

专题: 应用磁学

自旋-轨道力矩驱动交错磁体磁动力学*

曹彦彰¹⁾ 韩磊^{2)†} 潘峰¹⁾ 王钰言³⁾ 宋成^{1)‡}

1) (清华大学材料学院, 北京 100084)

2) (罗格斯大学物理与天文系, 新泽西州 08854, 美国)

3) (清华大学北京信息科学与技术国家研究中心, 北京 100084)

(2025年11月29日收到; 2025年12月29日收到修改稿)

新兴的交错磁体兼具铁磁体能带中自旋劈裂与反铁磁体磁矩补偿的双重特性, 有望在实际应用中融合二者优势, 构建高速、高密度、稳定且易读出的新型磁性存储器件. 研究自旋-轨道力矩驱动下的交错磁体磁动力学过程, 是实现其电学调控的重要基础. 为此, 本文采用原子自旋模拟方法, 系统揭示了交错磁体在自旋-轨道力矩作用下的磁动力学行为, 并与相同条件下的反铁磁体磁动力学进行对比. 结果表明, 交错磁体在直流自旋-轨道力矩作用下呈现出与共线反铁磁体相似的磁动力学特征; 然而, 在脉冲自旋-轨道力矩撤除后的磁矩弛豫过程中, 交错磁体的动力学行为表现出混沌的特征, 磁矩最终稳定于非易轴方向. 进一步分析显示, 磁矩弛豫过程中的最大李雅普诺夫指数受到交换相互作用与阻尼因子的显著影响. 上述结果为理解交错磁体的奇异物性提供了新的视角, 也为其在器件层面的潜在应用拓展了新的可能性.

关键词: 交错磁体, 磁动力学, 原子自旋模拟**DOI:** 10.7498/aps.75.20251628**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251628

1 引言

交错磁体 (altermagnet, AM) 是一类在实空间呈现共线且补偿的磁矩排布、而在动量空间表现为自旋能带劈裂的新型磁性材料^[1,2]. 其核心特征是不依赖于自旋-轨道耦合的交错自旋劈裂效应^[3-11], 该效应源于晶体对称性所关联的磁亚晶格所处各向异性晶体场环境的差异^[2]. 交错自旋劈裂能带结构赋予了交错磁体一系列非平庸的磁电输运性质, 包括由自旋劈裂能带控制的反常横向输运效应^[12-19]、自旋流-电荷流相互转化^[20-24]、巨磁阻效应^[25]和隧穿磁电阻效应^[25-27]等. 由于同时具备反铁磁体 (antiferromagnet, AFM) 无杂散场和高磁动力学本征频率的优势, 以及铁磁体自旋能带劈裂

的特征, 交错磁体被视为实现高密度、高速度且易读出的磁随机存储器的关键候选材料^[28].

磁性隧道结是磁随机存储器 (magnetic random access memory, MRAM) 的基本功能单元. 其通过控制自由层和参考层磁序的平行或反平行排列, 实现高低阻态的切换, 即隧穿磁电阻效应^[29], 从而完成“0”和“1”信息的编码. 当前 MRAM 技术已实现了基于磁场写入与自旋-转移力矩写入的商业化应用. 近年来, 由于能够在保持高器件耐久度的同时进一步降低写入电流密度, 自旋-轨道力矩 (spin-orbit torque, SOT) 被视为下一代 MRAM 的关键写入技术^[30]. 在此背景下, SOT 所引发的交错磁体磁动力学行为成为交错磁体基高性能存储器件的重要理论基础, 具有极高的研究价值. 目前, 尽管 SOT 驱动交错磁体磁序翻转已在多种材料

* 国家重点研发计划 (批准号: 2024YFA1408503) 和国家自然科学基金 (批准号: 52422107, T2394471) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lh921@physics.rutgers.edu

‡ 通信作者. E-mail: songcheng@mail.tsinghua.edu.cn

体系中得到实验验证, 如 Mn_5Si_3 ^[14,31], CrSb ^[32] 与 RuO_2 ^[33], 但关于 SOT 引起的交错磁体磁动力学行为的理论研究尚不充足, 尤其是其与反铁磁体的差异仍有待揭示.

