

特约专栏

零场下自旋轨道矩驱动垂直磁矩翻转

吴闯文^{1,2}, 崔宝山^{2,3}, 朱增泰^{2,3}, 张广宇^{2,3},
于国强^{2,3}, 梁世恒¹, 王浩¹

(1. 湖北大学物理与电子科学学院, 湖北 武汉 430062)

(2. 松山湖材料实验室, 广东 东莞 523808)

(3. 中国科学院物理研究所, 北京 100190)

摘要: 基于自旋轨道矩效应的全电学驱动磁矩翻转具有写入速度快、耐久性强、使用寿命长、功耗低等优势, 在新型自旋电子存储器和逻辑器件中展现出巨大的应用潜力, 从而引起了广泛关注。对于传统自旋轨道矩驱动的垂直磁矩翻转, 通常需要在平面内施加外部辅助磁场才能得以实现, 这不仅增加了额外的功耗, 而且使设计电路更加复杂, 因此实现零场下自旋轨道矩驱动垂直磁矩翻转就显得尤为重要。涵盖了近年来通过自旋轨道矩实现零场下磁矩翻转的相关进展, 其中实现零场磁矩翻转的关键机制主要包括磁性层结构对称性破缺、面内的交换偏置场、电场调控面内的各向异性、亚铁磁中梯度各向异性以及梯度饱和磁化强度等。

关键词: 自旋轨道矩; 垂直磁各向异性; 自旋逻辑器件; 低功耗; 零场磁矩翻转

中图分类号: O47 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2021)12-0972-10

Field-Free Perpendicular Magnetization Switching Driven by Spin-Orbit Torque

WU Chuangwen^{1,2}, CUI Baoshan^{2,3}, ZHU Zengtai^{2,3}, ZHANG Guangyu^{2,3},
YU Guoqiang^{2,3}, LIANG Shiheng¹, WANG Hao¹

(1. School of Physics and Electronic Science, Hubei University, Wuhan 430062, China)

(2. Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China)

(3. Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Spin-orbit torque (SOT)-based all-electric driven magnetization switching with fast writing speed, high endurance, long service life and low-power consumption has attracted much attention for the potential application in next-generation spintronic memories and logic devices. For conventional SOT-driven perpendicular magnetization switching, an external in-plane magnetic field is inevitable to break the symmetry, which is the main obstacle for practical applications due to its requirement of more power consumption and additional complex design circuits. Thus, the realization of field-free perpendicular magnetization switching by SOT is eagerly desired. Here, we reviewed the recent advances in field-free SOT-driven magnetization switching. The correlated mechanisms include

symmetry breaking of the magnetic layer structure, in-plane exchange bias field, modulation of the in-plane anisotropy by electric field regulation, gradient anisotropy in ferrimagnets, and gradient saturation magnetization intensity, etc.

Key words: spin-orbit torque; perpendicular magnetic anisotropy; spintronic logic devices; low power consumption; field-free magnetization switching

收稿日期: 2021-11-06

基金项目: 广东省基础与应用基础研究基金项目(2020A151510553); 科技部国家重点研发计划项目(2021YFB3601300); 北京市自然科学基金项目(Z190009); 国家自然科学基金项目(11874409, 11904088, 11904056, 52088101); 中国博士后科学基金项目(2020M670499)

第一作者: 吴闯文, 男, 1996年生, 博士研究生

通讯作者: 于国强, 男, 1983年生, 研究员, 博士生导师

Email: guoqiangyu@iphy.ac.cn

王浩, 男, 1967年生, 教授, 博士生导师

Email: nanoguy@126.com

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202111030

1 前言

自旋电子学作为一门新兴的学科, 将电子电荷与自旋两种属性紧密地联系在了一起, 其相关应用更是备受

关注, 如磁读头、磁随机存取存储器 (magnetic random access memory, MRAM)、自旋纳米振荡器和自旋逻辑器件等。20 世纪末, 巨磁电阻 (giant magnetoresistance, GMR) 效应和隧穿磁电阻 (tunneling magnetoresistance, TMR) 效应的发现加强了人们对自旋电子学领域重要性的认同, 促进了数据存储技术的大力发展^[1-3]。1996 年, 自旋转移矩 (spin transfer torque, STT) 效应被首次提出, 并在不久之后于巨磁电阻器件中得到验证, 证明了自旋极化电流可将角动量转移到局域磁矩上, 从而实现磁矩有效磁化翻转^[4, 5]。此后, 基于自旋转移矩效应的磁随机存取存储器 (STT-MRAM) 应运而生^[6]。在此期间, 形成了以磁随机存取存储器为核心结构的、具有面内磁各向异性 (in-plane magnetic anisotropy, IMA) 的磁隧道结 (magnetic tunnel junctions, MTJs)。为了进一步提高器件的存储密度, 科学家们又开发了以具有垂直磁各向异性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA) 的磁隧道结为核心的磁随机存取存储器, 即 p-STT-MRAM^[7-9], 如图 1a 所示。然而, p-STT-MRAM 在数据的读写过程中

共用了同一路径, 严重影响了 p-STT-MRAM 的使用寿命。此外, 由于电流与自旋极化电流的转化效率较低, 导致磁矩翻转所需的电流密度较大, 从而使基于 p-STT-MRAM 的器件的功耗较高^[10]。为了解决上述问题, 科学家们又提出了基于自旋轨道矩 (spin-orbit torque, SOT) 的 SOT-MRAM, 如图 1b 所示^[11]。SOT-MRAM 的写入端是一层具有强自旋轨道耦合 (spin-orbit coupling, SOC) 的重金属层, 其较强的自旋轨道耦合作用可以将电流转换为自旋流并注入到磁隧道结的自由层, 自旋流与磁矩相互作用发生角动量的转移, 并以力矩的形式表现出来, 该力矩被称为 SOT^[12-14]。当 SOT 足够强时, 就可以实现磁矩的 180° 翻转, 从而实现信息的写入。相比于 STT-MRAM 的两端式读写结构, SOT-MRAM 采用的是三端式读写结构, 其写入路径和读取路径相互独立, 大大提高了器件的稳定性^[15]。此外, 还可以分别对写入路径和读取路径进行单独优化, 从而实现体积更小、速度更快、密度更高、功耗更低、稳定性更高的数据存储^[14-16]。

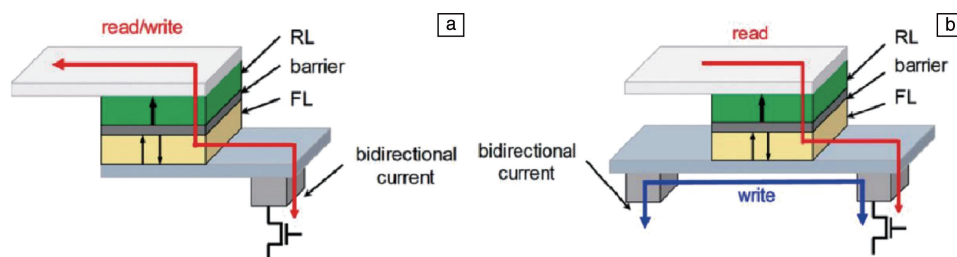


图 1 基于自旋转移矩效应(a)和自旋轨道矩效应(b)的磁随机存取存储器器件示意图^[11]

