管国际上半导体原型自旋电子器件已取得显著进展<sup>[13,75,76]</sup>,但要将器件推向室温实用化与高集成度应用,仍面临严峻的挑战. 首先,在闪锌矿 GaAs 体系中,尽管基于 PSH 态的研究展现了通过对称性保护抑制自旋弛豫的优势,但其实用化进程仍受限于室温稳定性与电学自旋注入两大瓶颈. 目前绝大多数实验仍依赖于光泵浦探测,但要将器件推向室温实用化与高集成度应用,仍面临严峻的挑战. 首先,在闪锌矿 GaAs 体系中,尽管基于 PSH 态的研究展现了通过对称性保护抑制自旋弛豫的独特优势,但其实用化进程仍受限于室温稳定性与电学自旋注入两大瓶颈. 目前绝大多数实验仍依赖于光泵浦探测,如何摆脱光学手段限制,实现高效的电学自旋注入<sup>[77]</sup>,是向器件化发展的关键环节. 此外,利用强自旋轨道耦合材料(如 InSb)进一步缩短器件沟道长度<sup>[78,79]</sup>,以及探索 PSH 态与垂直磁场耦合产生的螺旋自旋边缘态及 Skyrmion 晶格<sup>[80,81]</sup>,将为未来的自旋逻辑与量子信息技术提供新的物理途径.

与此同时,在极具室温应用潜力的纤锌矿 GaN 体系中,核心瓶颈在于电子迁移率与自旋寿命难以兼得以及栅极调控手段的匮乏. 虽然 InGaN/GaN 结构能利用  $SU(2)$  对称性延长自旋寿命,但 In 组分涨落导致的局域态严重限制了迁移率<sup>[31]</sup>;而高

迁移率的 AlGaN/GaN 异质结受强极化电场诱导的 Rashba 自旋轨道耦合影响,面临强烈的 DP 散射,导致自旋弛豫极快<sup>[22,23,65,66]</sup>. 此外,现有室温 GaN 器件多停留在缺乏栅控的平面自旋阀阶段,难以实现对自旋进动的精确电学开关<sup>[66,82-84]</sup>. 针对上述难题,未来的潜在方向在于探索 InAlN/GaN 新型异质结体系,利用其晶格匹配特性消除压电极化,在保持高迁移率的同时构建稳健的  $SU(2)$  电子态;并进一步发展顶栅与背栅相结合的双栅架构,通过解耦界面电场与载流子浓度的单变量调控,实现对自旋运输的室温、长距离精准操控.

## 参考文献

- [1] Mansfield E, Barnes B, Kline R, Vldar A, Obeng Y, Davydov A 2023 *International Roadmap for Devices and Systems (IRDS™) 2023 Edition: Metrology* Gaithersburg, MD, USA, December 8, 2023 p1
- [2] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen Van Dau F, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [3] Fert A 2008 *Angew. Chem. Int. Ed.* **47** 5956
- [4] Žutić I, Fabian J, Das Sarma S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [5] Ioannou M 2023 *EMJSR* **1** 1
- [6] Sinova J, Žutić I 2012 *Nat. Mater.* **11** 368
- [7] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, von Molnár S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [8] Šmejkal L, Mokrousov Y, Yan B H, MacDonald A H 2018 *Nat. Phys.* **14** 242
- [9] Jungwirth T, Marti X, Wadley P, Wunderlich J 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 231
- [10] Linder J, Robinson J W A 2015 *Nat. Phys.* **11** 307
- [11] Thompson S E, Parthasarathy S 2006 *Mater. Today* **9** 20
- [12] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [13] Koo H C, Kwon J H, Eom J, Chang J, Han S H, Johnson M 2009 *Science* **325** 1515
- [14] Wunderlich J, Park B G, Irvine A C, Zárbo L P, Rozkotová E, Nemeč P, Novák V, Sinova J, Jungwirth T 2010 *Science* **330** 1801
- [15] Fiederling R, Keim M, Reuscher G, Ossau W, Schmidt G, Waag A, Molenkamp L W 1999 *Nature* **402** 787
- [16] Holub M, Shin J, Saha D, Bhattacharya P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 146603
- [17] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
- [18] Walser M P, Reichl C, Wegscheider W, Salis G 2012 *Nat. Phys.* **8** 757
- [19] Bel'kov V V, Olbrich P, Tarasenko S A, Schuh D, Wegscheider W, Korn T, Schüller C, Weiss D, Prettl W, Ganichev S D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 176806
- [20] Kunihashi Y, Sanada H, Gotoh H, Onomitsu K, Kohda M, Nitta J, Sogawa T 2016 *Nat. Commun.* **7** 10722
- [21] Kunihashi Y, Sanada H, Tanaka Y, Gotoh H, Onomitsu K, Nakagawara K, Kohda M, Nitta J, Sogawa T 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 187703
- [22] Zhang S X, Tang N, Sun Z H, Chen S Y, Yang X L, Ge W K, Shen B 2025 *Phys. Rev. B* **111** 195301
- [23] Chen S Y, Tang N, Sun Z H, Fan H R, Guo F Q, Wang Y F,

