中国科学: 物理学 力学 天文学 2026 年 第 56 卷 第 5 期: 250014
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
评 述 兰州大学物理学科建立80周年专辑

磁性异质结构中的电流诱导力矩效应: 测量、调控及应用

曹江伟[1,2*], 席力[1,2], 杨德政[1,2], 张森富[1,2]

1. 兰州大学物理科学与技术学院, 兰州 730000
2. 兰州大学磁学与磁功能材料教育部重点实验室, 兰州 730000
*联系人, E-mail: caojw@lzu.edu.cn

收稿日期: 2025-11-18; 接受日期: 2026-01-30; 网络出版日期: 2026-04-03
国家自然科学基金(编号: 12474116, 12574120, 12474115, 11674142)资助项目

摘要 利用磁性异质结构中的电流诱导力矩效应可以实现对磁矩快速、高效的电学操控, 为新型信息存储、传感及计算逻辑器件的开发奠定了物理基础. 本文围绕这一效应的测量、调控与应用展开, 首先阐述了磁性异质结构中电流诱导力矩效应的物理起源; 重点介绍了曲线偏移、二次谐波、自旋矩铁磁共振等先进表征技术; 系统梳理了基于材料选择、界面工程、器件结构设计、多物理场等手段对电流诱导力矩的调控策略; 最后展示了该效应在磁存储、传感、逻辑和人工神经网络器件等领域的应用, 并对未来发展方向进行了展望.

关键词 电流诱导力矩, 自旋轨道矩, 磁性异质结

PACS: 75.70.-i, 85.75.-d, 72.25.-b

1 引言

众所周知, 物质的电输运特性和宏观磁性分别根源于电子的两个基本属性——电荷与自旋, 正因如此, 这两种特性之间存在着紧密的内在相互作用. 比如, 在铁磁/非磁金属多层膜或磁性隧道结(Magnetic Tunnel Junction, MTJ)中, 铁磁层对不同自旋的散射或电子的选择性隧穿效应导致了著名的巨磁电阻(Giant Magneto-resistance, GMR)效应和隧穿磁电阻效应(Tunnel Magneto-resistance, TMR); 反之, 当自旋极化的电流通过铁磁体时能够对铁磁体产生角动量转移, 从而产生力矩效应, 即自旋转移矩(Spin Transfer Torque, STT)效应[1,2]. 目前, 对于这种相互作用的研究已经形成一个重要的学科——自旋电子学. 这些基础研究也催生了重大的技术应用, 例如基于GMR和TMR效应的磁传感器, 广泛应用于磁记录和磁存储器的信息读出与多种传感检测之中; 同样, 利用STT效应能够实现信息快速、高效的电学写入, 该技术也驱动着磁随机存储器(Magnetic Random Access Memory, MRAM)逐步发展.

除STT效应外, 在磁性异质结构中还存在其他产生电流诱导转矩的机制. 例如, 利用重金属材料中的自旋霍尔效应(Spin Hall Effect, SHE)[3,4]和铁磁/非磁

引用格式: 曹江伟, 席力, 杨德政, 等. 磁性异质结构中的电流诱导力矩效应: 测量、调控及应用. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 250014
Cao J W, Xi L, Yang D Z, et al. Current-induced torque effects in magnetic heterostructures: Measurement, modulation, and applications (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 250014, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0567

© 2026《中国科学》杂志社

界面的Rashba-Edelstein效应(Rashba-Edelstein Effect, REE)[5]能产生自旋流或自旋积累，从而对临近的铁磁层产生转矩效应. 由于上述效应均与材料中的自旋轨道耦合(Spin-orbit Coupling, SOC)直接相关, 它们诱导的自旋流对铁磁层产生的自旋转矩效应被统称为自旋轨道矩(Spin Orbital Torque, SOT)[6]. 利用SOT在MTJ器件中写入信息时, 自旋流方向与电流方向垂直, 写入电流无需流经势垒层，这种读写路径分离的结构大大提升了器件可靠性；此外，对于具有垂直磁各向异性(Perpendicular Magnetic Anisotropy, PMA)的MTJ器件，SOT相较STT具有更快的写入速度[6]. 由于这些显著优势，SOT效应的物理机制及器件应用研究成为目前自旋电子学领域的热点.

除了传统重金属/铁磁结构中的SOT效应，近年来在一些新兴材料体系中还发现了新型的电流诱导力矩效应. 例如，拓扑绝缘体中利用自旋-动量锁定的表面态产生的SOT[7]，基于轨道霍尔效应(Orbital Hall Effect, OHE)[8,9]和轨道Rashba-Edelstein效应(Orbital Rashba-Edelstein Effect, OREE)产生的“轨道矩(Orbital Torque, OT)”[10], 以及利用交错磁体中的自旋流产生的自旋劈裂力矩(Spin Splitting Torque, SST)[11,12]. 这些发现一方面突破了传统SOT依赖于强SOC材料的限制, 提高了SOT效率的上限; 另一方面, SST效应使得通过操控晶体结构来调控自旋极化成为可能，为实现无外场辅助的电流驱动磁化翻转开辟了新途径.

本文对近年来磁性异质结构中电流诱导力矩效应的研究进展进行全面综述. 内容涵盖该效应的物理机理与产生机制，主要测量技术的基本原理与特点，从材料、界面、几何结构、外场耦合等多途径的调控策略，以及该效应在存储、传感、逻辑与神经形态器件中的应用前景. 期望本文能为本领域科研工作者提供有价值的借鉴, 促进自旋电子学的发展.

2　电流诱导力矩效应的物理机制

2.1　自旋流的产生与自旋轨道矩

1971年, Dyakonov等人首先从理论上预言, 在非磁性的固体中, 流动的电荷会因受到类似Mott散射的SOC作用，使不同自旋的电子发生方向相反的横向偏转(如图1(a))，从而产生一个纯的自旋电流，该效应类似于电荷霍尔效应的自旋版本，因此被命名为“自旋霍尔效应”[3]. 2004年，Kato等人利用磁光克尔效应(Magneto-optical Kerr Effect, MOKE)直接观察到了半导体GaAs中SHE产生的自旋积累[4]. 这种由电荷流直接转换而来的纯自旋流, 为磁性的电操控提供了物理基础.

除了SHE以外，利用界面处的SOC效应同样可以实现电荷和自旋之间的转换. 在异质结界面，其空间反演对称性被打破，会产生一个强大的Rashba型SOC场. 当有电荷沿界面流动时，该Rashba场会使电子的动量与其自旋锁定，导致在动量空间产生一个非平衡

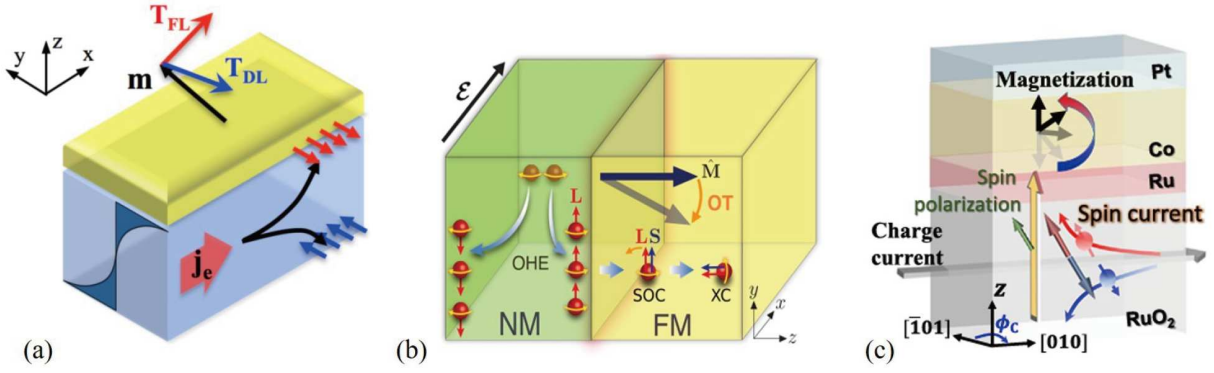


图 1　各种结构中电流诱导力矩效应原理图. (a) 重金属/铁磁结构中基于SHE的SOT效应, 其中电荷流、自旋流与自旋极化三者之间满足正交关系[6]; (b) 非磁/铁磁结构中的OHE及OT效应, 其中轨道流进入铁磁层后由于铁磁层自身的SOC转化为自旋流, 进而对铁磁层产生转矩效应[10]; (c) 基于RuO_2结构中的SST效应, 其中自旋极化的方向与奈尔矢量保持一致

Figure 1　Schematic diagrams illustrating the principles of current-induced torque effects in various structures. (a) SHE-based SOT effect in a heavy metal/ferromagnet structure, where the charge current, spin current, and spin polarization follow an orthogonal relationship [6]; (b) OHE and OT effect in a non-magnetic/ferromagnetic structure, where the orbital current is converted into a spin current upon entering the ferromagnetic layer due to its intrinsic SOC, thereby exerting a torque on the ferromagnetic layer [10]; (c) SST effect in a RuO_2-based structure, where the direction of spin polarization remains aligned with the Néel vector.

的自旋极化, 即在费米面上产生一个净的自旋积累, 该效应被称为Rashba-Edelstein效应[5]. 由于其强烈的界面敏感性, REE为通过电场或界面工程调控自旋相关效应提供了极大的方便.

在磁性异质结构中, 无论是SHE产生的自旋流, 还是REE效应中的自旋积累, 都可以被临近的铁磁层所吸收, 进而导致铁磁层中磁矩进动、畴壁运动或磁化翻转, 这种效应被称为SOT效应[6]. 2011年左右, Miron等人[13]和Liu等人[14]分别报道了REE和SHE驱动的畴壁运动及磁化翻转现象, 拉开了SOT研究的大幕.

在实际异质结构中, 上述两种机制常共存, 如何对其进行区分成为一个重要问题. 传统观点认为SHE导致横向自旋流的产生, 得到了SOT中的类阻尼(Damping-like, DL)项; 而REE则主要表现为局域自旋积累, 与类场(Field-like, FL)项相关. 但考虑到自旋流输运过程中界面处的积累效应, SHE效应也会产生自旋积累; 同样, REE产生的自旋积累向铁磁层扩散, 产生自旋流, 对DL项也有贡献, 因此并不能简单地将DL-SOT和FL-SOT分别归因于SHE和REE两种机制[6]. 在最简单的理论模型中, 界面REE效应与非磁性层厚度(t_N)无关, 而源于SHE的自旋密度在非磁层中的分布按$1-\mathrm{sech}(t_N/\lambda_{sf})$变化, 因此, SOT对$t_N$的依赖关系成为区分这两种机制的重要依据. 然而, 也有理论研究指出[15], 由于界面自旋相关散射产生的Rashba型DL转矩同样会表现出类似的t_N依赖性, 因此在区分体效应与界面对SOT两个分量的贡献时需要十分小心.

2.2　轨道流及轨道矩效应

除了自旋之外, 固体中的电子还有一个基本属性——轨道. 但在传统的3*d*磁性元素中, 轨道的角色是被忽略的, 这是因为固体中晶体场的存在使得电子布洛赫态具有特殊对称性, 导致能级发生劈裂, 进而抑制了轨道磁矩的形成, 即“轨道角动量淬灭”. 然而最新的理论研究和计算结果表明[8], 平衡态下的轨道角动量淬灭并不限制轨道的非平衡动力学和轨道自由度的输运, 即在固体中电子的轨道自由度也可以被调控. 轨道流的概念最早由Zhang等人[16]于2005年提出, 他们指出在电场作用下, 伴随着内禀SHE产生的自旋流, 通常会有一个等大、反向的轨道角动量流出现, 即轨道霍尔效应. 尽管如此, 当时该领域的研究焦点仍然为“自旋”, 所以在随后很长一段时间内, 基于轨道流的工作都停留在理论计算层面[9,17].