Fig. 1 Schematic diagram of magnetic random access memory based on spin transfer torque effect (a) and spin-orbit torque effect (b)^[11]

2 自旋轨道矩的产生原理

提到 SOT, 就不得不提与其相关的两种物理机制, 即自旋霍尔效应 (spin Hall effect, SHE) 和界面 Rashba-Edelstein 效应^[17, 18]。这 2 个效应是在具有强自旋轨道耦合材料或材料界面产生自旋积累, 然后自旋流扩散到铁磁材料 (ferromagnetic material, FM) 层中将自旋角动量转移到铁磁材料的磁矩上, 并对磁矩施加一个自旋力矩的作用。

2.1 自旋霍尔效应

SHE 是基于自旋轨道耦合效应产生的一个体效应, 可描述为非极化的电荷流转化为自旋流的过程, 表示为:

$$\mathbf{J}_s = \theta_{\text{SH}} (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{J}_c) \quad (1.1)$$

其中, \mathbf{J}_s 表示自旋流, \mathbf{J}_c 表示电荷流, $\boldsymbol{\sigma}$ 表示电子自旋的极化方向, θ_{SH} 表示自旋霍尔角 (spin Hall angle, SHA) 的大小^[19, 20]。通常 $\theta_{\text{SH}} = \mathbf{J}_s / \mathbf{J}_c$, 该参数代表了自旋流-电荷流的转换效率。当在具有强自旋轨道耦合的材料中通入沿 x 轴正方向的电流时, 由于强自旋轨道耦

合作用, 对于 $\theta_{\text{SH}} > 0$ 的材料, $\boldsymbol{\sigma}$ 在 y 轴正方向的电子会沿着 z 轴正方向移动; 而对于 $\theta_{\text{SH}} < 0$ 的材料, $\boldsymbol{\sigma}$ 在 y 轴负方向的电子会沿着 z 轴正方向移动, 均形成自旋极化的电流 \mathbf{J}_s , 如图 2a 所示。

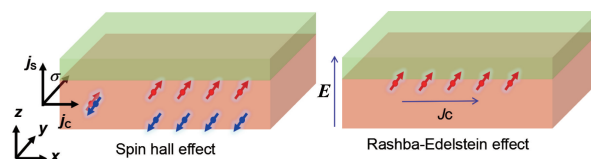


图 2 自旋霍尔效应(a)和界面 Rashba-Edelstein 效应(b)示意图

Fig. 2 Schematic diagram of spin Hall effect (a) and interfacial Rashba-Edelstein effect (b)

2.2 Rashba-Edelstein 效应

实现电流-自旋流转换的另一个物理机制是 Rashba-Edelstein 效应。与 SHE 不同的是, Rashba-Edelstein 效应是界面电流诱导的自旋积累的过程, 该效应来自于界面结构的反演对称性破缺。如图 2b 所示, 在具有强自旋轨

道耦合的非磁性材料 (nonmagnetic material, NM) 层和磁性材料层的界面处产生一个垂直于薄膜表面的内部电场 (E), 具有动量 (P) 的传导电子在电场的作用下会向着界面移动, 并与 $E \times P$ 方向的有效磁场相互作用, 最终在界面处使电子极化并且产生自旋积累。在自旋极化和电子动量之间存在一个固定的关系, 被称为自旋-动量锁定。最早的 Rashba-Edelstein 效应是在反演对称性破缺的半导体和二维电子气中提出来的, 随后逐渐扩展到 NM/FM 异质结中。在具有 Rashba 耦合的磁性异质结中, Rashba 效应诱导产生的自旋电流也可以用于磁化翻转。

3 自旋轨道矩驱动垂直磁矩翻转和定量分析

基于 SOT 的磁矩翻转在超低功耗存储器和逻辑器件中具有广阔的应用前景。通过 SHE 可以产生足够强的 SOT, 从而有效地翻转垂直磁矩, 与基于传统的自旋转移矩的磁矩翻转相比, 基于 SOT 的磁矩翻转可以提高内

存和逻辑器件的可靠性, 并且 SOT 也可用于重金属/铁磁体双层膜中磁畴壁的动力学调控。

3.1 自旋轨道矩驱动垂直磁矩翻转

2011 年, Miron 等^[12]首次在具有垂直磁各向异性的非对称结构 Pt/Co/ AlO_x 中发现了电流驱动的磁矩翻转, 并观察到由此导致的畴壁移动效应。2012 年, Liu 等^[13]在研究垂直磁各向异性的 Ta/CoFeB/MgO 多层膜时 (图 3a), 利用面内磁场的辅助实现了 SOT 诱导的磁矩翻转 (图 3b)。这是因为电流通过具有较强的自旋轨道耦合的重金属 Ta 层时, SHE 将电荷流转换为自旋流并注入到毗邻的铁磁层中, 并发生角动量的转移, 从而驱动磁矩翻转。另外, 如图 3c 所示, 他们设计了一个相关的三端式磁隧道结器件, 实现了磁电阻的读取 (图 3d)。这一发现不仅促进了新一代磁隧道结器件的发展, 也大大激起了科研工作者研究 SHE 及其诱导的垂直磁化翻转的兴趣。

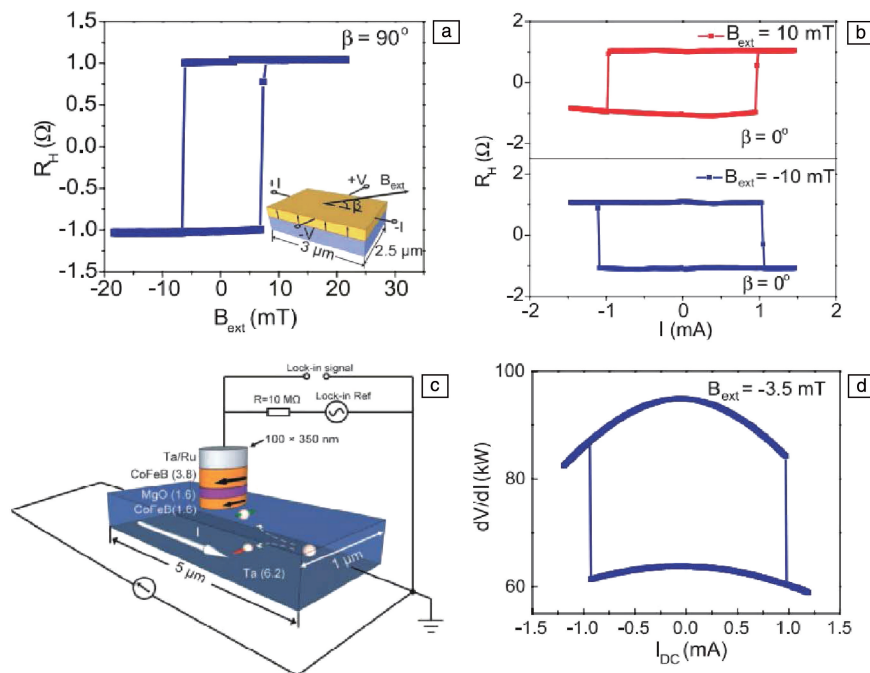


图 3 Ta/CoFeB/MgO 异质结的反常霍尔曲线 (a), 在不同面内场辅助下的电流驱动的磁矩翻转 (b); 三端式基于自旋轨道矩的磁隧道结器件的原理图与测试电路 (c), 三端式磁隧道结器件的隧穿磁电阻效应随电流的变化关系 (d)^[13]