- Zhang S X, Yang X L, Lin X, Ge W K, Shen B 2025 *Phys. Rev. B* **112** L161301
- [24] Karimov O Z, John G H, Harley R T, Lau W H, Flatté M E, Henini M, Airey R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 246601
- [25] Iba S, Koh S, Kawaguchi H 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 202102
- [26] Balocchi A, Duong Q H, Renucci P, Liu B L, Fontaine C, Amand T, Lagarde D, Marie X 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136604
- [27] Hernández-Mínguez A, Biermann K, Hey R, Santos P V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 266602
- [28] Wang G, Liu B L, Balocchi A, Renucci P, Zhu C R, Amand T, Fontaine C, Marie X 2013 *Nat. Commun.* **4** 2372
- [29] Jiang L, Wu M W 2005 *Phys. Rev. B* **72** 033311
- [30] English D J, Lagoudakis P G, Harley R T, Eldridge P S, Hübner J, Oestreich M 2011 *Phys. Rev. B* **84** 155323
- [31] Liu X C, Tang N, Zhang S X, Zhang X Y, Guan H M, Zhang Y F, Qian X, Ji Y, Ge W K, Shen B 2020 *Adv. Sci.* **7** 1903400
- [32] Schliemann J, Egues J C, Loss D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 146801
- [33] Chen Y H, Cheng C Y, Chen S Y, Rodriguez J S D, Liao H T, Watanabe K, Taniguchi T, Chen C W, Sankar R, Chou F C, Chiu H C, Wang W H 2019 *npj 2D Mater. Appl.* **3** 49
- [34] Bychkov Y A, Rashba E I 1984 *JETP Lett.* **39** 78
- [35] Bihlmayer G, Rader O, Winkler R 2015 *New J. Phys.* **17** 050202
- [36] Dyakonov M I 2017 *Spin Physics in Semiconductors* (Cham: Springer International Publishing) pp39–66
- [37] Wang W T, Wu C L, Tsay S F, Gau M H, Lo I, Kao H F, Jang D J, Chiang J C, Lee M E, Chang Y C, Chen C N, Hsueh H C 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 082110
- [38] Fu J Y, Wu M W 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 093712
- [39] Ye H Q, Wang G, Liu B L, Shi Z W, Wang W X, Fontaine C, Balocchi A, Amand T, Lagarde D, Renucci P, Marie X 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 032104
- [40] Zawadzki W, Pfeffer P 2003 *Semicond. Sci. Technol.* **19** R1
- [41] Koralek J D, Weber C P, Orenstein J, Bernevig B A, Zhang S C, Mack S, Awschalom D D 2009 *Nature* **458** 610
- [42] Gridnev V N 2002 *JETP Lett.* **76** 502
- [43] Bernevig B A, Orenstein J, Zhang S C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 236601
- [44] Anghel S, Singh A, Passmann F, Iwata H, Moore J N, Yusa G, Li X Q, Betz M 2016 *Phys. Rev. B* **94** 035303
- [45] Dresselhaus G 1955 *Phys. Rev.* **100** 580
- [46] Jancu J M, Scholz R, de Andrade e Silva E A, La Rocca G C 2005 *Phys. Rev. B* **72** 193201
- [47] Winkler R 2003 *Spin—Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) pp79–84
- [48] Fu J Y, Penteado P H, Candido D R, Ferreira G J, Pires D P, Bernardes E, Egues J C 2020 *Phys. Rev. B* **101** 134416
- [49] Wang W T, Wu C L, Chiang J C, Lo I, Kao H F, Hsu Y C, Pang W Y, Jang D J, Lee M E, Chang Y C, Chen C N 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 083718
- [50] Harmon N J, Putikka W O, Joynt R 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 073108
- [51] Wu M W, Jiang J H, Weng M Q 2010 *Phys. Rep.* **493** 61
- [52] D'Yakonov M I, Perel' V I 1971 *JETP Lett.* **33** 1053
- [53] Kikkawa J M, Awschalom D D 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4313
- [54] Boross P, Dóra B, Kiss A, Simon F 2013 *Sci. Rep.* **3** 3233