本文基于原子自旋模拟方法, 研究了 SOT 作用下交错磁体的磁动力学演化及其在撤去 SOT 作用后的弛豫过程, 并与在相同条件下的反铁磁体磁动力学行为进行系统比较. 研究表明, 由于各向异性交换相互作用的影响, 交错磁体在 SOT 作用后的弛豫过程中呈现出与反铁磁体显著不同的混沌特征, 并最终稳定于非易轴方向. 该现象揭示了 SOT 驱动的交错磁体磁动力学行为与反铁磁体之间的显著差异, 为基于交错磁体的磁动力学器件设计与应用提供了重要的理论支持.

2 交错磁体磁动力学模型

2.1 原子自旋模型

本文采用的交错磁体原子自旋模型以 d 波交错磁体 RuO_2 为原型进行构建, 如图 1(a) 所示. 蓝色与红色球体表示磁性原子具有反平行排列的磁化方向, 它们构成了两套磁矩补偿的磁亚晶格; 同时, 非磁原子在其磁性原子周围构成了八面体结构 (图 1(a) 中用深色线框描出). 由于围绕磁性原子的 8 个非磁原子到中心磁性原子间的距离不完全相同, 磁性原子所处的晶体场呈现各向异性的特征, 从而使得同一磁亚晶格内磁性原子之间的交换

相互作用亦具有各向异性. 如图 1(b) 所示, 在同一磁亚晶格中, 沿 $[110]$ 晶向的交换相互作用 (即原子 1 与原子 2 之间的 J_5) 与沿 $[1\bar{1}0]$ 晶向的交换相互作用 (即原子 3 与原子 4 之间的 J_4) 并不相同; 而在传统反铁磁体中, 这两类交换相互作用通常相等. 此外, RuO_2 中两套磁亚晶格周围的八面体结构由旋转对称操作相互联系. 因此, 由此产生的各向异性的交换相互作用亦可通过相同的旋转对称操作互相映射, 如图 1(c) 所示.

本文所采用的原子自旋模型的具体参数如表 1 所列, 主要参考文献 [34]. 由于文献 [34] 中通过第一性原理计算得到的亚晶格内各向异性交换相互作用 (J_4 和 J_5) 的差异较小, 其对磁矩排布造成的影响易被亚晶格间的交换相互作用 (J_2) 掩盖. 因此在本工作中, 为了揭示交错磁体中可能存在的新奇磁动力学行为, 在保证体系在无外场、无外加力矩条件下仍稳定为亚晶格磁矩反平行排列的前提下, 对 J_2 的数值在合理范围内进行优化调整.

2.2 包含 SOT 作用的磁动力学模型

图 2 展示了 SOT 引发交错磁体磁矩产生动力学振荡的典型器件结构. 下层自旋源层 (spin source) 通常选用具有强自旋-轨道耦合作用的重金属材料, 如 Pt, W, Ta 等. 受自旋霍尔效应的驱动, 自旋源层内的电荷流 (charge current) 会转化为沿膜面法向流动的自旋流 (spin current), 并注入到上方的交错磁体层中; 其自旋极化方向与电荷流方