2011年, Park等人从理论上提出了OREE的概念[18], 他们认为在对称性破缺的界面处通过Rashba型SOC, 可以由电荷流直接诱导出非平衡的轨道积累. OREE可以认为是REE的轨道版本, 这一效应为界面处产生和调控轨道流提供了新的机制.

2020年, Go等人进一步提出轨道流注入铁磁体之后能够通过铁磁体中的SOC转换为自旋流, 进而对铁磁体产生力矩效应, 即OT(如图1(b))[10]. 目前, 已有很多实验工作通过OT的测量从侧面证实了OHE和OREE效应的存在. 近期基于MOKE对轨道积累的直接测量[19], 以及轨道磁电阻效应[20,21]的发现, 都进一步确认了轨道这一自由度的重要性, 对于轨道流的物理内涵及其在自旋电子器件中的应用迅速成为自旋电子学的另外一个热点.

由于轨道流到自旋流的转化依赖于铁磁层自身的SOC, OT表现出不同于传统SOT的一些特点, 比如OT效应更依赖于铁磁层材料本身[10]. 此外, 轨道流在非磁层和铁磁层中表现出一定的长程输运特性, 因此OT也具有显著的铁磁层厚度依赖性, 这些特征成为区分OT效应与传统SOT的关键依据.

2.3　交错磁体与SST效应

一种新型磁性物态——交错磁体的发现, 为电流诱导转矩的研究带来了新的机遇. 2022年5月, 清华大学Bai等人[11]和Bose等人[12]独立报道了交错磁体中自旋劈裂效应驱动的非常规自旋力矩行为. 他们认为, 电流注入交错磁体时, 其交错劈裂的费米面受电场作用发生移动, 依据电流方向与晶体取向的不同, 可分别产生自旋极化电流和纯自旋流, 且自旋极化方向始终与奈尔矢量保持一致, 如图1(c)所示. 此类自旋流对邻近磁体所产生的力矩被命名为自旋劈裂力矩. 基于该机制, 通过控制交错磁体中奈尔矢量的取向即可实现对自旋极化的有效操纵, 从而为电流驱动磁化翻转开辟了新的调控自由度. 近期已有研究报道, 利用RuO_2中SST所产生的面外自旋, 成功在PMA铁磁层中实现了无辅助磁场的确定性翻转[22,23].

3　电流诱导力矩的测量方法与技术

实验上, 无论基于哪种机制产生的电流诱导力矩, 其都可以分解为两个正交的分量, 即$\tau=\tau_{FL}\mathbf{m}\times\boldsymbol{\sigma}+$

$\tau_{DL}\mathbf{m}\times(\mathbf{m}\times\boldsymbol{\sigma})$, 其中第一项等效于一个方向沿自旋极化矢量的有效磁场, 因此被称为类场力矩(τ_{FL}); 第二项与Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程中的阻尼项类似, 故被称为类阻尼力矩(τ_{DL}). 实验上通常引入有效场来表示两个力矩的强度, 即$\boldsymbol{\tau}_{FL,DL}=\mathbf{m}\times\mathbf{H}_{FL,DL}$. 在测得上述有效场后, 其力矩效率通常用铁磁层吸收的有效自旋流与通过自旋流源层中电荷流的比值$\xi^{j}_{DL,FL}$表示, 即

$$\xi^{j}_{DL,FL}=\frac{2e}{\hbar}\mu_0 M_s t_F\frac{H_{DL,FL}}{j_c}, \tag{1}$$

其中M_s和t_F分别代表铁磁层的饱和磁化强度和厚度, j_c为进入自旋流源层中的电流密度.

确定电流诱导力矩效率的难点之一是如何准确计算源层中真实的j_c. 目前, 大多数研究采用平均电流密度或者并联电阻模型简化方法进行估算. 然而, 考虑到异质结构中各层材料电阻率的差异、层内材料不均匀性及层间界面散射等因素会显著影响实际电流分布[24], 此类简化方法具有明显的局限性. 为此, 学界也常采用单位电场下的电流诱导力矩效率来评估和比较不同材料体系, 即

$$\xi^{E}_{DL,FL}=\frac{2e}{\hbar}\mu_0 M_s t_F\frac{H_{DL,FL}}{E}=\frac{\xi^{j}_{DL,FL}}{\rho}. \tag{2}$$

对于两个有效场H_{DL}和H_{FL}的准确测量是表征电流诱导力矩效率的基础, 下面介绍常见的SOT有效场测量方法.

3.1　霍尔(磁电阻)曲线偏移方法

在磁性异质结中施加直流电流时, SOT会驱动磁矩偏离其初始平衡位置, 这一微小变化会在霍尔电阻(R_{H})或磁电阻信号上反映出来, 因此通过检测电流所导致的霍尔(或磁电阻)回线在磁场坐标轴上的偏移量, 即可定量提取出SOT有效场的幅值与符号. 这种基于曲线偏移的方法, 原理直观、操作简便, 因而在SOT表征中获得了广泛应用.

Liu等人[25]首次利用R_{H}曲线偏移测量了PMA体系中的SOT场, 其实验设计如图2(a)所示. 在特定平面(图中yz面)施加外磁场, 在仅考虑起主要作用的DL-SOT情况下, 它与外磁场H、各向异性场H_{an}产生的力矩共线, 则平衡态下满足力矩平衡关系:

$$\tau=\tau_{H_{DL}}+\tau_H+\tau_{an}=0. \tag{3}$$

根据图2(a)中的坐标关系, 上式可以写为

$$H_{DL}+H\sin(\theta-\theta_H)-H_{an}\sin\theta\cos\theta=0. \tag{4}$$

若将$H_{+/-}(\theta)$(+/−代表直流电流的极性)定义为施加直流电流, 磁化方向位于θ角处的外磁场值, 则由方程可得

$$H_{-}(\theta)-H_{+}(\theta)=\frac{2H_{DL}}{\sin(\theta-\theta_H)}. \tag{5}$$

利用上式对测量得到的R_{H}与H的曲线(如图2(b))进行拟合并进一步处理计算, 即可得到H_{DL}的大小.

上述方法中SOT有效场的测量是基于宏观磁矩模型, 然而实际器件中的磁性层通常呈现多畴结构. 2016年Pai等人[26]发展出一种基于畴壁位移的SOT有效场测量方法——反常霍尔(Anomalous Hall Effect, AHE)回线偏移方法. 该方法核心在于通过外场改变手性畴壁中磁矩取向, 进而在畴壁中心处产生垂直方向的DL有效场(如图2(c)), 这就导致样品的AHE回线相对z方向磁场发生偏移, 因此通过测量正、反方向电流驱动下AHE回线的相对偏移, 即可直接确定z方向有效场的大小, 如图2(d)所示. 该方法不仅可以测量PMA体系中DL有效场, 还可进一步推演出体系中的Dzyaloshinskii-Moriya(DM)相互作用强度, 因而成为表征PMA体系中DL-SOT的常用技术.

3.2　二次谐波测量技术

二次谐波测试技术是一种通过检测交变电流驱动下磁矩振荡所产生的霍尔电阻(或纵向电阻)的二次谐波信号, 以实现对SOT有效场测量的方法, 这一方法本质上是第3.1节中直流方法的差分测量技术. 2010年, Pi等人[27]率先提出基于AHE的二次谐波法, 用以测量PMA体系中FL有效场. 随着后续研究的不断深入, 该方法在考虑AHE效应的基础上, 进一步引入平面霍尔效应(Planar Hall Effect, PHE)与磁热效应等多种二次谐波产生机制, 建立了完整的二次谐波测量方法[28–30]. 目前该方法已经发展为磁性异质结构中电流有效场测量的一种标准实验手段, 适用于多种磁化构型下的SOT表征.

在二次谐波测量中, 所施加的交流电频率通常远低于磁化动力学特征频率, 因此可以认为磁矩始终处

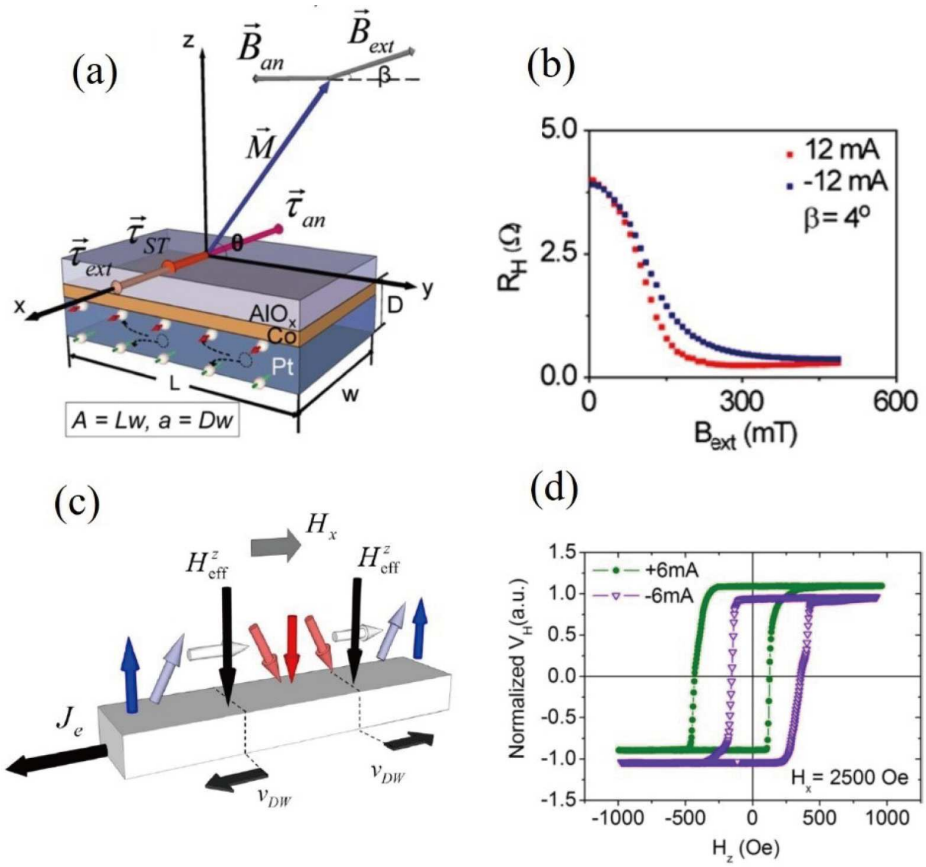


图 2　基于AHE回线偏移测量SOT有效场的示意图. (a) PMA体系中在*yz*平面内扫描磁场时的宏观力矩平衡模型示意[25]; (b) 对应(a)模型, 正、负电流作用下R_H随外场变化关系[25]; (c) 基于畴壁位移模型的回线偏移法示意图[26]; (d) 对应(c)方法, 正、负电流下实测的AHE曲线偏移结果[26]

Figure 2　Schematic diagram of measuring the SOT effective field based on AHE hysteresis loop shift. (a) Macro-spin torque balance model when scanning the magnetic field in the *yz* plane of a PMA system [25]; (b) the relationship between R_H and the external field under positive and negative currents corresponding to the model in (a) [25]; (c) schematic of the hysteresis loop shift method based on the domain wall motion model [26]; (d) measured AHE curves under positive and negative currents corresponding to the method in (c) [26].

于准静态平衡状态. 该平衡位置由H_{an}、H和电流诱导的各种有效场H_I共同决定. 由于H_I通常远小于H_{an}及H, 磁矩可视为在H_{an}及H共同决定的平衡位置附近的微幅振荡, 这种振荡通过霍尔或磁电阻效应(包括AHE、PHE、AMR及自旋霍尔磁电阻(Spin Hall Magnetoresistance, SMR)等)调制输出信号, 最终表现为电压信号中的二次谐波分量. 下面以霍尔电压为例, 分析基于二次谐波测量SOT有效场的原理.