Fig. 3 The anomalous Hall loop of Ta/CoFeB/MgO heterostructure (a), external in-plane magnetic fields assisted current-driven magnetization switching (b); schematic of three-terminal magnetic tunnel junctions device and its measurement configuration (c), the relationship between the tunneling magnetoresistance effect of the three-terminal magnetic tunnel junctions device and the direct current (d)^[13]

3.2 自旋轨道矩定量分析

2013 年, Garello 等^[21]分析了 $\text{AlO}_x/\text{Co}/\text{Pt}$ 异质结中的自旋轨道耦合的方向与各分量的大小。如图 4 所示, 在具有强自旋轨道耦合作用的重金属 Pt 中通入面内电流时, 会诱导产生与电流方向平行和垂直的自旋积累: $\delta m^{\parallel} \approx (z \times j) \times m$ 和 $\delta m^{\perp} \approx (z \times j)$, 其中 j 和 m 分别表示电

流密度和磁化强度矢量。由于 s 电子和 d 电子的交换作用, 两个方向的自旋积累会产生两个有效场: 类阻尼 (damping-like) 有效场 ($B^{\parallel} \approx \delta m^{\parallel}$, 如图 4 所示的蓝色箭头) 和类场 (field-like) 有效场 ($B^{\perp} \approx \delta m^{\perp}$, 如图 4 所示的红色箭头); 或者可以表示成相应的 SOT 分量: 类场力矩 (field-like torque, $T^{\parallel} \approx m \times \delta m^{\parallel}$, 如图 4 所示的蓝色箭头)

和类阻尼力矩 (damping-like torque, $T^\perp \approx m \times \delta m^\perp$, 如图 4 所示的红色箭头)。当铁磁层的磁矩方向沿不同方向时, SOT 的分量可按上述方法判断。

4 零场自旋轨道矩翻转

SOT 驱动垂直磁矩翻转通常需要在平行于电流的方向上施加一个面内辅助磁场来打破垂直体系的对称性。对于实际应用而言, 这不仅增加了额外的功耗, 还使得设计电路更加复杂, 显然不利于 SOT 的实际应用。因此,

实现零场下 SOT 驱动垂直磁矩翻转显得至关重要。

4.1 结构对称性破缺

2014 年, Yu 等^[22]制备了具有横向不对称结构的 Ta/CoFeB/TaO_x (楔形) 异质结, 如图 5a 所示, 在无辅助磁场的情况下实现了 SOT 驱动的磁矩翻转。图 5b 是通过微纳加工技术制备的霍尔耙 (Hall bar) 结构示意图, 以及反常霍尔电阻测量时的电路结构。在这种具有不对称性的结构中施加面内电流时, 就会产生一个垂直于膜面的有效磁场 (H_z^{FL}), 当 H_z^{FL} 足够大时, 就可以实现无任何外场

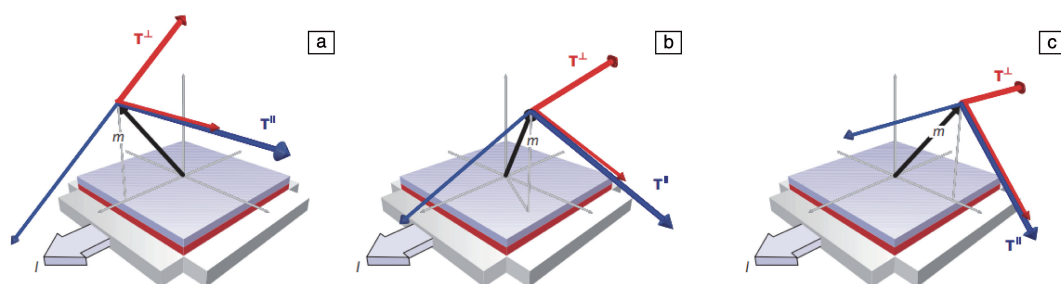


图 4 在电流的作用下, AlO_x/Co/Pt 中不同方向的磁矩对应的自旋轨道矩^[21]

Fig. 4 Current-induced spin-orbit torques with the magnetic moments in different directions in the AlO_x/Co/Pt^[21]

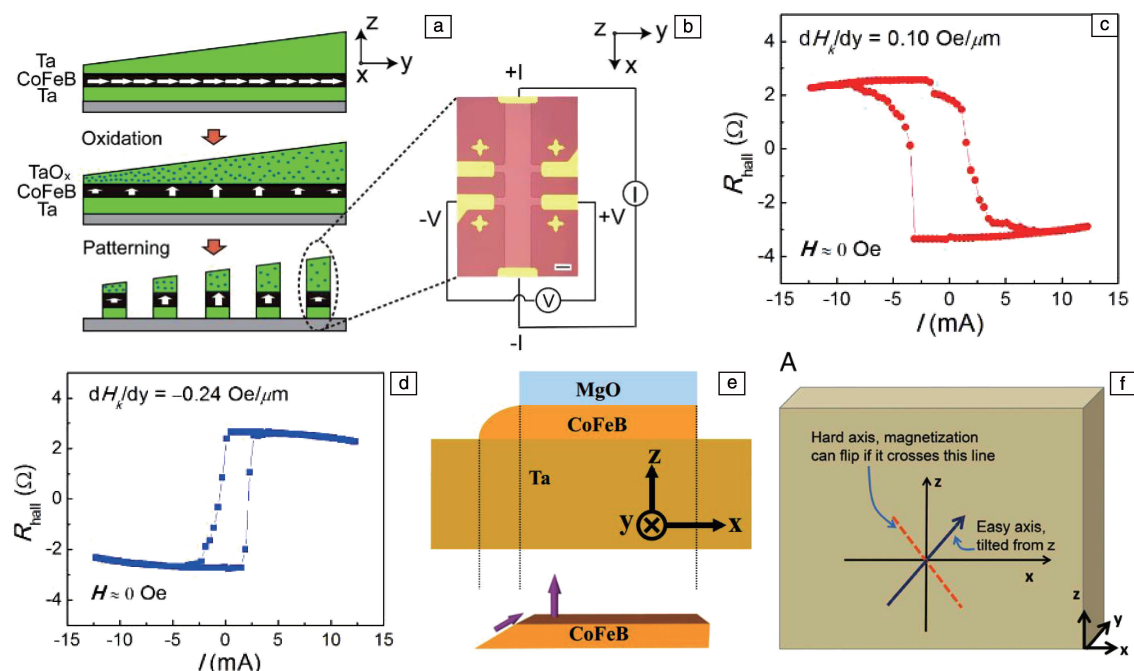


图 5 Ta/CoFeB/TaO_x (楔形) 的结构示意图 (a) 和 Ta/CoFeB/TaO_x (楔形) 霍尔耙器件示意图 (b); 在零场下, 电流驱动磁矩翻转: 氧化前 Ta 的厚度为 1.67 nm (c) 和 1.94 nm (d)^[22]; 具有磁各向异性的楔形 CoFeB 纳米结构 (e); 由于楔形结构, CoFeB 层的易轴方向相对于 z 轴略微倾斜 (f)^[23]