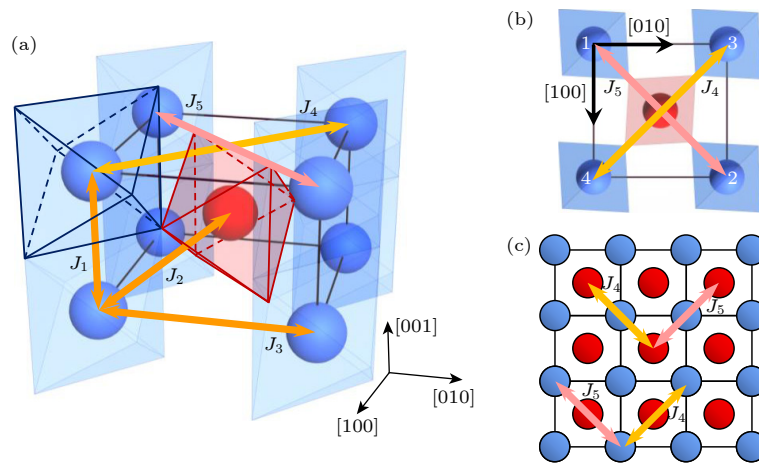


图 1 交错磁体的原子自旋模型 (a) 交错磁体晶格结构和交换相互作用; (b) 磁亚晶格内的交换相互作用; (c) 磁亚晶格间的交换相互作用映射关系

Fig. 1. Atomistic spin model of AM: (a) Lattice structure and exchange interaction in AM; (b) exchange interaction in a magnetic sublattice; (c) symmetry relation between exchange interaction in magnetic sublattices.

向和自旋流方向均相互垂直. 注入的自旋流主要以类阻尼力矩的形式^[30,35,36]作用于交错磁体两套磁亚晶格的磁矩, 从而激发其磁动力学响应. 在实际实验条件下, 非绝缘性的交错磁体层中会出现电流分流的情况, 进而产生在层内流动的自旋流. 然而, 考虑到该自旋流所携带的自旋极化方向与交错磁体的 Néel 矢量平行, 根据自旋力矩中叉乘形式的关系, 其在亚晶格磁矩上产生的力矩为零. 因此, 该电流分流效应不会对交错磁体的磁动力学行为产生实质性影响.

表 1 交错磁体原子自旋模型参数
Table 1. Parameters in atomistic spin model of AM.

参数	取值(焦耳/原子对)
交换相互作用 J_1	3×10^{-22}
交换相互作用 J_2	-8×10^{-23}
交换相互作用 J_3	3×10^{-23}
交换相互作用 J_4	1×10^{-22}
交换相互作用 J_5	-2×10^{-22}

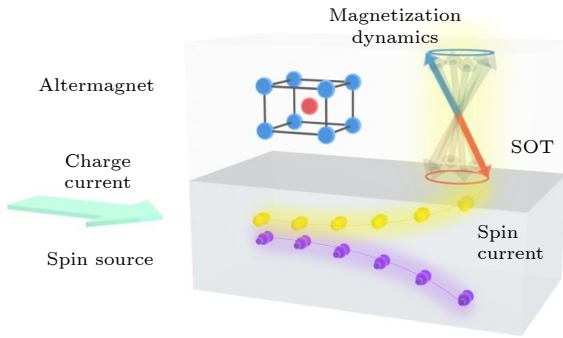


图 2 SOT 激发交错磁体磁动力学行为示意图
Fig. 2. Schematics of SOT-induced magnetization dynamics in AM.

交错磁体中两套亚晶格磁矩 ($\mathbf{m}_{1,2}$) 随时间 (t) 的演化可由如下 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程描述:

$$\frac{\partial \mathbf{m}_{1,2}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{m}_{1,2} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \mathbf{m}_{1,2} \times \frac{\partial \mathbf{m}_{1,2}}{\partial t} + \gamma \zeta_{\text{FL}} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \times \mathbf{m}_{1,2} + \gamma \zeta_{\text{DL}} \mathbf{m}_{1,2} \times (\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times \mathbf{m}_{1,2}), \quad (1)$$

其中, γ 为旋磁比, α 为 Gilbert 阻尼因子, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ 为注入自旋流的极化方向单位矢量, \mathbf{H}_{eff} 为包含磁晶各向异性场和磁性原子间的交换相互作用在内的有效场, ζ_{FL} 和 ζ_{DL} 分别对应类场有效场 (field-like field) 和类阻尼有效场 (damping-like field) 的强度系数.

在 2.1 节建立的原子自旋模型的基础上, 对上

述 LLG 方程 ((1) 式) 进行数值求解即可得到相应条件下的交错磁体磁动力学行为. 本文采用由约克大学 Evans 等^[37] 开发的 VAMPIRE 原子自旋模拟软件包开展计算, 所用磁动力学模型的相关参数列于表 2, 其中磁易轴方向取沿 [001] 晶向, 模型边界采用周期性边界条件进行计算.