假设器件中交流电流为$I = I_0\sin\omega t$, 电流产生的有效场可表示为$\mathbf{H}_I\sin\omega t$, 则器件的霍尔电阻为

$$R_{xy}[\mathbf{H}_{\rm ext}+\mathbf{H}_I(t)] = R_{xy}(\mathbf{H}_{\rm ext}) + \frac{\partial R_{xy}}{\partial \mathbf{H}_I}\cdot\mathbf{H}_I\sin\omega t, \tag{6}$$

其中$\mathbf{H}_{\rm ext}$代表总的外加有效场, $\mathbf{H}_I$为电流诱导的有效场, 包括DL、FL和奥斯特场等, 即$\mathbf{H}_I = \mathbf{H}_{DL}+\mathbf{H}_{FL}+\mathbf{H}_{Oe}$, 则霍尔电压可以表示为

$$\begin{aligned} V_{xy}(t) &= R_{xy}(t)I(t) \\ &= I_0\left(R_{xy}^0 + R_{xy}^{\omega}\sin\omega t + R_{xy}^{2\omega}\cos 2\omega t\right), \end{aligned} \tag{7}$$

其中$R_{xy}^0 = \partial R_{xy}/2\partial\mathbf{H}_I\cdot\mathbf{H}_I$, $R_{xy}^{\omega} = R_{xy}(\mathbf{H}_{\rm ext})$, $R_{xy}^{2\omega} = -\partial R_{xy}/2\partial\mathbf{H}_I\cdot\mathbf{H}_I$分别是霍尔电阻$R_{xy}$的零次(直流)、一次和二次谐波分量. 可以看出, 其中直流和二次谐波项均包含电流诱导有效场的信息, 但考虑到实际中直流项较难准确提取, 一般通过分析二次谐波信号以获得$\mathbf{H}_I$的强度.

对于PMA体系而言, 当外磁场远小于H_{an}时, SOT

的两个有效场$\mathbf{H}_{DL}$与$\mathbf{H}_{FL}$分别沿电流方向(x方向)和自旋极化方向(y方向), 可以认为两者是互相独立的. 若仅考虑AHE效应, 则只需测量$R_{xy}^{2\omega}$随H_x和H_y的变化, 即可获得H_{DL}与H_{FL}的大小[28]. 但在实际薄膜异质结中, PHE同样会参与二次谐波信号的产生, 导致两类有效场所诱导的响应相互耦合, 无法通过简单的单方向磁场扫描进行分离. Hayashi等人[29]提出了一个更为准确的、适用于PMA体系中SOT有效场测量的方法. 在该方法中, 首先通过沿x和y方向磁场扫描, 测得两组二次谐波信号(如图3(a)–(c)), 进而得到两个等效场的大小:

$$\Delta H_x=\frac{\dfrac{\partial V^{2\omega}}{\partial H_x}}{\dfrac{\partial^2 V^{\omega}}{\partial H_x^2}},\ \Delta H_y=\frac{\dfrac{\partial V^{2\omega}}{\partial H_y}}{\dfrac{\partial^2 V^{\omega}}{\partial H_y^2}}, \tag{8}$$

其中V^{ω}和$V^{2\omega}$分别为一阶和二阶谐波霍尔电压, 进一步结合下面两个关系式即可解耦出H_{DL}与H_{FL}:

$$H_{DL}=-\frac{2(\Delta H_x+2\alpha\Delta H_y)}{1-4\alpha^2}, \tag{9}$$

$$H_{FL+Oe}=-\frac{2(\Delta H_y+2\alpha\Delta H_x)}{1-4\alpha^2}, \tag{10}$$

式中$\alpha=R_{\mathrm{PHE}}/R_{\mathrm{AHE}}$为平面霍尔电阻($R_{\mathrm{PHE}}$)与反常霍尔电阻($R_{\mathrm{AHE}}$)之比.

上述面内扫场的二次谐波方法, 只能适用于具有PMA的样品体系. 针对面内磁化体系, Avci等人[30]提出了一种通过面内转角扫描的二次谐波方法(如图3(d)–(f)). 该方法中考虑了各种SOT场、奥斯特场及热电效应的贡献, 得到如下二次谐波霍尔电阻$R_{\mathrm{H}}^{2\omega}$的角度依赖关系:

$$\begin{aligned}R_{\mathrm{H}}^{2\omega}=&\left[R_{\Delta T}-\frac{R_{\mathrm{AHE}}H_{DL}}{2(H-H_{an})}\right]\cos\varphi\\&+\frac{R_{\mathrm{PHE}}(H_{FL}+H_{Oe})}{H}(\cos3\varphi-\cos\varphi),\end{aligned} \tag{11}$$

其中H_{an}, H_{DL}, H_{FL}, H_{Oe}为磁性层的有效各向异性场、DL、FL有效场及奥斯特场, $R_{\Delta T}$为温度梯度通过反常能斯特(Anomalous Nernst Effect, ANE)和自旋赛贝克(Spin Seebeck Effect, SSE)效应产生的等效二次谐波电阻. 可以看出, H_{DL}和$R_{\Delta T}$的贡献满足cosφ关系, H_{FL}和H_{Oe}的贡献满足cos3φ−cosφ关系, 因此可以通过

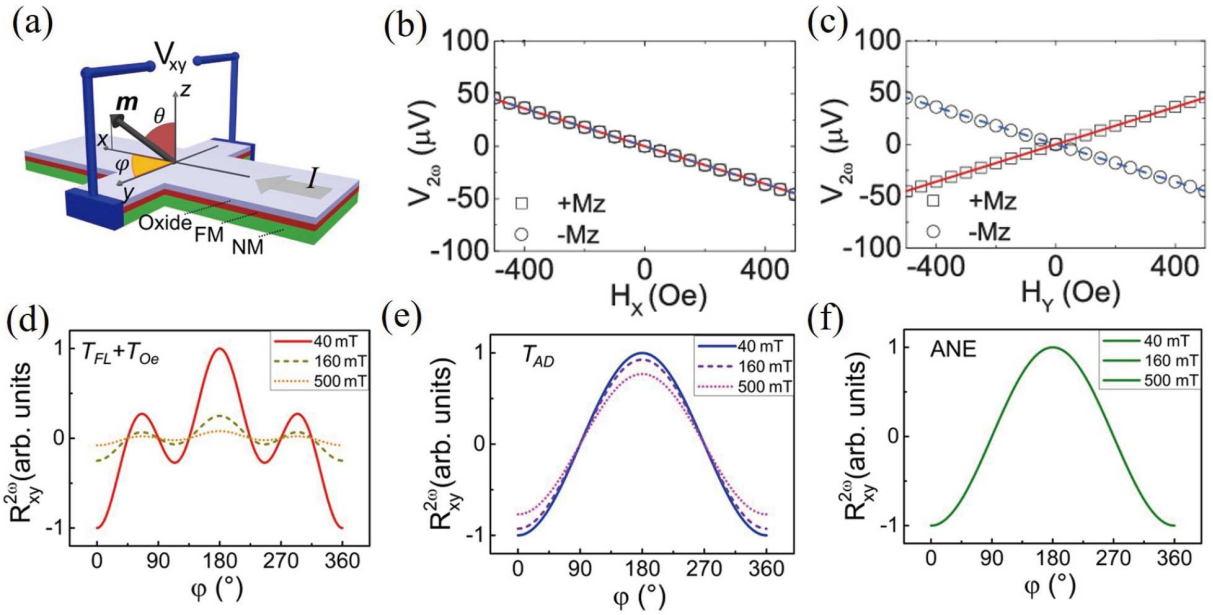


图 3　(a) 霍尔二次谐波方法测量SOT的典型器件结构及测量示意图[30]; (b), (c) PMA样品二次谐波信号随面内磁场的变化[29]; (d)–(f) 面内磁化样品转角扫描方法中二次谐波信号模拟曲线: FL-SOT及奥斯特场、DL-SOT、ANE效应的贡献[30]

Figure 3　(a) Schematic diagram of a typical device structure and measurement configuration for SOT characterization using the second harmonic Hall method [30]; (b), (c) second harmonic signals as a function of in-plane magnetic field in PMA samples [29]; (d)–(f) simulated curves of second harmonic signals in the in-plane magnetization angular dependence measurement method: contributions from FL-SOT and the Oersted field, DL-SOT, and ANE effect [30].

对$R_{\mathrm{H}}^{2\omega}$项进行角度及磁场依赖性拟合，从而分离出各项的贡献.

需要注意的是，传统二次谐波方法主要依赖于霍尔效应，对于霍尔效应较弱的体系测量精度受限. 为此，兰州大学Han等人发展了一种基于磁电阻信号的二次谐波方法[31]，有效拓展了该方法的适用范围. 实验表明，该方法不仅能实现对Pt/Py等弱霍尔体系中SOT有效场(特别是FL分量)的准确测量，还可结合惠斯通电桥结构对谐波信号进行差分放大，实现在极低电流密度(10^5 A/m^2)下的高灵敏度探测[32].

除电学谐波方法外，MOKE作为一种对磁化方向敏感的光学探测手段，也可用于二次谐波测量[33]. 当器件中通入交变电流时，磁矩的微幅振荡会对反射光偏振态产生周期性调制，导致克尔转角信号中二次谐波信号的产生. 相较于电学方法，MOKE二次谐波技术虽然在灵敏度方面略逊，但是其仍有一些自身的特点: (1) 适用于绝缘磁性体系，该类材料难以采用电学方法进行SOT测量; (2) 对热电效应的敏感度较低，可简化信号分离过程; (3) 空间分辨率可达光斑尺度(约百纳米量级), 具备微区探测能力.

3.3　ST-FMR技术

ST-FMR最初是在MTJ [34]和自旋阀[35]器件中发展起来的，后来逐渐用于非磁/铁磁双层结构中SOT效应的测量[36]. 与二次谐波方法类似，ST-FMR也利用交变电流来激发磁矩进动(如图4)，通过磁电阻和微波电流相互耦合, 产生一个直流电压信号和二次谐波信号. 它与二次谐波法不同之处在于ST-FMR使用高频微波电流激发磁矩产生共振, 其二倍频信号难以直接测量, 因此一般通过测量直流信号获得磁矩进动的信息; 此外, ST-FMR是基于铁磁共振效应, 因此可以在较小电流密度下获得大的振荡幅度.

在ST-FMR测量中, 样品两端产生的直流电压源于射频电流与磁化振荡通过AMR导致电阻振荡的耦合, 其通过共振磁化动力学而显著放大. 这个整流电压不仅可以反映驱动磁化振荡的电流诱导转矩效应，还可以反映出磁性材料的本征的物理参数. 对于由SOT驱动的面内磁化体系而言，其耦合直流电压可以表示为[36]

$$V_{\mathrm{mix}}=V_S\frac{\Delta H^2}{\Delta H^2+(H-H_0)^2}+V_A\frac{\Delta H(H-H_0)}{\Delta H^2+(H-H_0)^2}, \tag{12}$$

其中ΔH和H_0分别是共振峰的线宽和共振场，V_S和V_A分别是对称和反对称线形的幅值(反映作用在磁化强度上的面内力矩和面外力矩), 因此, ST-FMR技术能够更

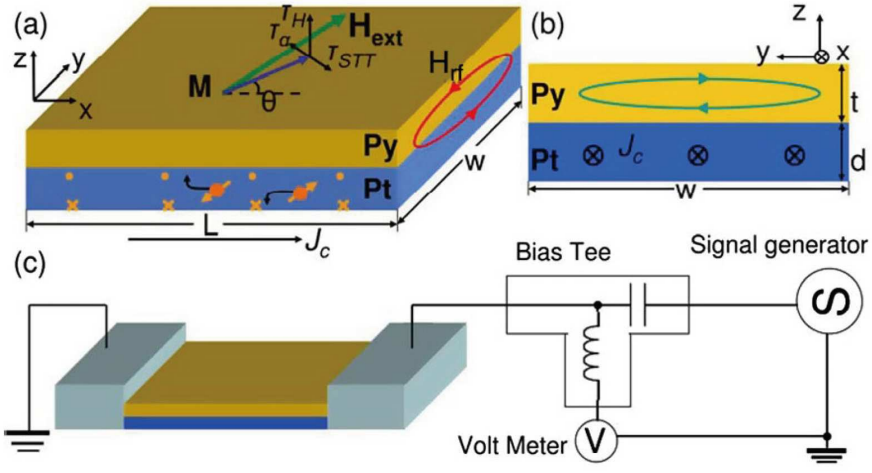


图 4　ST-FMR测量原理示意图[36]. (a) Pt/Py双层薄膜结构中SHE产生的自旋流及SOT示意图; (b) 样品结构及流经铁磁层电流所产生的奥斯特场分布示意图; (c) ST-FMR技术检测Py/Pt双层薄膜中的磁矩进动现象的电路图

Figure 4　Schematic diagram of the ST-FMR measurement principle and its typical results [36]. (a) Schematic of the spin current generated by the SHE and the resulting SOT in a Pt/Py bilayer film structure; (b) sample structure and the distribution of the Oersted field generated by the current flowing through the ferromagnetic layer; (c) circuit diagram of the ST-FMR technique used to detect magnetization precession in the Py/Pt bilayer film.