Fig. 5 Schematic diagram of Ta/CoFeB/TaO_x (wedge) structure (a) and Ta/CoFeB/TaO_x (wedge) Hall bar device (b); field-free SOT switching loops of perpendicular magnetization: the thickness of Ta before oxidation is 1.67 nm (c) and 1.94 nm (d)^[22]; the patterned wedge-shaped CoFeB nanomagnet structure magnetic anisotropy (e); due to the wedge-shaped structure, the directions of the easy axis of the CoFeB layer are slightly inclined with respect to the z-axis (f)^[23]

辅助的垂直磁矩翻转。该结构不仅可以实现零场下的磁矩翻转,还可以通过改变垂直磁各向异性的梯度来改变电流翻转的极性,从而实现确定性翻转,如图 5c 和 5d 所示。2015 年,You 等^[23]利用铁磁层边缘倾斜的结构,使具有垂直磁各向异性的铁磁层 CoFeB 在该边缘倾斜的区域的易轴偏离 z 轴,进而打破对称性,实现零场下的磁矩翻转,如图 5e 和 5f 所示。2018 年,Chen 等^[24]使用具有较弱的自旋轨道耦合作用的 4d 过渡金属 Mo 作为自旋源层,在 Mo(楔形)/CoFeB/MgO 结构中实现零场下电流诱导的磁矩翻转。2019 年,Cui 等^[25]在 Ta/MgO(楔形)/CoFeB/MgO 结构中不仅实现了零场翻转,还证明楔形结构中的 SOT 驱动铁磁层磁矩翻转的效率是由界面的 Rashba 效应产生的垂直于膜面的有效场决定的,而界面的 Rashba 效应是通过楔形 MgO 层的含氧量来决定的。以上成果对于 SOT 的实际应用具有重要的价值。

二维材料由于具有强自旋轨道耦合和电导率可调等优点,近年来受到了科研工作者的广泛关注。2016 年,MacNeill 等^[26]采用自旋力矩铁磁共振 (spin-torque ferromagnetic resonance, ST-FMR) 技术研究了 WTe_2/Py 异质结中的 SOT,不仅发现了传统的 SOT 的 field-like 力矩和 damping-like 力矩,还发现了非传统面外的 SOT。由于传统的 SOT 的 field-like 力矩和 damping-like 力矩都位于面内,因此传统的 SOT 只能将磁矩翻转到面内方向。而非传统的面外的 SOT 能够在无外加辅助场下翻转垂直方向的磁矩。因此,非传统面外 SOT 的发现提供了一种有效操纵垂直磁各向异性磁器件的新策略。Liang 等^[27]在 MoTe_2/Py 异质结中没有发现非传统的面外的 SOT,揭示了面外 SOT 起源的复杂性,但是他们发现 Py 层的磁化方向与 MoTe_2 的自旋极化方向相同,因此得出结论,该结构能够在室温、没有外部磁场下进行 SOT 驱动 Py 层的磁矩翻转。他们进一步发现该体系的临界翻转电流密度比传统 SOT 诱导的低一个数量级,并且该体系的 SOT 的效率约为 0.35,比传统重金属体系 Pt 和 Ta 的都要大很多。这些发现为二维材料应用于 SOT 诱导磁矩翻转提供了广阔的前景。

4.2 交换偏置场和层间耦合作用

2014 年,Chen 等^[28]通过第一性原理计算的方法在具有非共线结构的反铁磁 Mn_3Ir 中发现了较大的反常霍尔电导,这意味着 Mn_3Ir 具有一定的自旋轨道耦合。随后,Zhang 等^[29]首次在实验中测量了具有反铁磁性的 FeMn、IrMn 和 PtMn 的自旋霍尔角。而对于反铁磁材料来说,它能够对其相邻的磁性层产生交换偏置效应,这相当于在体系中引入了一个有效磁场,而通过适当的磁场退火处理,可以使反铁磁的交换偏置场产生特定取向,

因此可以用来代替外加辅助场打破样品的对称性,实现零场下 SOT 驱动的磁矩翻转。Brink 等^[30]设计了一个具有垂直磁各向异性的铁磁层与反铁磁材料的双层膜结构,通过反铁磁层引入的交换偏置场来代替面内辅助场,使该结构实现了零场下基于 SOT 的磁矩翻转。如图 6a 和 6b 所示,他们采用具有垂直磁各向异性的 Ta/Pt/Co/Pt/IrMn/TaO_x 材料的材料体系,利用磁场退火的方法,使反铁磁 IrMn 中的交换偏置场沿着面内方向,该实验证明了单纯利用电流引起的 SOT 来驱动磁矩翻转的可行性。与此同时,Oh 等^[31]在 IrMn/CoFeB 结构中证明了反铁磁层 IrMn 不仅能够提供平面内交换偏置,使铁磁层 CoFeB 的垂直磁矩有面内的分量,而且还能产生自旋流,对铁磁层 CoFeB 的磁矩施加力矩的作用,实现无辅助场下的垂直磁矩翻转(图 6c)。在 $\text{PtMn}/[\text{Co/Ni}]_n$ 双层体系中,Fukami 等^[32]发现反铁磁层 PtMn 不仅能够提供交换偏置场,还表现出与重金属 Pt 和 Ta 相近的自旋霍尔角。在这两种效应的共同作用下,使得该双层膜体系可在零场下 SOT 驱动磁矩翻转。Chen 等^[33]设计了 CoFeB/Gd/CoFeB 的异质结,通过 CoFeB 层与 Gd 层的反铁磁耦合,得到了饱和磁化强度 ($M_s = (370 \pm 20) \text{ emu/cc}$) 较小的体系,并且在使用反铁磁材料 PtMn 作为自旋源层时,该体系在无外磁场辅助的作用下能够实现 SOT 驱动的磁矩翻转,其临界翻转电流密度为 $9.6 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ 。最近,Chen 等^[34]证明了共线反铁磁 Mn_2Au 能够产生反铁磁自旋霍尔效应 (antiferromagnetism spin Hall effect, AFM-SHE),得到了非传统的面外的自旋极化。平面外的自旋极化很大程度上取决于 Mn_2Au 的自旋构型,因而通过调控共线反铁磁 Mn_2Au 的自旋构型,即可实现零场下 SOT 驱动垂直磁矩翻转。

除了通过反铁磁材料和铁磁材料之间的直接接触引入交换偏置场外,还可以利用两个铁磁层之间的层间耦合来引入交换偏置场。用间隔层,例如 Ru 和 Ta,分离具有垂直磁矩的铁磁层和面内磁矩的铁磁层,层间交换耦合效应可以为垂直磁化层提供面内层间耦合场,从而实现零场下 SOT 驱动的磁化翻转^[35]。2016 年,Lau 等^[36]提出一个如图 6d 所示的结构,该结构具有两层铁磁 CoFe 层,其中顶层 CoFe 层具有面内磁各向异性,底层 CoFe 层具有垂直磁各向异性。具有垂直磁各向异性的 CoFe 层与通过 SHE 提供自旋电流的底层 Pt 层相邻,而具有面内磁各向异性的 CoFe 层中的磁矩被 IrMn 层提供的交换偏置场固定在面内方向。两 CoFe 层之间的 Ru 层促进了层间耦合作用,且具有面内磁各向异性的 CoFe 层通过 Ru 层在具有垂直磁各向异性的 CoFe 层上施加面内的有效场,从而使该层具有零场下 SOT 驱动磁化翻转的能力。随后,2019 年,Kong 等^[37]设计了一种新型 T 型结构的 MgO/