表 2 交错磁体磁动力学模型参数
Table 2. Parameters in magnetization dynamics model of AM.

参数名称	取值
原子磁矩	$2.83 \mu_{\text{B}}$
磁晶各向异性性能 K_{u}	$1.6 \times 10^{-23} \text{ J/atom}$
Gilbert 阻尼因子 α	0.01
磁亚晶格初始磁化方向	[001], [00 $\bar{1}$]
晶胞常数	$a = b = 4.493 \text{ \AA}, c = 3.106 \text{ \AA}$
模型尺寸	$4.493 \text{ nm} \times 4.493 \text{ nm} \times 3.106 \text{ nm}$
模拟步长	$2 \times 10^{-17} \text{ s}$

3 模拟结果与讨论

3.1 SOT 作用下的磁动力学行为

实际材料中, 磁矩通常沿易轴方向排列以降低体系的磁晶各向异性性能. 因此, 原子自旋模型中设定交错磁体的两套亚晶格磁矩初始沿 [001] 易轴方向反平行排列. 模拟计算表明, 初始的磁矩排列偏离易轴方向并不会对本文讨论的交错磁体磁动力学行为产生定性影响. 根据图 2 所示的器件结构, 改变重金属自旋源层中电流的通入方向, 即可实现注入自旋流所携带的自旋极化在 (001) 晶面内的旋转. 在本文所采用的初始条件下, 同一亚晶格内的磁矩呈同向排列, 而不同亚晶格间的磁矩则平行于易轴方向呈反向排布; 同时, 交错磁体在 (001) 面内不存在易磁化方向. 因此, 自旋极化方向在 (001) 面内的旋转不会对交错磁体的磁动力学特征产生本质性的影响. 选取平行于 [110] 晶向的单位矢量作为注入自旋的极化方向, 对其向交错磁体磁矩施加的类阻尼有效场进行参数扫描, 可获得在不同有效场强度下交错磁体的磁动力学行为, 如图 3(a) 所示. 在类阻尼有效场 $\mu_0 H_{\text{DL}} = 0.45 \text{ T}$ (图 3(a) 中深绿色虚线) 两侧, 交错磁体展示出显著不同的磁动力学行为: 当 $\mu_0 H_{\text{DL}} < 0.45 \text{ T}$ 时, 亚晶格磁矩在类阻尼力矩的驱动下偏离易轴方向并产生振荡, 如图 3(b) (上图) 所示, 其中红、蓝、绿曲线分别对应

亚晶格磁矩在 x, y, z 方向的分量随时间演化过程. 将初始磁矩代入 LLG 方程中的类阻尼力矩项可知, 亚晶格磁矩的初始偏移方向沿 $[1\bar{1}0]$ 晶向, 这一特征也在时域谱线中得到体现. 此时, 类阻尼有效场强度较小, 不足以驱使磁矩跨越 (001) 面. 同时, 在磁矩进动过程中, 磁晶各向异性场随偏离易轴方向的增加而增强, 从而形成类似于弹簧振子中回复力的作用, 使体系表现出类谐振子的振荡行为. 在持续作用 50 ps 的类阻尼有效场以及 Gilbert 阻尼的共同影响下, 亚晶格磁矩最终稳定在由磁晶各向异性与类阻尼有效场共同决定的倾斜方向. 对时域信号进行快速傅里叶变换 (fast Fourier transform, FFT), 可获得振荡频率 (见图 3(a) 中紫色圆圈), 约为 0.2 THz, 与交错磁体理论预期的本征磁动力学频率量级一致^[34]. 由于在低场区域类阻尼有效场较弱, 材料固有的磁晶各向异性场在振荡过程中占据主导地位, 因此在 $\mu_0 H_{DL} < 0.45$ T

的范围内, 振荡频率随类阻尼有效场的变化并未出现明显偏移.