简单地区分出两个SOT项. 在理想情况下, 如果FL-SOT能够忽略, 面外力矩只由奥斯特场产生, ST-FMR中反对称线型电压就可以用作自旋源层中电流密度的校准标准, 从而通过V_S和V_A的比值, 简便地计算得到该体系的DL-SOT效率ξ_{DL}, 即

$$\xi_{DL}=\frac{V_S e\mu_0 M_S t_F d_s}{V_A \hbar}\sqrt{1+\frac{M_{\rm eff}}{H_0}}, \tag{13}$$

其中M_S, t_F, $M_{\rm eff}$分别是铁磁层的饱和磁化强度、厚度和有效退磁场, d_s为自旋流源层厚度. 需要注意的是, 如果该体系中FL-SOT不能忽略, 上式就不再成立. 此时, 一个准确测量SOT的常用方法是通过测量FMR效率对铁磁层厚度依赖性, 其具体关系为[37]

$$\xi_{\rm FMR}=\frac{V_S e\mu_0 M_S t_F d_s}{V_A \hbar}\sqrt{1+\frac{M_{\rm eff}}{H_0}}, \tag{14}$$

$$\frac{1}{\xi_{\rm FMR}}=\frac{1}{\xi_{DL}}\left(1+\frac{\hbar\xi_{FL}}{e\mu_0 M_s t_F d_s}\right), \tag{15}$$

其中ξ_{DL}和ξ_{FL}分别为DL-SOT和FL-SOT的效率.

通常ST-FMR测量是基于铁磁层中的AMR效应来实现的, 对于AMR较弱的材料体系, 也可以通过基于AHE的ST-FMR测量来获得其磁化动力学参量和SOT有效场[38]. 相较于传统的AMR效应, AHE在许多新兴的铁磁、亚铁磁乃至反铁磁薄膜材料中表现得更为强烈和稳定, 因此这一方法的提出显著拓宽了ST-FMR技术的应用范围.

上述三种SOT表征技术有各自的特点与适用范围. 曲线偏移法通过直流电流下的霍尔/磁电阻回线偏移直接提取SOT有效场, 原理直观、操作简便, 但测量精度一般, 适用范围有限, 而且一次只能测量其中一个SOT分量. 二次谐波法利用交变电流驱动磁矩微幅振荡, 通过分析霍尔或电阻信号的二次谐波分量实现SOT场的高精度测量, 能有效分离DL、FL及热电信号等多种贡献, 适用体系广泛. ST-FMR技术使用微波电流激发磁矩共振进动, 通过检测整流后的直流电压来量化SOT, 其优势在于对小电流下的弱信号具有高灵敏度, 且能直观区分面内与面外力矩, 但通常需要高频测量设备, 而且要求样品具有较低的阻尼系数. 此外, 对于含有多个不同各向异性FM层的体系, 利用其共振频率的不同, ST-FMR可以区分来自不同FM层的信号, 实现更为精细的测量. 总之, SOT测试方法的选择需综合考虑样品特性、待测SOT分量的类型以及所需的测量灵敏度与精度来确定.

4　电流诱导力矩效应的调控

如前所述, 尽管SOT效应在电控磁应用方面有诸多优势, 但在实际应用时还面临一些问题: 其一, 由于SOT效应通常依赖于材料中的SOC与本征能带结构, 目前发现的能够产生显著SOT的材料相对比较有限, 且整体效率普遍偏低; 其二, 受体系对称性的制约, 在PMA体系中通常需要引入外磁场辅助才能实现SOT驱动的确定性磁化翻转. 为克服上述瓶颈, 近年来研究者从材料选择、异质结界面工程、器件结构设计以及多物理场耦合调控等多个方向持续努力, 已经取得一系列积极进展[39]. 此外, 基于轨道流的电流诱导力矩效应可以实现更高的效率, 而且由于轨道流的产生不要求强SOC[10], 这就极大地扩展了电流诱导力矩源层材料的选择范围, 为实现高效电流诱导力矩提供了新的路径. 本节将对上述调控方案进行概述.

4.1　材料对SOT的影响

材料的选择是实现高效SOT效应的基础, 其对SOT的影响贯穿于自旋流的产生、输运、吸收直至最终转换为有效转矩的整个物理过程.

首先, 自旋源层直接决定了电荷-自旋转换的效率. 传统上, 重金属(如Pt, Ta, W)凭借其固有的强SOC效应是最常见的自旋流源层材料[14,24,40,41]. 研究发现, 其转换效率不仅与元素种类有关, 还与晶体结构和薄膜厚度密切相关[40,41]. 尽管使用重金属材料能很好地与现有的MTJ器件兼容, 但其还面临着自旋流转化效率不高和不利于无场翻转的问题. 为了突破上述瓶颈, 科研人员将目光投向了两类新型材料: 一是反铁磁材料(如PtMn, IrMn), 它们作为自旋流源层不仅能产生强大的SOT, 还可以通过与铁磁层界面的耦合产生面内有效场, 使铁磁层磁矩产生倾斜, 这有利于实现无外场辅助的SOT驱动磁化翻转[42,43]. 二是利用拓扑绝缘体(如Bi_2Se_3, $(Bi,Sb)_2Te_3$)作为自旋流源, 其受拓扑保护的无能隙表面态所具有的强自旋-动量锁定特性能够实现极高的电荷-自旋转换效率, 因此成为极具潜力的自旋流源层材料[7,44,45].

然而, 拓扑绝缘体材料应用于SOT器件的一个问题是当其与铁磁金属直接接触时, 其表面态极易因界

面杂交、能带重构而遭到破坏. 在Bi_2Se_3/Ni(Co)异质结中[46], 界面功函数差导致拓扑表面态能级下移, 并与铁磁层的金属能带融合, 破坏了本征的自旋螺旋结构. 元素拓扑狄拉克半金属α-Sn也面临同样问题[47]: 实验表明, 当表面沉积仅0.9 Å的Fe后, 其拓扑表面态便完全消失. 为保护拓扑表面态, 研究者发展出通过插入缓冲层和使用铁磁绝缘体替代原来金属铁磁层的方案[48,49].

此外, 铁磁层和覆盖层的材料特性同样至关重要. 实验上发现, 即使对于相同的自旋流源层材料, 不同的铁磁体也会导致SOT效率差别很大[50], 普遍认为这种差异主要起源于非磁/铁磁界面自旋混合电导的不同. 覆盖层对自旋流的作用也会影响到SOT的效率, Qiu等人发现在重金属/铁磁结构中, 利用Ru覆盖层对自旋流的吸收能够显著增强SOT[51].

4.2　界面对SOT的调控

界面在SOT效率的调控中扮演着重要角色. 一方面, 重金属/铁磁体界面处的强SOC可产生额外的自旋流或自旋密度, 进而诱导SOT[52]. 另一方面, 界面的自旋输运特性, 如自旋记忆损耗和自旋回流, 会显著影响注入铁磁层的自旋流强度, 从而决定SOT的效率[53]. 实验表明, 在重金属与铁磁层之间插入特定的超薄非磁性间隔层(如Ti, Hf, Cu等)能够显著增强SOT效率[54–56]. 此外, 通过界面的自旋过滤效应和自旋轨道进动效应[57], 不仅可以调节自旋流的强度, 还可以改变自旋极化的方向, 这同样有助于实现零磁场下的确定性翻转[58,59].

界面氧含量控制是调控SOT的另一有效手段. Qiu等人[60]发现, 在Pt/CoFeB/MgO/SiO_2堆叠结构中, 可以通过改变顶层SiO_2的厚度来调控SOT的极性与幅度. 他们将这一现象归因于由界面REE诱导的SOT效应, 其大小与SHE诱导的SOT相当但极性相反, 且可通过氧含量进行调制. 氧化工程的普适性在其他体系中也得到验证. 例如, 在$Ni_{81}Fe_{19}$/Cu结构中, 经120天自然氧化后, 其SOT效率由负转正, 达到+0.08, 与Pt相当[61]; 在W(O)/CoFeB结构中, 通过调控W中的氧含量, 当氧含量为12%时, SOT效率可高达约−0.5[62]. 兰州大学Wang等人[63]发现自然氧化的CoO/Pt界面也能够产生一个额外的SOT, 从而实现对Co/Pt结构中SOT极性和大小的调控. 此外, CoO/Pt界面产生的SOT对铁磁层厚度有显著的依赖性, 这正是界面OREE效应的关键指纹特征. 这些结果表明, 界面氧工程是提升SOT效率的重要策略.

4.3　器件结构对SOT的调控

在器件结构层面, 主动引入空间非均匀性以打破对称性, 是实现无外场翻转的核心物理思路. 这一策略主要沿两个方向展开: 其一, 在垂直于电荷流的方向上制造梯度, 例如制备楔形覆盖层[64]、诱导倾斜的柱状晶生长[65]或利用局部激光退火/离子辐照等技术在空间上调制材料的成分或有序度[66]. 这些方法共同之处在于, 它们使得磁各向异性常数等关键参数在横向上不再均一, 从而在器件内部构建了一个内置的、可抵消镜像对称性的面内有效磁场, 驱动磁矩发生确定性翻转. 其二是沿平行于电荷流的方向创造自旋流密度梯度. 这可以通过在铁电衬底上利用其非均匀极化[67]、设计楔形成分或厚度的自旋源层[68]乃至采用弯曲的器件几何构型来实现[69], 其物理图像是自旋流在传播过程中自身通量发生改变, 由此产生等效磁场. 需要特别指出的是, 多数这类结构在制备完成后其翻转极性是固定的, 而Kang等人[70]通过在不同区域施加不对称的栅压, 在横向上调制因界面电势差而产生的Rashba自旋分裂强度, 从而实现了对SOT翻转极性的非易失性电控反转, 这为可重构逻辑运算提供了关键的技术支撑.

4.4　物理场对SOT的调控

通过磁场对SOT效应调控是最常见的策略, 这可以通过在SOT器件中集成额外铁磁层[71], 利用反铁磁/铁磁界面[42,43]或人工反铁磁结构的耦合场[72], 以及利用界面DM有效场[73]来实现, 最终达到无外场辅助的SOT驱动磁化翻转.

电场提供了一种低功耗、无接触的调控手段, 一般通过改变界面电子结构或载流子浓度来实现. 通过静电掺杂效应改变界面处的电荷密度, 或者通过离子迁移调制界面特性, 能够可逆地、非易失地调控SOT的幅度、效率, 甚至在特定器件中实现SOT效应的完全开启与关闭, 展示了构建电控SOT存储器单元的巨大潜力[74,75]. 对于拓扑绝缘体等量子材料, 电场还能通过精确调控其表面态的费米能级, 将其置于电荷-自旋转换效率最高的位置, 从而实现SOT的显著增强[7,76].