CoFeB/Ta/CoFeB/MgO 的异质结, 具有面内磁各向异性的 CoFeB 和具有垂直磁各向异性的 CoFeB 通过 Ta 耦合在一起, 具有面内磁各向异性的 CoFeB 通过 Ta 层的层间耦合作用于具有垂直磁各向异性的 CoFeB 层, 使其易轴方向偏离垂直方向, 从而实现零场翻转。Ma 等^[38]在具有 T 型结构的磁性 3 层膜异质结中, 发现面内磁各向异性的铁磁层可以通过 SOT 对具有垂直磁各向异性的铁磁层产

生 z 轴方向的有效场, 且该有效场的方向与面内磁各向异性的铁磁层的磁矩方向相关, 因此得到该体系零场翻转的极性与面内磁各向异性的铁磁层的磁矩相关, 根据不同的面内场的退场方向, 可以得到不同的零场翻转极性。2021 年, Xie 等^[39]通过在垂直方向上设置 PtCo 的成分梯度(图 7), 使具有垂直磁各向异性的磁性层 PtCo 在垂直方向上具有梯度 Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用, 从

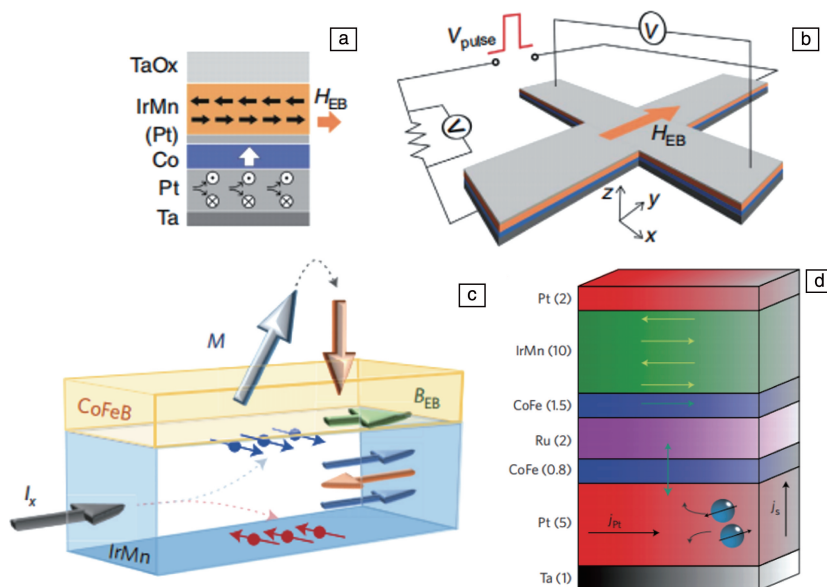


图 6 Ta/Pt/Co/Pt/IrMn/TaO_x 材料结构示意图 (a), Ta/Pt/Co/Pt/IrMn/TaO_x 材料构成器件的霍尔器件示意图 (b)^[30]; IrMn/CoFeB 结构示意图和反铁磁层 IrMn 中自旋霍尔效应的原理图 (c)^[31]; T 型结构: 底层 CoFe 层磁矩在垂直方向, 而顶层 CoFe 层磁矩在平面内, 通过 Ru 层的层间交换耦合提供有效场, 而较厚的 Pt 层为垂直 CoFe 层提供自旋电流 (d)^[36]

Fig. 6 Schematic diagram of Ta/Pt/Co/Pt/IrMn/TaO_x structure (a) and correlated Hall device (b)^[30]; schematic diagram of the IrMn/CoFeB structure and the principle diagram of the spin Hall effect produced by the antiferromagnetic layer IrMn (c)^[31]; T-type structure: the bottom CoFe layer has perpendicular magnetic anisotropy, while the top CoFe layer has in-plane magnetic anisotropy, the effective field is provided by the exchange coupling between the Ru layers, while the thicker Pt layer provides spin current to the perpendicular CoFe layer (d)^[36]

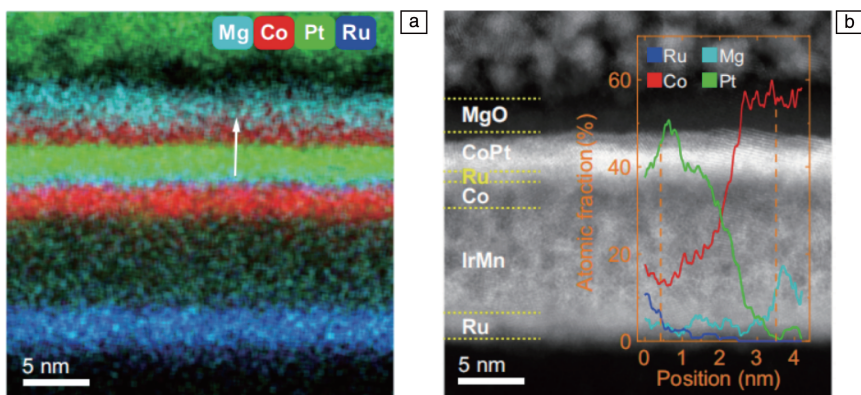


图 7 Ru/IrMn/Co/Ru/CoPt/MgO 异质结的元素映射图 (a); Ru/IrMn/Co/Ru/CoPt/MgO 异质结的高角环形暗场像, 插图显示了图 7a 中用白色箭头标记的 X 射线能谱结果的线扫描 (b)^[39]

Fig. 7 Element mapping of Ru/IrMn/Co/Ru/CoPt/MgO heterostructure (a); the high angel annular dark-field imaging of the Ru/IrMn/Co/Ru/CoPt/MgO heterostructure, inset shows a line scanning of the energy dispersive spectroscopy results marked with white arrow in Fig. 7a (b)^[39]

而能够更好地实现 SOT 驱动翻转；随后通过 IrMn/Co/Ru 提供交换偏置场和反铁磁耦合，实现该体系在零场下的 SOT 驱动磁矩翻转。2021 年，Chen 等^[40]设计了完全补偿的人工合成反铁磁 (synthetic antiferromagnetism, SAF) 的楔形结构，当磁畴壁的能量项与 DM 界面的相互作用的能量项接近时，畴壁会出现 Bloch 型和 Néel 型两种结构。对于 Néel 型畴壁 ($\uparrow \rightarrow \downarrow$)，当通入横向电流时，畴壁会向左或者向右运动；而对于 Bloch 型畴壁 ($\uparrow \odot \downarrow$)，当通入横向电流时，畴壁不会向左或者向右运动，进而被向左或者向右运动的 Néel 型畴壁所吞噬，实现