- [55] Bir G L, Aronov A G, Pikus G E 1975 *JETP Lett.* **42** 705
- [56] Fishman G, Lampel G 1977 *Phys. Rev. B* **16** 820
- [57] Chen Z, Dong G P, Qiu J R 2021 *Adv. Quantum Technol.* **4** 2100052
- [58] Meier F, Zakharchenya B P 1984 *Optical Orientation* (Amsterdam: North-Holland) pp311–321
- [59] Jonker B T 2000 *Phys. Rev. B* **62** 8180
- [60] Cláudio de Carvalho L, Schleife A, Fuchs F, Bechstedt F 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 232101
- [61] Chuang S L, Chang C S 1996 *Phys. Rev. B* **54** 2491
- [62] Taniyama T, Wada E, Itoh M, Yamaguchi M 2011 *NPG Asia Mater.* **3** 65
- [63] Ganichev S D, Prettl W 2003 *J. Phys.: Condens. Matter* **15** R935
- [64] Altmann P, Hernandez F G G, Ferreira G J, Kohda M, Reichl C, Wegscheider W, Salis G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 196802
- [65] Zhang S X, Tang N, Liu X C, Zhang X Y, Fu L, Zhang Y F, Fan T, Sun Z H, Ge W K, Shen B 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 252107
- [66] Zhang S X, Tang N, Zhang X Y, Liu X C, Fu L, Zhang Y F, Fan T, Sun Z H, Wang F T, Ge W K, Shen B 2021 *Fund. Res.* **1** 656
- [67] Sypersek M, Yakovlev D R, Greilich A, Bayer M, Misiewicz J, Reuter D, Wieck A 2007 *AIP Conf. Proc.* **893** 1303
- [68] Uenoyama T, Sham L J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 3070
- [69] Ferreira R, Bastard G 1991 *Phys. Rev. B* **43** 9687
- [70] Hilton D J, Tang C L 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 146601
- [71] El Khalifi Y, Gil B, Mathieu H, Fukunaga T, Nakashima H 1989 *Phys. Rev. B* **39** 13533
- [72] Korn T, Kugler M, Griesbeck M, Schulz R, Wagner A, Hirmer M, Gerl C, Schuh D, Wegscheider W, Schüller C 2010 *New J. Phys.* **12** 043003
- [73] Kugler M, Andlauer T, Korn T, Wagner A, Fehringer S, Schulz R, Kubová M, Gerl C, Schuh D, Wegscheider W, Vogl P, Schüller C 2009 *Phys. Rev. B* **80** 035325
- [74] Yamada S, Fujimoto A, Yagi S, Narui H, Yamaguchi E, Imanaka Y 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 262102
- [75] Choi W Y, Kim H J, Chang J, Han S H, Koo H C, Johnson M 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 666
- [76] Choi W Y, Kim H J, Chang J, Han S H, About A, Saidaoui H B M, Manchon A, Lee K J, Koo H C 2018 *Nano Lett.* **18** 7998
- [77] Oltcher M, Ciorga M, Utz M, Schuh D, Bougeard D, Weiss D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 236602
- [78] Kallaher R L, Heremans J J, Goel N, Chung S J, Santos M B 2010 *Phys. Rev. B* **81** 075303
- [79] van Weperen I, Tarasinski B, Eeltink D, Pribiag V S, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P, Wimmer M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 201413
- [80] Badalyan S M, Fabian J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 186601
- [81] Fu J Y, Penteado P H, Hachiyi M O, Loss D, Egues J C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 226401
- [82] Bhattacharya A, Baten M Z, Bhattacharya P 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 042406
- [83] Kum H, Heo J, Jahangir S, Banerjee A, Guo W, Bhattacharya P 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 182407
- [84] Park T E, Park Y H, Lee J M, Kim S W, Park H G, Min B C, Kim H J, Koo H C, Choi H J, Han S H, Johnson M, Chang J 2017 *Nat. Commun.* **8** 15722