当 $\mu_0 H_{DL} > 0.45$ T 时, 类阻尼有效场足以驱动亚晶格磁矩克服磁晶各向异性能垒, 使其跨越 (001) 面并在单位球面上进行圆周振荡 (如图 3(b) 下图所示), 最终翻转至与注入自旋极化平行的方向 (即 $[110]$ 晶向). 此外, 在 0—15 ps 与 15—50 ps 两个时间区间内, 磁矩的进动幅度和频率均表现出显著差异. 分别对这两个区间的时域信号进行 FFT 后获得的频域信息在图 3(a) 中以蓝色和红色圆圈表示. 可以看出, 两个时间区间内的亚晶格磁矩进动频率均随类阻尼有效场的增大而明显升高. 这表明, 在磁矩翻转过程中, 外加类阻尼有效场占据主导作用; 亚晶格磁矩最终稳定于与注入自旋极化方向平行的状态也进一步验证了这一点.

将 J_4 和 J_5 设定为等同的正值后, 交错磁体的原子自旋模型即可转化为反铁磁体模型. 在相同的

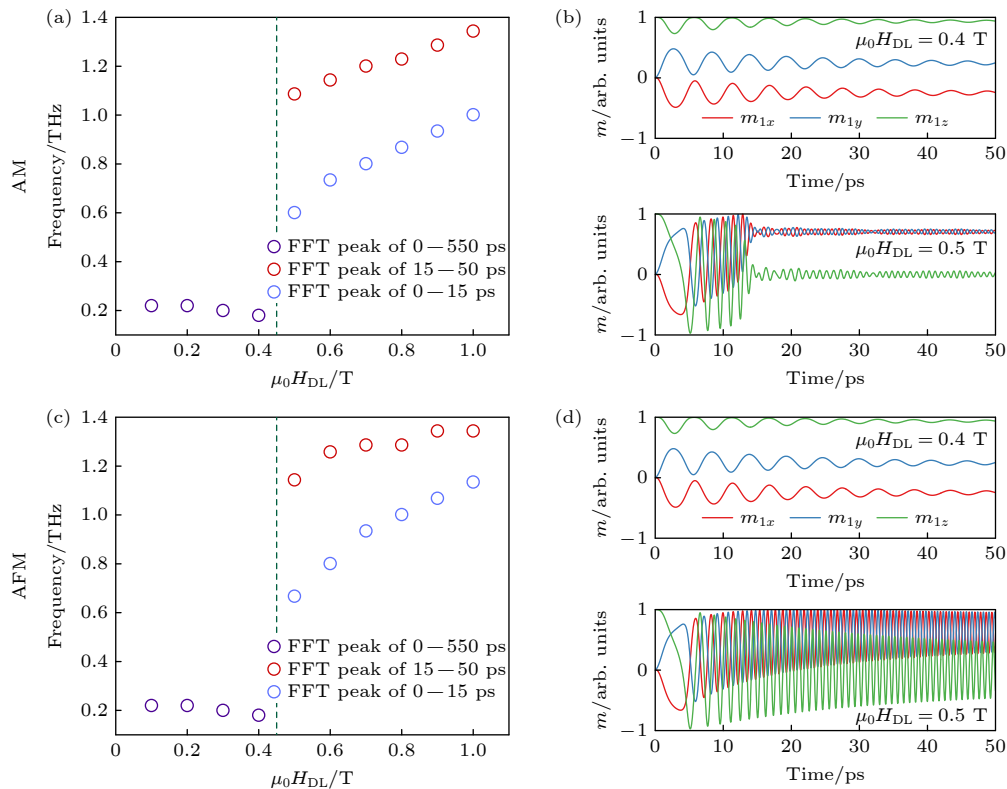


图 3 SOT 作用下交错磁体和反铁磁体的磁动力学行为 (a) 交错磁体磁动力学频率随 SOT 有效场的变化; (b) 交错磁体亚晶格磁矩在 0.4 T 和 0.5 T 的 SOT 有效场作用下的时域谱线; (c) 反铁磁体磁动力学频率随 SOT 有效场的变化; (d) 反铁磁体亚晶格磁矩在 0.4 T 和 0.5 T 的 SOT 有效场作用下的时域谱线