整个区域畴壁的翻转，达到零场翻转。Wei 等^[41]在具有垂直磁各向异性的人工合成反铁磁 (PMA-SAF) 和面内磁各向异性的人工合成反铁磁 (IMA-SAF) 的多层膜中，实现了零场的 SOT 驱动垂直磁矩翻转。这项工作促进了 SOT 的零场翻转，并为 SOT-MRAM 或自旋逻辑器件的应用铺平了道路。

4.3 电场调控打破面对称性

2017 年，Cai 等^[42]在铁电衬底 PMN-PT 上生长了重金属层和铁磁层，如图 8 所示。通过在 PMN-PT 衬底上通入电压，产生的电势 E_p 在 x 方向上存在梯度，在不同

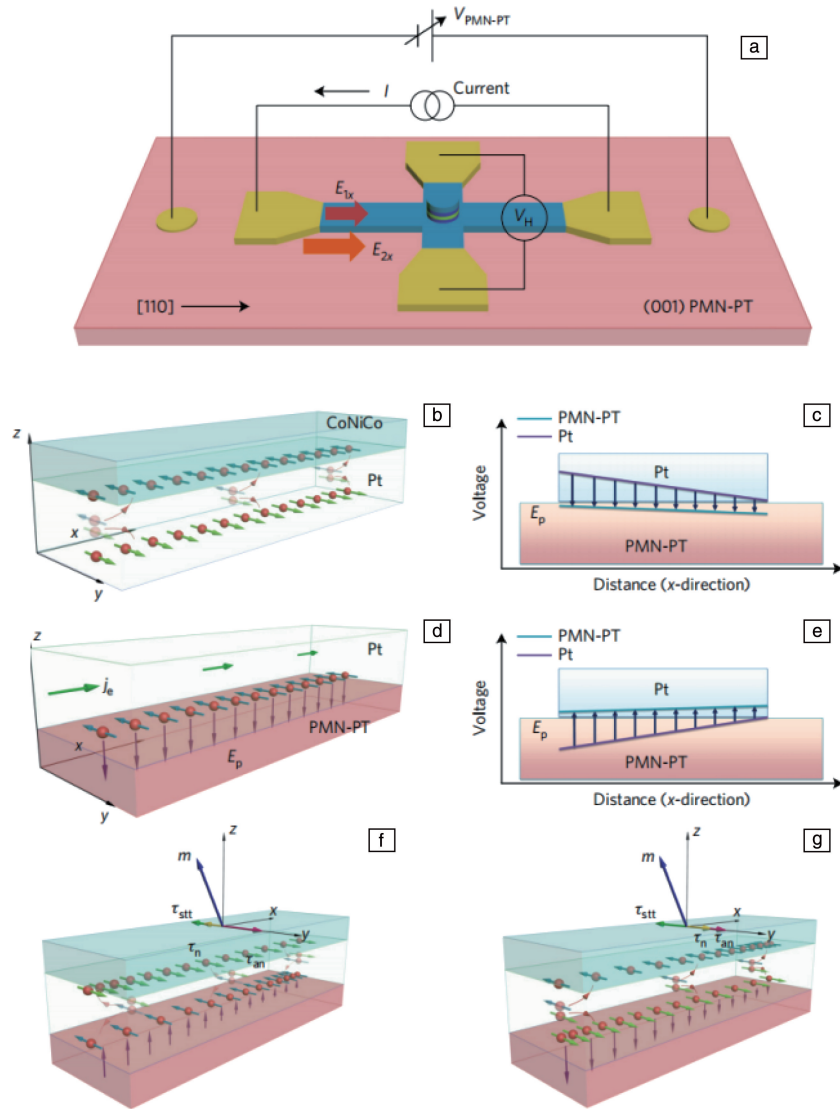


图 8 电学测量装置示意图(a)；重金属 Pt 产生自旋流示意图(b)；在 PMN-PT 上施加电压，重金属 Pt 上产生的电势 $E_p > 0$ (c) 和 $E_p < 0$ (e)；由于垂直电场的自旋轨道耦合，在 Pt/PMN-PT 界面上的自旋分布(d)；当 $E_p > 0$ (f) 和 $E_p < 0$ (g)，由于自旋霍尔效应、自旋轨道耦合以及两者的叠加导致的 CoNiCo 磁体的自旋轨道矩^[42]

Fig. 8 Schematic diagram of the electrical measurement setup (a); schematic diagram of the spin current produced by heavy metal Pt (b); voltage applied to PMN-PT, the potential $E_p > 0$ (c) and $E_p < 0$ (e) on heavy metal Pt; the spin distribution of Pt/PMN-PT interface due to spin-orbit coupling under vertical electric field (d); $E_p > 0$ (f) and $E_p < 0$ (g), the spin-orbit torque of the CoNiCo magnet due to the spin Hall effect, the spin-orbit coupling and superposition^[42]

的电势 E_p 下, 重金属与磁性层界面的自旋积累的自旋流密度不一样大, 因此铁磁层在 x 方向上存在一个面内磁各向异性的梯度, 打破了该体系对称性, 从而实现了零场下的 SOT 驱动的磁矩翻转。

4.4 插入层在零场翻转中的作用

2018 年, Ma 等^[43]设计了由两种自旋霍尔角符号相反的重金属作为自旋源层的多层膜 Pt/W/CoFeB/MgO 异质结, 如图 9a 所示, 该结构的两层重金属层 Pt 和 W 能够提供极化方向相反的自旋流。这样的结构并没有因为两种符号相反的自旋霍尔角而抵消自旋电流和相关的 SOT, 而是产生一个正比于电流密度的有效场, 该有效场的方向是垂直于膜面的, 这会导致 up-down 和 down-up 的磁畴壁沿着电流方向不对称运动, 从而能够在足够大的电流密度下实现无任何辅助场的垂直磁矩翻转(图 9b 和 9c)。如图 9d 所示, 磁光克尔显微镜磁畴成像技术揭

示了电流作用下的 up-down 和 down-up 的磁畴壁不对称运动。随后, 他们在 Pt/W/CoFeB/MgO 和 Pt/Ta/CoFeB/MgO 异质结中观察到零场下的 SOT 驱动磁矩翻转, 但是在 Ta/W/CoFeB/MgO 中并不能观察到零场翻转, 说明了在该体系中通入电流时, 只有产生一个正比于电流密度且垂直膜面的有效场, 才能实现零场翻转。接着, 他们在能够实现零场翻转的 Pt/W/CoFeB/MgO 异质结的 Pt/W 之间插入一层很薄的 Au, 发现该结构在电流作用下的 SOT 驱动的磁矩翻转需要外加辅助场。随后, 他们在 Pt/W/CoFeB/MgO 异质结消除电流产生的奥斯特场影响下, 依旧能够得到该体系的零场翻转。该结果能够很好地证明两种自旋霍尔角符号相反的重金属层作为自旋源的体系可以产生一个垂直于膜面的有效场, 当电流通过时能够实现零场翻转。