光场的引入则将SOT调控推向了超快时间尺度.

飞秒激光脉冲不仅能通过光生热电子与SOC直接产生光致SOT[77]，其携带的角动量还能通过逆法拉第效应在材料内部瞬时产生一个巨大的等效磁场，实现皮秒量级的全光磁化翻转[78]，为超越传统电子学速度极限的信息处理技术铺平了道路.

4.5　表面声学波对SOT的调控

表面声学波(Surface Acoustic Wave, SAW)是一种沿固体表面传播的弹性波，具有纵向与横向振动分量，其原子沿椭圆轨迹运动, 携带应变场与机械角动量. 近年来，SAW与自旋体系的耦合，为自旋流的产生与调控提供了低能耗的新途径[79–81]. 通过在SAW传播路径上生长磁性薄膜并制备特定形状的结构，声波携带的应变、机械角动量等特征可以有效传递给邻近的磁性层, 进而与其中的磁矩、磁子或自旋发生相互作用. 这种相互作用可通过多种机制实现，包括声自旋泵浦效应[82]、自旋-旋转耦合[83]、声自旋霍尔效应[84]、声轨道霍尔效应[85]、声自旋旋转效应[86]、逆声自旋霍尔效应[87]等.

兰州大学Cao等人发现生长在$LiNbO_3$基底上的铁磁/重金属结构中，表面声学波诱导的非均匀磁化梯度能够产生一个沿z方向的自旋轨道场, 自旋泵浦产生的自旋流受到该自旋轨道场的作用，其自旋极化方向会产生一定的旋转[86]，即声自旋旋转效应，如图5所示. 这种声自旋旋转效应展现出比传统电流驱动方式更高的旋转效率, 证明声波可作为有效的自旋操控手段. 此外, 他们还观察到逆声自旋霍尔效应, 其中交流自旋流通过界面自旋回流诱导相干晶格振动，激发出传播距离长达400 μm的SAW信号[87]. 该效应完善了自旋-声子相互转化的框架，并为非磁性绝缘体中的自旋长程传输开辟了新途径.

4.6　OT效应及其调控

如前所述，OT效应是产生电流诱导力矩的一种全新机制，它能够突破传统SOT依赖于强SOC材料的限制，提高电流诱导力矩效率的上限，因此也成为近年来研究的热点之一. 因其不同的物理机制，OT效应的调控主要包括调节铁磁层材料、设计界面与晶体结构以及利用无序工程.

首先, 由于轨道流不能与磁矩直接相互作用, 如果在轨道流源层本身不具有强SOC的情况下，OT效应就显著依赖于铁磁层材料的特性，以实现轨道流到自旋流的转换. 因此，选择具有强自旋-轨道关联<L·S>的铁磁材料至关重要. 例如，Ni由于其电子结构在费米面附近具有显著的<L·S>“热点”，被证明是高效的轨道-自旋转换器，使得Ni/Ti双层结构能产生远超预期的强OT[88]；此外，使用包含重金属的铁磁材料(如CoPt)[89]或稀土-过渡族金属(如Tb-Co，Gd-Co等)[90,91]也能够实现轨道流向自旋流的转化，最终产生较强的OT效应. 另外一个提高OT效应的有效途径是使用强

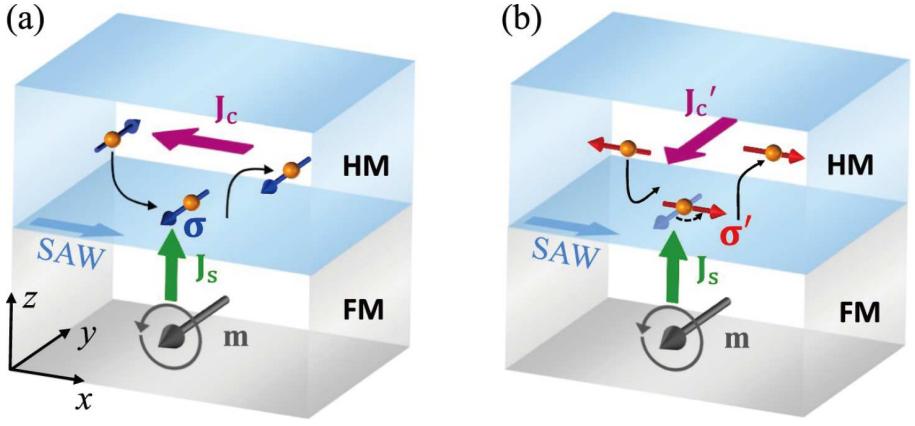


图 5　铁磁金属/重金属双层结构中的声自旋泵浦与声学自旋旋转效应示意图[86]. (a) 在重金属层中, 通过逆自旋霍尔效应, 由声自旋泵浦效应产生的自旋流$\mathbf{J}_s$被直接转换为电荷电流$\mathbf{J}_c$或电压V_{ASP}; (b) 由于SAW引起的晶格振动, 注入的自旋$\boldsymbol{\sigma}$被旋转90°至$\boldsymbol{\sigma}'$, 进而在重金属层中通过逆自旋霍尔效应被转换为一个额外的电荷电流$\mathbf{J}'_c$或电压V_{ASR}

Figure 5　Illustration of the acoustic spin pumping and acoustic spin rotation in ferromagnet/heavy metal bilayer [86]. (a) $\mathbf{J}_s$ induced by acoustic spin pumping is directly converted to charge current $\mathbf{J}_c$ or voltage V_{ASP} in HM via inverse spin Hall effect; (b) due to SAW-induced lattice vibration, the injected spin $\boldsymbol{\sigma}$ is rotated 90° to $\boldsymbol{\sigma}'$, which is converted to an additional charge current $\mathbf{J}'_c$ or voltage V_{ASR} in HM via inverse spin Hall effect.

SOC材料作为界面插层，比如在CuO/YIG[92]和Cr/Co-FeB[93]界面加入Pt时，由于Pt层能够将轨道流高效转化为自旋流, 因此能够显著提高OT效率.

其次，晶体对称性与原子排列调控为实现长程轨道输运提供了新手段. OT的长程特性源于铁磁层动量空间中近简并的轨道态“热点”, 因此通过改变原子排列来操控轨道杂化，可以调节这些“热点”. 实验表明，在FeMn/CoPt异质结中, 原子无序的Al-CoPt合金因增强了d_{xy}和d_{xz}轨道的简并度，从而显著延长了轨道矩产生的特征长度[89]. 这说明通过材料相变或合金化改变晶体对称性, 是调控轨道角动量动态响应的有效方法之一.

再者，界面与无序工程直接影响轨道流的注入与输运质量. 研究表明, 在CoFe/Cu/Al_2O_3等结构中, 退火处理能改善界面质量, 增强源自OREE的轨道矩[94]; 而在Hf/Ni中，优化Ni层的结晶度也能使OT效率倍增[95]. 这表明可通过精确控制界面态与体相无序度，来优化轨道流的传输与轨道矩效率.

5　SOT的应用

利用SOT效应控制铁磁层中的磁化状态，为发展新一代自旋电子器件提供了关键物理基础. 基于SOT的器件不仅在信息存储领域展现出巨大潜力，例如SOT-MRAM，以及利用SOT驱动磁畴壁或斯格明子运动的的赛道存储器等，还可进一步拓展至磁场传感、逻辑运算与人工神经网络等多种功能器件. 这些应用为实现高速度、高密度、低功耗的电子信息系统开辟了新路径.

5.1　SOT在磁存储器中的应用

SOT最具前景的应用之一是作为MRAM的写入方案. 与STT-MRAM相比, SOT-MRAM具有显著优势: STT-MRAM的写入电流需要通过MTJ的势垒层，因此容易造成势垒层击穿而导致器件失效; 而SOT-MRAM的写入和读取路径完全分离，大幅降低了势垒层的电应力损伤, 从而提高了器件的可靠性与使用寿命[6].

根据MTJ中自由层的磁各向异性类型, 目前已开发的SOT-MRAM存储单元可分为面内磁化和垂直磁化两类. 多项开创性实验已证实[13,14,24]，利用SOT可实现面内与垂直磁化的MTJ中自由层磁矩的高效翻转. 然而, SOT-MRAM走向实用化仍然面临如何提高SOT效率及实现无外场辅助的SOT驱动磁化翻转两大关键挑战.

针对无场翻转的挑战，人们提出了多种创新性解决方案，主要包括通过非对称结构设计[65]、引入额外铁磁层或调控层间交换耦合[43,44,73]等方式打破磁结构的对称性限制，以及利用STT与SOT的协同作用实现磁矩的有效调控[96]. 在提升SOT效率方面，拓扑绝缘体展现出显著优势，该类材料具有强SOC特性以及受拓扑保护的自旋-动量锁定表面态, 能够实现极高的自旋-电荷转换效率, 从而显著降低信息写入所需的临界电流密度. Cui等人[97]在MTJ结构中引入$(BiSb)_2Te_3$作为自旋流源层，他们利用其产生的高效SOT与MTJ中原有的STT效应协同作用，成功实现了无外磁场辅助条件下垂直磁矩的高效翻转，为推动SOT-MRAM的实用化迈出重要一步.

在传统MRAM中，信号读取通常依赖于MTJ器件中的TMR效应，但MTJ结构复杂、制备难度大，成为阻碍相关器件实用化的一个关键因素. 2015年, Avci等人[98]发现在重金属/铁磁双层界面的自旋相关散射会导致一种对称性与TMR类似的新型磁电阻效应——单向自旋霍尔磁电阻(Unidirectional Spin Hall Magnetoresistance, USMR), 这为磁信息读取提供了一条新的途径. 然而，通常重金属/铁磁体系中USMR效应较弱, 因此如何提升USMR效应是要解决的关键问题. 兰州大学Zhang等人[99]通过引入Pt界面层在Bi_2Se_3/Pt/FeNi中获得了30.6 ppm $MA^{-1}cm^2$的USMR效应. 基于这种强USMR的异质结构，他们进一步构建了单铁磁层结构的USMR-MRAM原型器件.

SOT还可用于电流诱导的畴壁运动，适用于赛道存储器等新型存储器件. 2008年基于电流驱动磁畴壁运动的磁性赛道存储器[100]首次提出后，吸引了人们的广泛关注. 早期研究主要集中在具有面内磁各向异性体系、依赖STT驱动的畴壁运动[101]; 随后，人们又很快实现了PMA铁磁体中电流驱动的畴壁运动[102].

新型SOT驱动磁畴壁运动在赛道存储器的实际应用中主要面临两大挑战: 一是如何有效提升畴壁运动效率，二是需要抑制畴壁倾斜现象以保障信息存储的稳定性. 针对这些问题，Yun等人[103]设计了重金属/铁磁体/重金属三层结构, 通过选用自旋霍尔角符号相反的重金属层, 实现了自旋流协同增强, 显著提高了SOT效率. 该系列研究还阐明了重金属/铁磁结构中DM作用起源和畴壁倾斜的产生机制[104]. 这些研究成果为

发展高性能赛道存储器提供了重要参考.

SOT效应还可应用于基于斯格明子的磁存储器. 磁斯格明子表现为一种独特的非共面自旋结构, 其拓扑荷赋予了其优异的稳定性, 使其不易因外部扰动或材料缺陷而湮灭. 凭借纳米级的尺寸、极低的驱动电流密度(~10^6 A/m^2)以及高效的电学操控性, 磁斯格明子在开发高密度存储、超低功耗计算和新型射频器件等方面具有潜在的应用价值.