Fig. 3. Magnetization dynamics in AM and AFM during SOT application: (a) Relationship between frequency of magnetization dynamics in AM and SOT field; (b) evolution of AM sublattice magnetic moment in time domain with SOT field of 0.4 and 0.5 T; (c) relationship between frequency of magnetization dynamics in AFM and SOT field; (d) evolution of AFM sublattice magnetic moment in time domain with SOT field of 0.4 T and 0.5 T.

模拟条件下得到的结果如图 3(c), (d) 所示. 从频域信息来看, SOT 驱动下交错磁体与反铁磁体的动力学行为具有一定的相似性; 在较强类阻尼有效场作用下 (例如图 3(d) 下图), 反铁磁体在 0—15 ps 区间内的亚晶格磁矩动力学演化过程与交错磁体表现类似. 然而, 与交错磁体不同的是, 反铁磁体在 15 ps 之后并未出现进动幅度的快速衰减, 而是在 Gilbert 阻尼的作用下保持进动幅度的缓慢衰减. 这一对比表明, 交错磁体中各向异性的交换相互作用对亚晶格磁矩施加了额外的力矩作用, 从而显著加快了翻转过程.

3.2 SOT 作用后的弛豫行为

外界扰动后的弛豫行为能够揭示磁性材料本征特性, 是磁动力学的重要研究内容. 选取能够使亚晶格磁矩充分翻转的类阻尼有效场强度 ($\mu_0 H_{DL} = 1.5$ T) 与作用时间 ($\tau = 50$ ps), 得到交

错磁体与反铁磁体在相同条件下的弛豫行为, 如图 4 所示. 在外加类阻尼有效场的作用下, 两者的亚晶格磁矩均被驱动至与注入自旋的极化方向平行的 [110] 晶向 (单位球面坐标 $(\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}, 0)$). 然而, 在随后的弛豫过程中, 两类磁体呈现出截然不同的动力学响应. 对反铁磁体而言 (见图 4(a) 的时域谱线), 亚晶格磁矩在磁晶各向异性场的作用下首先围绕 [110] 晶向进行球面圆周进动. 随着振荡幅度的进一步增大, 磁矩逐渐接近易轴方向 (即 [001] 晶向), 进动轴也由 [110] 晶向 (图 4(b) 中由球心指向红色小球方向) 转变为易轴方向 (图 4(b) 中由球心指向蓝色小球方向). 最终, 在 Gilbert 阻尼作用下, 磁矩稳定至易轴方向.

对于交错磁体而言, 其亚晶格磁矩的弛豫过程呈现出复杂而独特的动力学特征. 在短暂围绕 [110] 晶向进行圆周进动之后, 亚晶格磁矩的运动路径迅速变得紊乱. 如图 4(c) 的时域谱线和图 4(d) 的球