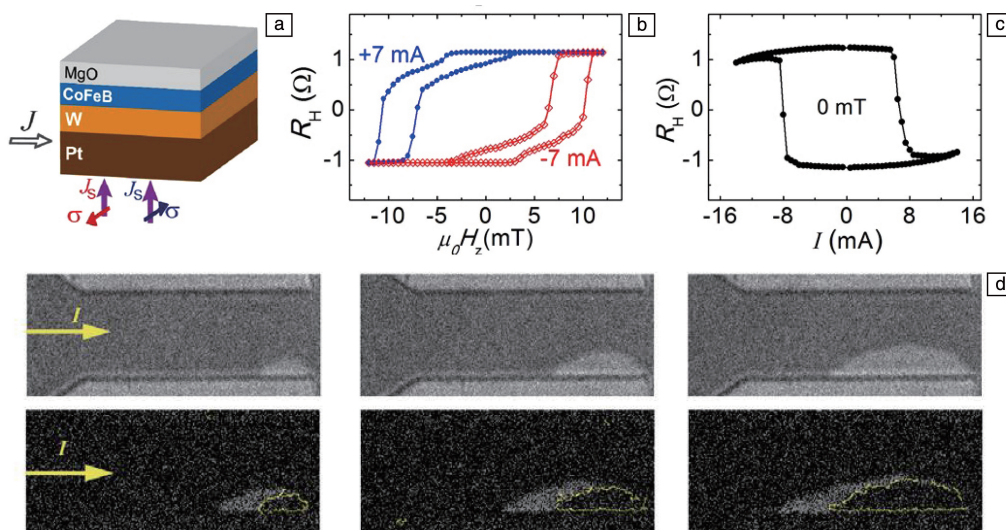


图 9 Pt/W/CoFeB/MgO 结构中, 重金属层 Pt 和 W 产生自旋竞争积累过程(a); 在 ± 7 mA 下测得的反常霍尔回路(b); 无外加磁场下, 电流驱动磁矩翻转(c); 零场下电流驱动磁矩翻转的磁光克尔显微镜照片(d)^[43]

Fig. 9 Schematic of spin competition and accumulation processes between Pt and W in the Pt/W/CoFeB/MgO structure (a); anomalous Hall loops measured at ± 7 mA (b); field-free magnetization switching loop (c); magnetic-optical Kerr microscope images of the field-free switching (d)^[43]

4.5 倾斜的易轴方向

2019 年, Liu 等^[44]在 SrTiO_3 (STO) 衬底上生长了 $\text{SrIrO}_3/\text{SrRuO}_3$ 双分子层, 如图 10a 所示, 通过控制铁磁层的易轴方向沿着面外方向倾斜(图 10b), 实现了零场翻转。随后在 2020 年, Cao 等^[45]在 Pt/Co/Pt 异质结中, 对其局部进行激光辐照处理, 辐照区域的铁磁层 Co 会向 Pt/Co/Pt 异质结的表面扩散, 因此在 Pt/Co/Pt 异质结的表面形成 Pt 的浓度梯度, 使铁磁层 Co 在辐照区域与未辐照区域产生垂直磁各向异性的梯度, 打破了平面内的对称性。当通过电流时, 会在其垂直于膜面的

方向产生一个垂直方向的有效磁场, 实现了零磁场下的垂直磁矩翻转。

4.6 亚铁磁材料中的零场翻转

2021 年, Zheng 等^[46]通过在 Al 上生长一些具有成分梯度的亚铁磁 $\text{Co}_x\text{Tb}_{1-x}$ 结构, 使该铁磁层在垂直方向存在梯度的各向异性与饱和磁矩强度, 从而打破其对称性, 实现零场的 SOT 驱动磁矩翻转。2021 年, Wu 等^[47]在亚铁磁 GdFeCo 结构中, 通过将其磁性层在垂直膜面的 z 方向以及面内的 y 方向上产生梯度的各向异性和饱和磁化强度, 从而打破其对称性, 实现零场翻转(图 11)。

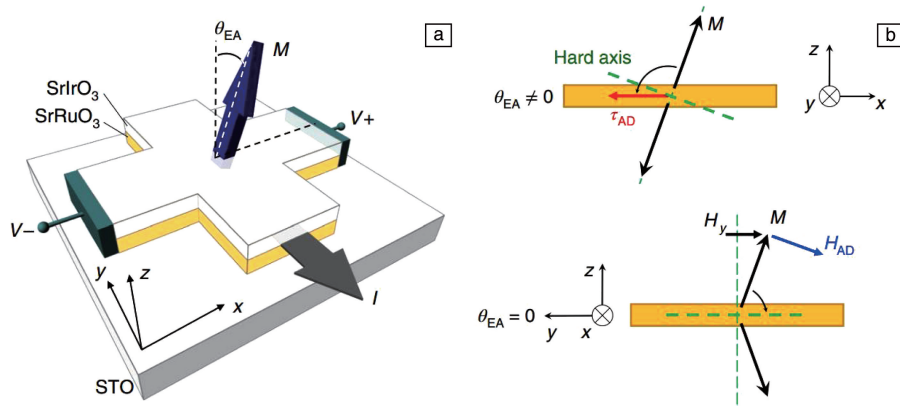


图 10 $\text{SrIrO}_3/\text{SrRuO}_3$ 双分子层中电流诱导磁矩翻转的设置示意图, 其中 EA 表示该体系的易轴方向(a); 两种 SOT 翻转行为的示意图, 上图中, 在没有任何外部磁场的情况下, 易轴($\theta_{\text{EA}} \neq 0$)偏离 z 方向, 下图中, 施加一个 y 方向的辅助场来切换 x 方向的倾斜磁化(b)^[44]

Fig. 10 Schematic diagram of the setup of the current-induced magnetization switching in the $\text{SrIrO}_3/\text{SrRuO}_3$ bilayer, in which the EA represents the easy axis direction of the system (a); schematic diagram of two SOT switching behaviors, in the above figure, in the absence of an external magnetic field, the easy axis($\theta_{\text{EA}} \neq 0$) deviates from the z direction, in the below figure, an auxiliary field in the y direction is applied to switch the tilt magnetization in the x direction (b)^[44]

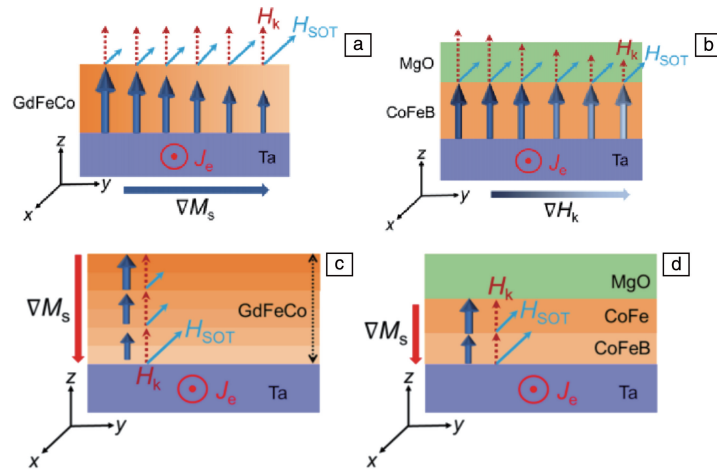


图 11 亚铁磁 GdFeCo 在面内的 y 方向上存在梯度的饱和磁化强度(a)和各向异性(b), 亚铁磁 GdFeCo 在垂直于膜面的 z 方向上存在梯度的饱和磁化强度(c)和各向异性(d)^[47]

Fig. 11 The magnetization gradient (a) and anisotropy gradient (b) in the y direction of the ferrimagnetic GdFeCo, the saturation magnetization of gradient (c) and anisotropy gradient (d) in the z direction of the ferrimagnetic GdFeCo^[47]