SPECIAL TOPIC—Semiconductor physics and devices

# Spin relaxation of carriers in two-dimensional quantum structures of III-V semiconductors\*

WANG Yifan<sup>1)</sup> ZHANG Shixiong<sup>2)</sup> CHEN Shuaiyu<sup>1)</sup> CHEN Zijie<sup>1)</sup>  
 YANG Xuelin<sup>1)</sup> XU Fujun<sup>1)</sup> WANG Xinqiang<sup>1)</sup>  
 GE Weikun<sup>1)</sup> SHEN Bo<sup>1)</sup> TANG Ning<sup>1)†</sup>

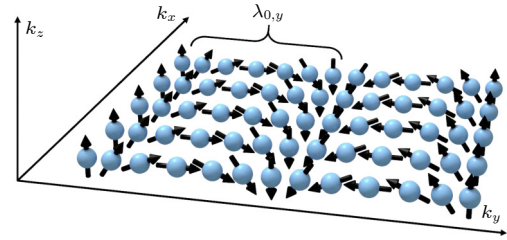
1) (*State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

2) (*Hubei Engineering Research Center for Micro-Nano Optoelectronic Devices and Integration, Hubei Key Laboratory of Photoelectric Materials and Devices, College of Physics and Electronic Science, Hubei Normal University, Huangshi 435002, China*)

( Received 26 November 2025; revised manuscript received 18 December 2025 )

## Abstract

With mature fabrication technologies and tunable spin relaxation, III-V semiconductor two-dimensional quantum structures serve as a preferred material system for developing spintronic devices. This paper reviews the progress in manipulating spin-orbit coupling and spin relaxation in two-dimensional electron gas and two-dimensional hole gas systems via structural design, electric fields, and strain. By combining time-resolved magneto-optical spectroscopy with magneto-transport measurements, we analyze the synergistic modulation of Rashba and Dresselhaus effects to optimize the spin lifetime and highlight the distinct physical pathways for constructing long-lived  $SU(2)$  spin states in zinc-blende GaAs and wurtzite GaN heterostructures. For zinc-blende GaAs quantum wells, we discuss the realization of the persistent spin helix state by balancing the Rashba and Dresselhaus effects through structural design and electric field control. In contrast, for wurtzite GaN systems, we reveal that the Rashba and Dresselhaus effects inherently share the same symmetry form, allowing for the direct cancellation of effective magnetic fields to achieve a robust  $SU(2)$  electronic state. Ultimately, this comprehensive physical picture provides a scientific basis for material selection and architecture design in future high-performance spintronic devices.



**Keywords:** spin dynamics, III-V semiconductors, spin-orbit coupling, spin manipulation

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251608](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251608)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251608](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251608)

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFB3605600) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62225402, 62321004, 62234001, U22A2074).

† Corresponding author. E-mail: [ntang@pku.edu.cn](mailto:ntang@pku.edu.cn)



## III-V族半导体二维量子结构中载流子的自旋弛豫

王一帆 张仕雄 陈帅宇 陈子杰 杨学林 许福军 王新强 葛惟昆 沈波 唐宁

### Spin relaxation of carriers in two-dimensional quantum structures of III-V semiconductors

WANG Yifan ZHANG Shixiong CHEN Shuaiyu CHEN Zijie YANG Xuelin XU Fujun WANG Xinqiang  
GE Weikun SHEN Bo TANG Ning

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 080705 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251608

CSTR: 32037.14.aps.75.20251608

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251608>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

自旋轨道耦合量子点系统中的量子相干

Quantum coherence in spin-orbit coupled quantum dots system

物理学报. 2022, 71(7): 078502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212111>

Rashba自旋-轨道耦合调制的单层半导体纳米结构中电子的自旋极化效应

Electron-spin polarization effect in Rashba spin-orbit coupling modulated single-layered semiconductor nanostructure

物理学报. 2023, 72(2): 028503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221381>

电子在自旋-轨道耦合调制下磁受限半导体纳米结构中的传输时间及其自旋极化

Transmission time and spin polarization for electron in magnetically confined semiconductor nanostructure modulated by spin-orbit coupling

物理学报. 2024, 73(11): 118504 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240285>

自旋-轨道耦合玻色凝聚体中的自旋频谱动力学响应

Dynamical response of spin frequency spectrum in spin-orbit coupled Bose-Einstein condensate

物理学报. 2025, 74(9): 096701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241783>

一维对称非厄米自旋轨道耦合Su-Schrieffer-Heeger模型的拓扑性质

Topological properties of the one-dimensional -symmetric non-Hermitian spin-orbit-coupled Su-Schrieffer-Heeger model

物理学报. 2022, 71(17): 177302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220796>

自旋-轨道耦合玻色气体中集体激发动力学

Collective excitation dynamics in spin-orbit coupled Bose gases

物理学报. 2025, 74(14): 147101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250411>