2015年, Jiang等人[105]在Ta/CoFeB/TaO_x多层膜体系中, 首次通过纳秒级电流脉冲实现了室温下斯格明子的可控产生. 其核心物理机制被概括为"吹气泡模型": 强电流脉冲首先诱导产生条状磁畴, 随后由SHE产生的自旋流驱动条形畴发生拉伸和弯曲, 当电流超过阈值时, 弯曲的条状磁畴发生断裂, 形成稳定的"斯格明子泡". 随后, Yu等人[106]基于此机制, 成功制备了可在室温下实现斯格明子写入与移位的原型器件, 推动了斯格明子实现存储应用的进程. Büttner等人[107]利用几何约束与亚纳秒SOT脉冲, 实现了无外磁场条件下斯格明子的确定性超快写入. 近期Yang等人[108]提出了SOT与焦耳热的协同成核机制, 通过电流脉冲产生的热量辅助克服材料的钉扎势垒, 再利用SOT驱动条纹畴断裂, 从而实现了高效的斯格明子成核.

为了实现信息的快速处理, 斯格明子的运动速度至关重要. 受限于斯格明子霍尔效应和缺陷钉扎, 传统铁磁材料中斯格明子的速度通常不超过100 m/s[109]. 然而, 在基于亚铁磁和人工反铁磁的体系中, 斯格明子霍尔效应能够被抑制, 因此斯格明子的运动速度获得了数量级的提升. 例如, Quessab等人[110]在接近角动量补偿点的亚铁磁Pt/CoGd薄膜中, 观测到了高达610 m/s的斯格明子运动速度; 而在人工反铁磁结构中, 斯格明子的速度更是达到了创纪录的900 m/s, 接近理论预测的km/s量级[111]. 这些结果表明, 通过合理的材料设计与结构优化, 斯格明子有能力满足未来高速自旋电子器件的性能需求.

5.2　SOT在磁传感器中的应用

在典型的重金属/铁磁异质双层结构中, SOT不仅可用于驱动磁矩翻转, 其衍生的SMR效应还为磁场探测提供了直接有效的传感机制. 相较于传统的GMR与TMR传感器——它们为实现线性响应往往依赖复杂的横向偏置层或反铁磁钉扎结构, 不仅制作工艺复杂, 还制约了器件的集成度与性能一致性, 而SOT技术通过电流诱导的自旋积累调控磁矩取向, 所产生的高效等效偏置场可自然实现传感器线性化. 该机制极大简化了器件结构, 并支持交流驱动模式, 从而有效抑制直流偏移与低频1/f噪声[112].

Xu等人[113]提出的SMR传感器, 基于简单的NiFe/Pt双层膜与惠斯通电桥设计, 该器件在±0.5 Oe范围内表现出优异的线性响应与可忽略的磁滞, 其低频探测灵敏度甚至优于商用AMR传感器, 并已成功应用于手指运动追踪、地磁场方向感知以及涡流无损检测等多个实际场景, 展现出良好的实用前景.

Li等人[114]基于SOT驱动磁化翻转对面内磁场的依赖性, 设计了SOT三维磁场传感器件. 他们在Ta/CoFeB/MgO霍尔器件中, 利用面内电流与三维磁场共同作用驱动畴壁运动, 并通过检测由此产生的反常霍尔电阻变化, 实现了对三维矢量磁场的解耦与测量. 该方案将三维磁场的探测集成于一个微型器件, 有效避免了传统多传感器方案的非正交误差与串扰问题, 兼具高线性度、高灵敏度与低噪声的综合优势.

5.3　基于SOT的逻辑器件

基于SOT驱动磁化翻转和畴壁运动还可用于自旋逻辑器件的设计, 这为构建具有高计算能力和低功耗的内存计算新架构提供了潜力. 在外场辅助下, SOT驱动的磁化翻转和临界翻转电流密度的调制已被用于在霍尔器件中来演示自旋逻辑运算[115,116]. 兰州大学Xu等人[117]在具有PMA的外延Pt/Co异质结构中, 通过利用材料本征的外延应变打破面内结构对称性, 从而在无需外磁场的条件下实现了SOT驱动的磁化翻转, 他们还在这种器件上成功实现了八种基本布尔逻辑运算.

然而, 传统铁磁材料易受外界磁场干扰, 严重影响器件的环境稳定性. 为解决这一挑战, 兰州大学Zhang等人[118]设计了基于Pt/$(Co/Pt)_2$/Ru/$(Co/Pt)_2$结构的人工反铁磁器件, 通过三个连续电控操作步骤, 成功实现了完整的16种布尔逻辑功能. 得益于人工反铁磁结构优异的抗干扰特性, 该器件在±200 Oe垂直外磁场干扰下仍能保持可靠的逻辑运算性能与稳定的多态存储能力.

5.4　基于SOT的人工神经网络器件

尽管传统的冯·诺依曼架构构成了现代信息处理的基础, 但其在处理图像识别、自动驾驶等复杂任务

时还面临性能瓶颈. 因此, 发展具备强大学习与记忆能力的类脑神经形态系统成为重要方向. 神经形态芯片通过模拟大脑中神经元与突触的基本功能, 为实现高效、低功耗的“人工大脑”处理架构提供了可行路径. 在这一背景下, 基于SOT效应的人工突触器件因其兼具模拟特性和非易失性存储能力, 被视为构建神经形态系统的理想候选者之一.

兰州大学研究团队在该领域取得一系列进展. Yun等人[119]利用SOT驱动Pt/Co/IrMn结构中反铁磁层磁化翻转, 实现了多级剩磁态和突触可塑性模拟, 如图6所示. 相比传统的重金属/铁磁结构, 这种器件的稳定性得到大幅提升. 针对传统重金属SOT效率低的问题, 该团队引入高效率拓扑绝缘体$(BiSb)_2Te_3$, 将工作电流密度降低1–2个数量级, 实现了低功耗突触与神经元功能[120]. 为解决基于畴壁位移机制的SOT人工神经网络器件小型化的困难, Jin等人[121]通过在Pt/Co/Ti中引入HfO_x插层, 不仅通过界面效应提升了SOT效率, HfO_x插层对畴壁的钉扎还将磁化翻转模式转变为磁畴成核, 大大优化了其神经网络器件的特性. 此外, 他们还融合SOT写入与GMR读取机制, 开发出基于Pt/Co/Cu/CoTb结构的两端自旋忆阻器件, 这些器件在手写数字识别中展现出优异性能[122]. 这些工作为发展高能效神经形态计算系统提供了关键技术支撑.

6　总结与展望

电流诱导力矩效应是自旋电子学领域继GMR和TMR效应后的又一重要进展. 经过十多年的研究, 该领域在物理机制、表征手段、调控策略及相关应用方面均取得显著进展. 从材料体系看, 自旋流源层已从最

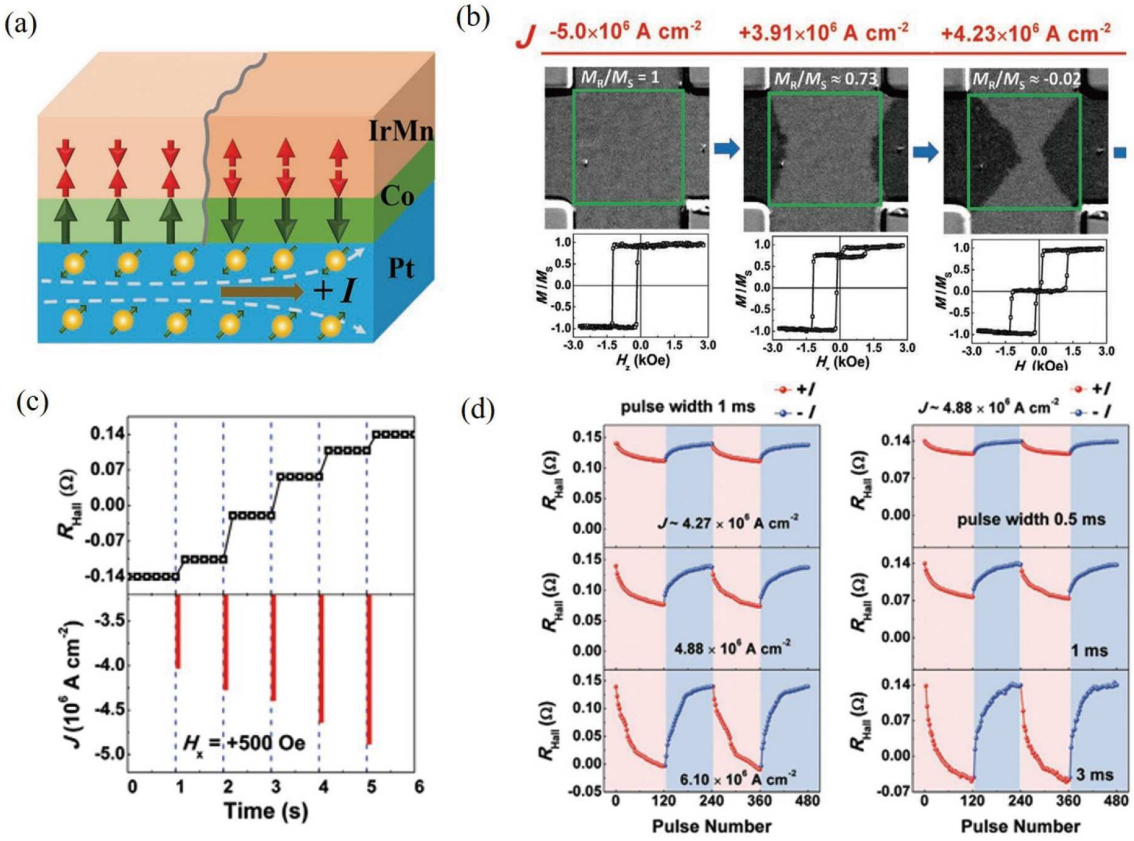


图 6　(a) 基于重金属/铁磁/反铁磁结构的忆阻器结构示意图; (b) 电流驱动的磁畴壁运动及相应状态下的AHE曲线; (c) 不同电流脉冲对磁化状态的调制结果; (d) 连续电流脉冲对霍尔电阻的调制结果[112]

Figure 6　(a) Schematic diagram of the memristor structure based on a heavy metal/ferromagnetic/antiferromagnetic multilayer; (b) current-driven magnetic domain wall motion and the corresponding AHE hysteresis loops at different states; (c) modulation of the magnetization state by different current pulses; (d) modulation of the Hall resistance by consecutive current pulses [112].

初有限的几种重金属, 逐步扩展到拓扑绝缘体、反铁磁材料、二维材料等多元体系; 磁性层也从传统的铁磁体延伸至亚铁磁与反铁磁材料. 这些进展不仅深化了电流诱导力矩效应的物理内涵, 还为实用化器件的开发提供了新的机遇. 然而, 目前该领域也存在若干关键问题尚未解决, 这些问题将成为未来研究的重点.

首先, 尽管电流诱导力矩的基本理论框架已经建立, 但理论与实验之间还缺乏稳健、系统的定量一致性. 尤其是如何理解并区分界面、体相和轨道效应对SOT的贡献, 以及界面对自旋流与轨道流输运的影响, 进而促成理论和实验达成更系统、定量的统一认识, 仍是当前的重要课题.

其次, 从实际应用出发, 需要发展与MTJ器件相兼容、高效且无需外场辅助的电流诱导力矩磁化翻转方案. 目前, 针对SOT应用中效率提升与无场翻转两大挑战, 学术界已提出一系列方案, 但其在实际器件中的兼容性与规模化制备可行性有待验证. 未来需要在具有高效的电荷-自旋(或轨道)转化材料制备、兼具高轨道流效率和PMA材料体系的探索、自旋与轨道自由度的协同作用器件的开发等方向持续研究, 寻找适合实际应用的材料体系与器件结构.