5 结 语

随着对自旋电子学(特别是基于自旋轨道矩的磁随机存取存储器(SOT-MRAM)的“写入”操作)的深入研究, 无外磁场辅助的 SOT-MRAM 成为了当前热门研究方向之一。本文总结了自旋轨道矩驱动磁矩翻转的部分研究进展, 重点介绍了在零场下的自旋轨道矩驱动磁矩翻转的方法包括: 通过设计破坏其结构的对称性产生一个面外方向的有效场; 具有反铁磁或者界面耦合提供交换偏置场的堆栈; 自旋轨道矩与自旋转移矩的相互作用; 面内

磁各向异性-铁磁层(IMA-FM)/非铁磁材料(NM)/垂直磁各向异性-铁磁层(PMA-FM)的结构设计; 通过电场诱导产生有效场和一些特定的低对称性的半金属; 以及在一些亚铁磁材料中, 通过设计组分、磁各向异性的梯度, 使亚铁磁层在面内或者垂直于膜面方向存在梯度的各向异性和饱和磁化强度, 从而打破亚铁磁层的对称性实现零场翻转。

参考文献 References

- [1] BAIBICH M N, BROTO J M, FERT A, *et al.* Physical Review Letters [J], 1988, 61(21): 2472-2475.

- [2] BINASCH G, GRUNBERG P, SAURENBACH F, *et al.* Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics[J], 1989, 39(7): 4828–4830.
- [3] MOODERA J S, KINDER L R, WONG T M, *et al.* Physical Review Letters[J], 1995, 74(16): 3273–3276.
- [4] SLONCZEWSKI J C. Journal of Magnetism and Magnetic Materials [J], 1996, 159: L1–L7.
- [5] BERGER L. Physical Review B[J], 1996, 54: 9353–9358.
- [6] APALKOV D, KHVALKOVSKIY A, WATTS S, *et al.* ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems[J], 2013, 9(2): 1–35.
- [7] SBIAA R, MENG H, PIRAMANAYAGAM S N. Rapid Research Letters[J], 2011, 5(12): 413–419.
- [8] IKEDA S, MIURA K, YAMAMOTO H, *et al.* Nature Materials[J], 2010, 9(9): 721–724.
- [9] WANG W X, YANG Y, NAGANUMA H, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2011, 99(1): 012502.
- [10] HOWELLS B, EDMONDS K W, CAMPION R P, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2014, 105(1): 012402.
- [11] LIU E. Materials and Designs of Magnetic Tunnel Junctions with Perpendicular Magnetic Anisotropy for High-Density Memory Applications [D]. Leuven: Arenberg Doctoral School, 2018.
- [12] MIRON I M, GARELLO K, GAUDIN G, *et al.* Nature[J], 2011, 476(7359): 189–193.
- [13] LIU L, PAI C F, LI Y, *et al.* Science[J], 2012, 336(6081): 555–558.
- [14] BRATAAS A, HALS K M. Nature Nanotechnology[J], 2014, 9(2): 86–88.
- [15] CUBUKCU M, BOULLE O, DROUARD M, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2014, 104(4): 042406.
- [16] GAMBARDELLA P, MIRON I M. Philosophical Transactions of the Royal Society A[J], 2011, 369(1948): 3175–3197.
- [17] MANCHON A, KOO H C, NITTA J, *et al.* Nature Materials[J], 2015, 14(9): 871–882.
- [18] SINOVA J, VALENZUELA S O, WUNDERLICH J, *et al.* Reviews of Modern Physics[J], 2015, 87(4): 1213–1260.
- [19] HIRSCH J E. Physical Review Letters[J], 1999, 83(9): 1834–1837.
- [20] ZHANG S. Physical Review Letters[J], 2000, 85(2): 393–396.
- [21] GARELLO K, MIRON I M, AVCI C O, *et al.* Nature Nanotechnology [J], 2013, 8(8): 587–593.
- [22] YU G, UPADHYAYA P, FAN Y, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2014, 9(7): 548–554.
- [23] YOU L, LEE O, BHOWMIK D, *et al.* Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America[J], 2015, 112(33): 10310–10315.
- [24] CHEN T Y, CHAN H I, LIAO W B, *et al.* Physical Review Applied [J], 2018, 10(4): 044038.
- [25] CUI B, WU H, LI D, *et al.* ACS Applied Materials & Interfaces[J], 2019, 11(42): 39369–39375.
- [26] MACNEILL D, STIEHL G M, GUIMARAES M H D, *et al.* Nature Physics[J], 2016, 13(3): 300–305.
- [27] LIANG S, SHI S, HSU C H, *et al.* Advanced Materials[J], 2020, 32(37): e2002799.
- [28] CHEN H, NIU Q, MACDONALD A H. Physical Review Letters[J], 2014, 112(1): 017205.
- [29] ZHANG W, SKLENAR J, HSU B, *et al.* APL Materials[J], 2016, 4(3): 032302.
- [30] VAN D B A, VERMIJS G, SOLIGNAC A, *et al.* Nature Communications[J], 2016, 7: 10854.
- [31] OH Y W, CHRIS B S H, KIM Y M, *et al.* Nature Nanotechnology [J], 2016, 11(10): 878–884.
- [32] FUKAMI S, ZHANG C, DUTTAGUPTA S, *et al.* Nature Materials [J], 2016, 15: 535–541.
- [33] CHEN J Y, DC M, ZHANG D, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2017, 111(1): 012402.
- [34] CHEN X, SHI S, SHI G, *et al.* Nature Materials[J], 2021, 20(6): 800–804.
- [35] PARKIN S S, MORE N, ROCHE K P. Physical Review Letters[J], 1990, 64(19): 2304–2307.
- [36] LAU Y C, BETTO D, RODE K, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2016, 11(9): 758–762.
- [37] KONG W J, WAN C H, WANG X, *et al.* Nature Communications [J], 2019, 10(1): 233.
- [38] MA T, WAN C, DONG J, *et al.* Physical Review Applied[J], 2021, 16(1): 014016.
- [39] XIE X, ZHAO X, DONG Y, *et al.* Nature Communications[J], 2021, 12(1): 2473.
- [40] CHEN R, CUI Q, LIAO L, *et al.* Nature Communications[J], 2021, 12(1): 3113.
- [41] WEI J, WANG X, CUI B, *et al.* Advanced Functional Materials[J], 2021, 32: 202109455.
- [42] CAI K, YANG M, JU H, *et al.* Nature Materials[J], 2017, 16(7): 712–716.
- [43] MA Q, LI Y, GOPMAN D B, *et al.* Physical Review Letters[J], 2018, 120(11): 117703.
- [44] LIU L, QIN Q, LIN W, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2019, 14(10): 939–944.
- [45] CAO Y, SHENG Y, EDMONDS K W, *et al.* Advanced Materials[J], 2020, 32(16): e1907929.
- [46] ZHENG Z, ZHANG Y, LOPEZ-DOMINGUEZ V, *et al.* Nature Communications[J], 2021, 12(1): 4555.
- [47] WU H, NANCE J, RAZAVI S A, *et al.* Nano Letters[J], 2021, 21(1): 515–521.