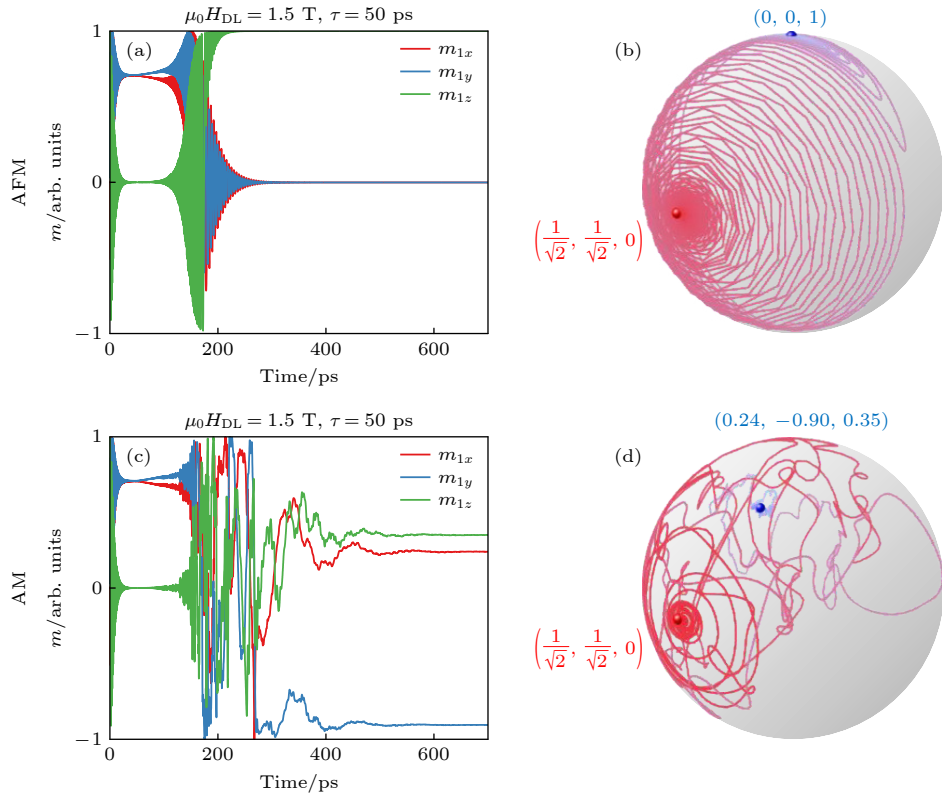


图 4 SOT 作用后弛豫过程反铁磁体和交错磁体的磁动力学行为 (a) 反铁磁体亚晶格磁矩在 SOT 作用后弛豫过程的时域谱线; (b) 反铁磁体亚晶格磁矩的弛豫轨迹; (c) 交错磁体亚晶格磁矩在 SOT 作用后弛豫过程的时域谱线; (d) 交错磁体亚晶格磁矩的弛豫轨迹

Fig. 4. Magnetization dynamics in AFM and AM during relaxation process after SOT application: (a) Evolution of AFM sublattice magnetic moment in time domain during relaxation process after SOT application; (b) trajectory of relaxation process of AFM sublattice magnetic moment; (c) evolution of AM sublattice magnetic moment in time domain during relaxation process after SOT application; (d) trajectory of relaxation process of AM sublattice magnetic moment.

面轨迹所示, 其动力学行为呈现出明显的非周期性与不可预测性. 为定量分析该阶段的动力学性质, 对 100—200 ps 区间内的磁矩分量 $m_{1z}(t)$ (共 1000 个数据采样点) 计算了最大李雅普诺夫指数 (maximum Lyapunov exponent) λ_{\max} 和关联维数 D_2 . 其中, 嵌入维数通过假近邻法确定, 时间延迟使用平均互信息法进行优化, λ_{\max} 的计算采用了 Rosenstein 方法, D_2 的计算采用了 Grassberger-Procaccia 方法. 结果得到 $\lambda_{\max} = 0.0117$ 和 $D_2 = 3.582$. 其中, 正的 λ_{\max} 以及有限的、非整数的 D_2 表明该时间区间内的磁动力学过程具有典型的混沌特征 [38,39]. 在经历一段进动之后, 亚晶格磁矩最终收敛至由球心指向球面坐标 (0.24, -0.90, 0.35) 的方向. 该稳定取向明显偏离磁体的易轴方向, 暗示了交错磁体中各向异性的交换相互作用可能导致了不同于易轴方向的稳态或亚稳态的出现.