再次, 探索适用于下一代超高速存储器件的材料体系也是一个重要方向. 由于铁磁体的动态响应频率通常局限于GHz, 对应信息写入时间为纳米量级, 开发具有更高读写速度的自旋电子器件成为重要课题. 在此方面, 反铁磁材料因具有净零磁矩和固有的THz频段动力学特性而展现出更具潜力的应用前景. 然而, 迄今为止只有少数反铁磁体可实现电学操控. 未来研究的前沿在于将这些操控扩展到更多材料体系, 发展适用于反铁磁体系的SOT表征方法, 探索其电流诱导的磁化翻转等动态行为, 这将成为一个极具潜力但非常有挑战性的方向.

参考文献

1 Slonczewski J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. J Magn Magn Mater, 1996, 159: L1–L7
2 Ralph D C, Stiles M D. Spin transfer torques. J Magn Magn Mater, 2008, 320: 1190–1216
3 Dyakonov M I, Perel V I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. Phys Lett A, 1971, 35: 459–460
4 Kato Y K, Myers R C, Gossard A C, et al. Observation of the spin Hall effect in semiconductors. Science, 2004, 306: 1910–1913
5 Bychkov Y A, Rashba E I. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. J Phys C-Solid State Phys, 1984, 17: 6039–6045
6 Manchon A, Železný J, Miron I M, et al. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems. Rev Mod Phys, 2019, 91: 035004
7 Mellnik A R, Lee J S, Richardella A, et al. Spin-transfer torque generated by a topological insulator. Nature, 2014, 511: 449–451
8 Jo D, Go D, Lee H W. Gigantic intrinsic orbital Hall effects in weakly spin-orbit coupled metals. Phys Rev B, 2018, 98: 214405
9 Go D, Jo D, Kim C, et al. Intrinsic spin and orbital Hall effects from orbital texture. Phys Rev Lett, 2018, 121: 086602
10 Go D, Lee H W. Orbital torque: Torque generation by orbital current injection. Phys Rev Res, 2020, 2: 013177
11 Bai H, Han L, Feng X Y, et al. Observation of spin splitting torque in a collinear antiferromagnet RuO_2. Phys Rev Lett, 2022, 128: 197202
12 Bose A, Schreiber N J, Jain R, et al. Tilted spin current generated by the collinear antiferromagnet ruthenium dioxide. Nat Electron, 2022, 5: 267–274
13 Miron I M, Garello K, Gaudin G, et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. Nature, 2011, 476: 189–193
14 Liu L, Pai C F, Li Y, et al. Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum. Science, 2012, 336: 555–558
15 Amin V P, Stiles M D. Spin transport at interfaces with spin-orbit coupling: Phenomenology. Phys Rev B, 2016, 94: 104420
16 Zhang S, Yang Z. Intrinsic spin and orbital angular momentum Hall effect. Phys Rev Lett, 2005, 94: 066602
17 Kontani H, Tanaka T, Hirashima D S, et al. Giant orbital Hall effect in transition metals: Origin of large spin and anomalous Hall effects. Phys Rev Lett, 2009, 102: 016601
18 Park S R, Kim C H, Yu J, et al. Orbital-angular-momentum based origin of Rashba-type surface band splitting. Phys Rev Lett, 2011, 107: 156803
19 Choi Y G, Jo D, Ko K H, et al. Observation of the orbital Hall effect in a light metal Ti. Nature, 2023, 619: 52–56

20 Ding S, Liang Z, Go D, et al. Observation of the orbital Rashba-Edelstein magnetoresistance. Phys Rev Lett, 2022, 128: 067201

21 Hayashi H, Ando K. Orbital Hall magnetoresistance in Ni/Ti bilayers. Appl Phys Lett, 2023, 123: 172401

22 Li Z, Zhang Z, Chen Y, et al. Fully field-free spin-orbit torque switching induced by spin splitting effect in altermagnetic RuO_2. Adv Mater, 2025, 37: 2416712

23 Karube S, Tanaka T, Sugawara D, et al. Observation of spin-splitter torque in collinear antiferromagnetic RuO_2. Phys Rev Lett, 2022, 129: 137201

24 Nguyen M H, Ralph D C, Buhrman R A. Spin torque study of the spin Hall conductivity and spin diffusion length in platinum thin films with varying resistivity. Phys Rev Lett, 2016, 116: 126601

25 Liu L, Lee O J, Gudmundsen T J, et al. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin Hall effect. Phys Rev Lett, 2012, 109: 096602

26 Pai C F, Mann M, Tan A J, et al. Determination of spin torque efficiencies in heterostructures with perpendicular magnetic anisotropy. Phys Rev B, 2016, 93: 144409

27 Pi U H, Won Kim K, Bae J Y, et al. Tilting of the spin orientation induced by Rashba effect in ferromagnetic metal layer. Appl Phys Lett, 2010, 97: 162507

28 Kim J, Sinha J, Hayashi M, et al. Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta|CoFeB|MgO. Nat Mater, 2013, 12: 240–245

29 Hayashi M, Kim J, Yamanouchi M, et al. Quantitative characterization of the spin-orbit torque using harmonic Hall voltage measurements. Phys Rev B, 2014, 89: 144425

30 Avci C O, Garello K, Gabureac M, et al. Interplay of spin-orbit torque and thermoelectric effects in ferromagnet/normal-metal bilayers. Phys Rev B, 2014, 90: 224427

31 Han B, Wang B, Yan Z, et al. Determination of the spin-orbit torques in ferromagnetic-heavy-metal bilayers using harmonic longitudinal voltage measurements. Phys Rev Appl, 2020, 13: 014065

32 Wang B, Guo Y, Han B, et al. The accurate measurement of spin orbit torque by utilizing the harmonic longitudinal voltage with Wheatstone bridge structure. Appl Phys Lett, 2020, 116: 222402

33 Montazeri M, Upadhyaya P, Onbasli M C, et al. Magneto-optical investigation of spin-orbit torques in metallic and insulating magnetic heterostructures. Nat Commun, 2015, 6: 8958

34 Tulapurkar A A, Suzuki Y, Fukushima A, et al. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. Nature, 2005, 438: 339–342

35 Sankey J C, Braganca P M, Garcia A G F, et al. Spin-transfer-driven ferromagnetic resonance of individual nanomagnets. Phys Rev Lett, 2006, 96: 227601

36 Liu L, Moriyama T, Ralph D C, et al. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect. Phys Rev Lett, 2011, 106: 036601

37 Pai C F, Ou Y, Vilela-Leão L H, et al. Dependence of the efficiency of spin Hall torque on the transparency of Pt/ferromagnetic layer interfaces. Phys Rev B, 2015, 92: 064426

38 Kong W, Fan X, Zhou H, et al. Electrical detection of magnetization dynamics in an ultrathin CoFeB film with perpendicular anisotropy. Appl Phys Lett, 2016, 109: 182406

39 Dieny B, Prejbeanu I L, Garello K, et al. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry. Nat Electron, 2020, 3: 446–459

40 Pai C F, Liu L, Li Y, et al. Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten. Appl Phys Lett, 2012, 101: 122404

41 Mazraati H, Zahedinejad M, Åkerman J. Improving the magnetodynamical properties of NiFe/Pt bilayers through Hf dusting. Appl Phys Lett, 2018, 113: 092401

42 Oh Y W, Chris Baek S, Kim Y M, et al. Field-free switching of perpendicular magnetization through spin-orbit torque in antiferromagnet/ferromagnet/oxide structures. Nat Nanotech, 2016, 11: 878–884

43 van den Brink A, Vermijs G, Solignac A, et al. Field-free magnetization reversal by spin-Hall effect and exchange bias. Nat Commun, 2016, 7: 10854

44 Khang N H D, Ueda Y, Hai P N. A conductive topological insulator with large spin Hall effect for ultralow power spin-orbit torque switching. Nat Mater, 2018, 17: 808–813

45 Zhang J, Velev J P, Dang X, et al. Band structure and spin texture of Bi_2Se_3 3*d* ferromagnetic metal interface. Phys Rev B, 2016, 94: 014435

46 Borge J, Tokatly I V. Ballistic spin transport in the presence of interfaces with strong spin-orbit coupling. Phys Rev B, 2017, 96: 115445

47 Rojas-Sánchez J C, Oyarzún S, Fu Y, et al. Spin to charge conversion at room temperature by spin pumping into a new type of topological insulator: α-Sn films. Phys Rev Lett, 2016, 116: 096602

48 Ding J, Liu C, Zhang Y, et al. Large damping enhancement in Dirac-semimetal-ferromagnetic-metal layered structures caused by topological surface states. Adv Funct Mater, 2021, 31: 2008411

49 Ding J, Liu C, Kalappattil V, et al. Switching of a magnet by spin-orbit torque from a topological Dirac semimetal. Adv Mater, 2021, 33: 2005909

50 Zhang W, Han W, Jiang X, et al. Role of transparency of platinum-ferromagnet interfaces in determining the intrinsic magnitude of the spin Hall effect. Nat Phys, 2015, 11: 496–502

51 Qiu X, Legrand W, He P, et al. Enhanced spin-orbit torque via modulation of spin current absorption. Phys Rev Lett, 2016, 117: 217206

52 Garello K, Miron I M, Avci C O, et al. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures. Nat Nanotech, 2013, 8: 587–593

53 Rojas-Sánchez J C, Reyren N, Laczkowski P, et al. Spin pumping and inverse spin Hall effect in platinum: The essential role of spin-memory loss at metallic interfaces. Phys Rev Lett, 2014, 112: 106602

54 Lee H Y, Kim S, Park J Y, et al. Enhanced spin-orbit torque via interface engineering in Pt/CoFeB/MgO heterostructures. APL Mater, 2019, 7: 031110

55 Fan X, Celik H, Wu J, et al. Quantifying interface and bulk contributions to spin-orbit torque in magnetic bilayers. Nat Commun, 2014, 5: 3042

56 Pai C F, Nguyen M H, Belvin C, et al. Enhancement of perpendicular magnetic anisotropy and transmission of spin-Hall-effect-induced spin currents by a Hf spacer layer in W/Hf/CoFeB/MgO layer structures. Appl Phys Lett, 2014, 104: 082407

57 Amin V P, Zemen J, Stiles M D. Interface-generated spin currents. Phys Rev Lett, 2018, 121: 136805

58 Baek S C, Amin V P, Oh Y W, et al. Spin currents and spin-orbit torques in ferromagnetic trilayers. Nat Mater, 2018, 17: 509–513

59 Guo Y, Wu Y, Cao Y, et al. The deterministic field-free magnetization switching of perpendicular ferrimagnetic Tb-Co alloy film induced by interfacial spin current. Appl Phys Lett, 2021, 119: 032409

60 Qiu X, Narayanapillai K, Wu Y, et al. Spin-orbit-torque engineering via oxygen manipulation. Nat Nanotech, 2015, 10: 333–338

61 An H, Kageyama Y, Kanno Y, et al. Spin-torque generator engineered by natural oxidation of Cu. Nat Commun, 2016, 7: 13069

62 Demasius K U, Phung T, Zhang W, et al. Enhanced spin-orbit torques by oxygen incorporation in tungsten films. Nat Commun, 2016, 7: 10644

63 Wang B, Guo Y, Qi X, et al. Large dampinglike torque contribution originating from the orbital Rashba-Edelstein effect at a Pt/CoO interface. Phys Rev B, 2024, 110: 104404

64 Yu G, Upadhyaya P, Fan Y, et al. Switching of perpendicular magnetization by spin-orbit torques in the absence of external magnetic fields. Nat Nanotech, 2014, 9: 548–554

65 Chuang T C, Pai C F, Huang S Y. Cr-induced perpendicular magnetic anisotropy and field-free spin-orbit-torque switching. Phys Rev Appl, 2019, 11: 061005

66 Lee T, Kim J, An S, et al. Field-free spin-orbit torque switching of GdCo ferrimagnet with broken lateral symmetry by He ion irradiation. Acta Mater, 2023, 246: 118705

67 Cai K, Yang M, Ju H, et al. Electric field control of deterministic current-induced magnetization switching in a hybrid ferromagnetic/ferroelectric structure. Nat Mater, 2017, 16: 712–716

68 Chen S, Yu J, Xie Q, et al. Free field electric switching of perpendicularly magnetized thin film by spin current gradient. ACS Appl Mater Interfaces, 2019, 11: 30446–30452

69 Kateel V, Krizakova V, Rao S, et al. Field-free spin-orbit torque driven switching of perpendicular magnetic tunnel junction through bending current. Nano Lett, 2023, 23: 5482–5489

70 Kang M G, Choi J G, Jeong J, et al. Electric-field control of field-free spin-orbit torque switching via laterally modulated Rashba effect in Pt/Co/AlO_x structures. Nat Commun, 2021, 12: 7111

71 Zhao Z, Smith A K, Jamali M, et al. External-field-free spin Hall switching of perpendicular magnetic nanopillar with a dipole-coupled composite structure. Adv Elect Mater, 2020, 6: 1901368

72 Lau Y C, Betto D, Rode K, et al. Spin-orbit torque switching without an external field using interlayer exchange coupling. Nat Nanotech, 2016, 11: 758–762

73 Zheng Z, Zhang Y, Lopez-Dominguez V, et al. Field-free spin-orbit torque-induced switching of perpendicular magnetization in a ferrimagnetic layer with a vertical composition gradient. Nat Commun, 2021, 12: 4555

74 Yan Y, Wan C, Zhou X, et al. Strong electrical manipulation of spin-orbit torque in ferromagnetic heterostructures. Adv Elect Mater, 2016, 2: 1600219

75 Lee S, An S, Baek E, et al. Electrically switchable ON-OFF spin-orbit torque in an ionic-gated metallic trilayer. Sci Adv, 2025, 11: eadr0457

76 Kondou K, Yoshimi R, Tsukazaki A, et al. Fermi-level-dependent charge-to-spin current conversion by Dirac surface states of topological insulators. Nat Phys, 2016, 12: 1027–1031

77 Choi G M, Oh J H, Lee D K, et al. Optical spin-orbit torque in heavy metal-ferromagnet heterostructures. Nat Commun, 2020, 11: 1482

78 Li J, Haney P M. Optical spin transfer and spin-orbit torques in thin-film ferromagnets. Phys Rev B, 2017, 96: 054447

79 Puebla J, Hwang Y, Maekawa S, et al. Perspectives on spintronics with surface acoustic waves. Appl Phys Lett, 2022, 120: 220502

80 Chen C, Ma M Y, Pan F, et al. Magneto-acoustic coupling: Physics, materials, and devices (in Chinese). Acta Phys Sin, 2024, 73: 058502 [陈崇, 马铭远, 潘峰, 等. 磁声耦合: 物理、材料与器件. 物理学报, 2024, 73: 058502]

81 Huang M X, Hu W B, Bai F M. Surface acoustic wave-spin wave coupling and magneto-acoustic nonreciprocal devices (in Chinese). Acta Phys Sin, 2024, 73: 158501 [黄铭贤, 胡文彬, 白飞明. 声表面波-自旋波耦合及磁声非互易性器件. 物理学报, 2024, 73: 158501]

82 Weiler M, Huebl H, Goerg F S, et al. Spin pumping with coherent elastic waves. Phys Rev Lett, 2012, 108: 176601

83 Kobayashi D, Yoshikawa T, Matsuo M, et al. Spin current generation using a surface acoustic wave generated via spin-rotation coupling. Phys Rev Lett, 2017, 119: 077202

84 Kawada T, Kawaguchi M, Funato T, et al. Acoustic spin Hall effect in strong spin-orbit metals. Sci Adv, 2021, 7: eabd9697

85 Taniguchi M, Haku S, Lee H W, et al. Acoustic generation of orbital currents. Nat Commun, 2025, 16: 8038

86 Cao Y, Ding H, Zuo Y, et al. Acoustic spin rotation in heavy-metal-ferromagnet bilayers. Nat Commun, 2024, 15: 1013

87 Cao Y, Li T, Lei N, et al. Inverse acoustic spin Hall effect in heavy metal-ferromagnet bilayers. Phys Rev Lett, 2025, 135: 246705

88 Hayashi H, Jo D, Go D, et al. Observation of long-range orbital transport and giant orbital torque. Commun Phys, 2023, 6: 32

89 Gao T, Rüßmann P, Wang Q, et al. Control of dynamic orbital response in ferromagnets via crystal symmetry. Nat Phys, 2024, 20: 1896–1903

90 Guo Y, Zhang Y, Lv W, et al. Large damping-like torque and efficient current-induced magnetization reversal in Ti/Tb-Co/Cr structures. Appl Phys Lett, 2023, 123: 022408

91 Ding S, Kang M G, Legrand W, et al. Orbital torque in rare-earth transition-metal ferrimagnets. Phys Rev Lett, 2024, 132: 236702

92 Ding S, Ross A, Go D, et al. Harnessing orbital-to-spin conversion of interfacial orbital currents for efficient spin-orbit torques. Phys Rev Lett, 2020, 125: 177201

93 Lee S, Kang M G, Go D, et al. Efficient conversion of orbital Hall current to spin current for spin-orbit torque switching. Commun Phys, 2021, 4: 234

94 Kim J, Go D, Tsai H, et al. Nontrivial torque generation by orbital angular momentum injection in ferromagnetic-metal/Cu/Al_2O_3 trilayers. Phys Rev B, 2021, 103: L020407

95 Fukunaga R, Haku S, Gao T, et al. Impact of crystallinity on orbital torque generation in ferromagnets. Phys Rev B, 2024, 109: 144412

96 Wang M, Cai W, Zhu D, et al. Field-free switching of a perpendicular magnetic tunnel junction through the interplay of spin-orbit and spin-transfer torques. Nat Electron, 2018, 1: 582–588

97 Cui B, Chen A, Zhang X, et al. Low-power and field-free perpendicular magnetic memory driven by topological insulators. Adv Mater, 2023, 35: 2302350

98 Avci C O, Garello K, Ghosh A, et al. Unidirectional spin Hall magnetoresistance in ferromagnet/normal metal bilayers. Nat Phys, 2015, 11: 570–575

99 Zhang Q, Tao K, Jia C, et al. Large unidirectional spin Hall magnetoresistance in FeNi/Pt/Bi_2Se_3 trilayers by Pt interfacial engineering. Nat Commun, 2024, 15: 9450

100 Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory. Science, 2008, 320: 190–194

101 Yamaguchi A, Ono T, Nasu S, et al. Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires. Phys Rev Lett, 2004, 92: 077205

102 Kim K J, Hiramatsu R, Koyama T, et al. Two-barrier stability that allows low-power operation in current-induced domain-wall motion. Nat Commun, 2013, 4: 2011

103 Yun J, Li D, Cui B, et al. Spin-orbit torque induced magnetization switching in Pt/Co/Ta structures with perpendicular magnetic anisotropy. J Phys D-Appl Phys, 2017, 50: 395001

104 Li D, Cui B, Yun J, et al. Current-induced domain wall motion and tilting in perpendicularly magnetized racetracks. Nanoscale Res Lett, 2018, 13: 238

105 Jiang W, Upadhyaya P, Zhang W, et al. Blowing magnetic skyrmion bubbles. Science, 2015, 349: 283–286

106 Yu G, Upadhyaya P, Shao Q, et al. Room-temperature skyrmion shift device for memory application. Nano Lett, 2017, 17: 261–268

107 Büttner F, Lemesh I, Schneider M, et al. Field-free deterministic ultrafast creation of magnetic skyrmions by spin-orbit torques. Nat Nanotech, 2017, 12: 1040–1044

108 Yang S, Shen L, Zhao Y, et al. Generation of skyrmions by combining thermal and spin-orbit torque: Breaking half skyrmions into skyrmions. Nanoscale, 2024, 16: 7068–7075

109 Woo S, Litzius K, Krüger B, et al. Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets. Nat Mater, 2016, 15: 501–506

110 Quessab Y, Xu J W, Cogulu E, et al. Zero-field nucleation and fast motion of skyrmions induced by nanosecond current pulses in a ferrimagnetic thin film. Nano Lett, 2022, 22: 6091–6097

111 Pham V T, Sisodia N, Di Manici I, et al. Fast current-induced skyrmion motion in synthetic antiferromagnets. Science, 2024, 384: 307–312

112 Wu Y, Xu Y, Luo Z, et al. Charge-spin interconversion and its applications in magnetic sensing. J Appl Phys, 2021, 129: 060902

113 Xu Y, Yang Y, Zhang M, et al. Ultrathin all-in-one spin Hall magnetic sensor with built-in AC excitation enabled by spin current. Adv Mater Technologies, 2018, 3: 1800073

114 Li R, Zhang S, Luo S, et al. A spin-orbit torque device for sensing three-dimensional magnetic fields. Nat Electron, 2021, 4: 179–184

115 Wan C, Zhang X, Yuan Z, et al. Programmable spin logic based on spin Hall effect in a single device. Adv Elect Mater, 2017, 3: 1600282

116 Zhang X, Wan C H, Yuan Z H, et al. Experimental demonstration of programmable multi-functional spin logic cell based on spin Hall effect. J Magn Magn Mater, 2017, 428: 401–405

117 Xu H, Cui Q, Yun J, et al. Full electrical manipulation of perpendicular magnetization in [111]-orientated Pt/Co heterostructure enabled by anisotropic epitaxial strain. Nano Lett, 2025, 25: 6670–6678

118 Zhang B, Zhang Y, Luo K, et al. Implementation of logic function and memristive behavior in synthetic antiferromagnet with strong immunity to perpendicular magnetic field interference. Physica Rapid Res Ltrs, 2025, 19: 2400166

119 Yun J, Bai Q, Yan Z, et al. Tailoring multilevel-stable remanence states in exchange-biased system through spin-orbit torque. Adv Funct Mater, 2020, 30: 1909092

120 Guo X, Zeng J, Yun J, et al. Topological insulators boost ultralow-power neuromorphic spintronics: Advancing handwritten digit recognition with high SOT efficiency. ACS Appl Mater Interfaces, 2025, 17: 35921–35927

121 Jin T, Zhang B, Tan F, et al. Granular magnetization switching in Pt/Co/Ti structure with HfO_x insertion for in-memory computing applications. Nano Lett, 2024, 24: 5521–5528

122 Jin T, Zhang B, Wu D, et al. Spin-orbit-torque-driven two-terminal giant magnetoresistance memristive devices for in-memory computing. ACS Appl Mater Interfaces, 2025, 17: 36203–36211

Current-induced torque effects in magnetic heterostructures: Measurement, modulation, and applications

CAO JiangWei[1,2*], XI Li[1,2], YANG DeZheng[1,2] & ZHANG SenFu[1,2]

[1]*School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*
[2]*Key Laboratory for Magnetism and Magnetic Materials of Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*
**Corresponding author (e-mail: caojw@lzu.edu.cn)*

Current-induced torque effects in magnetic heterostructures allow for rapid and efficient electrical manipulation of magnetic moments, laying the physical foundation for the development of novel information storage, sensing, and computing logic devices. This review centers on the measurement, modulation, and applications of these effects. It begins with a detailed elaboration of their physical origins in magnetic heterostructures, followed by a highlight of key advanced characterization techniques, including hysteresis loop shift, the second harmonic method, and spin-torque ferromagnetic resonance. Subsequently, the modulation strategies based on material selection, interface engineering, device structure design, and multi-physical field coupling are systematically reviewed. In addition, the potential applications in magnetic memory, sensors, logic devices, and artificial neural networks are demonstrated. The review concludes with an outlook on promising research directions.

current induced torque, spin orbital torque, magnetic heterostructures

PACS: 75.70.-i, 85.75.-d, 72.25.-b

doi: 10.1360/SSPMA-2025-0567