3.3 交错磁体弛豫行为的影响因素

为进一步研究交错磁体中具有混沌特征的弛豫过程的影响因素, 我们在更多组合的各向异性交换相互作用参数 (即 J_4 和 J_5 的不同取值) 下进行弛豫行为的数值计算. 为避免参数选择过于极端导致模型物理可靠性下降 (例如造成磁矩排布或动力学行为失真), 在扫描参数过程中保持 J_4 与 J_5 的加和不变, 以确保其余交换相互作用项与磁晶各向异性项在系统哈密顿量中的相对贡献不受影响. 随后, 改变 J_4 与 J_5 的比例, 并基于原子自旋模拟得到的时序信号计算对应的最大李雅普诺夫指数

λ_{\max} . 如图 5(a) 所示, 红色圆圈与蓝色圆圈分别对应横轴为 $-J_4/J_5$ 和 $-J_5/J_4$ (其效果等价于交换 J_4 与 J_5) 时的 λ_{\max} 值. 为使原子自旋模型具备实际物理意义, 参数扫描过程中应保持 J_4 和 J_5 与初始模型参数处于一个量级, 在 J_4 与 J_5 的加和不变的前提下, $-J_4/J_5$ 及 $-J_5/J_4$ 的取值从 1.2 开始. 在参数改变后的交错磁体模型在弛豫阶段仍表现出正的 λ_{\max} , 即仍保持混沌特征. 随着比例进一步增大, λ_{\max} 逐渐减小, 其混沌程度也随之降低. 这主要是由于当分母对应的交换相互作用被显著放大或缩小时, 其数值出现量级失真, 从而削弱了出现混沌特征的关键——各向异性交换相互作用, 对动力学行为的影响. 此外, Gilbert 阻尼因子 α 同样会影响弛豫过程中的混沌程度. 如图 5(b) 所示, 当 α 较小 ($\alpha < 0.01$) 时, 磁矩进动的能量耗散较弱, 使弛豫过程中保持较高的 λ_{\max} , 对应更显著的混沌特征; 而随着 α 增大, 阻尼增强, 亚晶格磁矩更快速地收敛至稳态, 其运动轨迹复杂度下降, 混沌特征逐渐消失 (即 $\lambda_{\max} < 0$). 鉴于交换相互作用对温度和晶格应力敏感 [40-42], 而 Gilbert 阻尼因子亦可通过材料生长工艺进行调控 [43,44], 上述规律有望在实验体系中提供指导: 通过调节材料参数以提升体系混沌程度, 从而减弱不可避免的噪声对混沌行为探测所带来的影响.

在实际器件中, 重金属自旋源层所具有的强自旋-轨道耦合作用还可能对界面附近交错磁体的磁学参数产生影响, 从而影响其磁动力学行为. 除前文讨论的交换相互作用和 Gilbert 阻尼因子外,

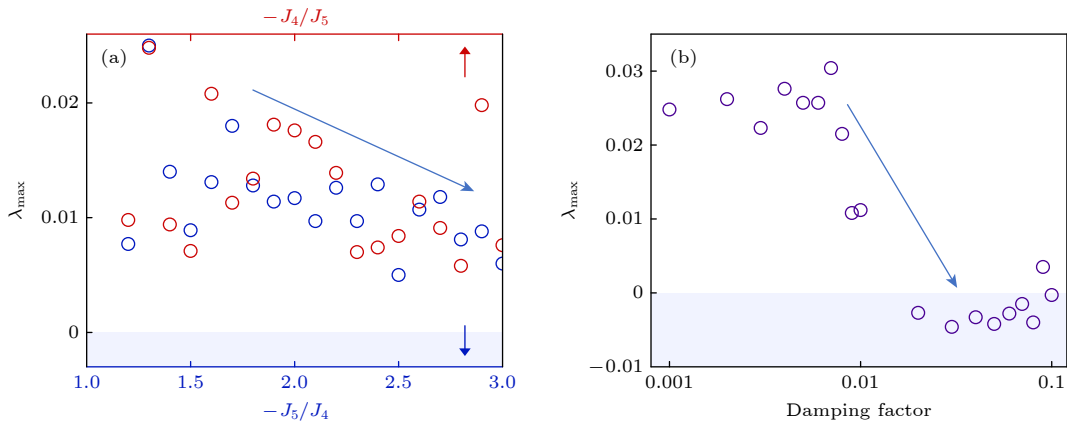


图 5 交错磁体亚晶格磁矩弛豫过程 λ_{\max} 的影响因素 (a) λ_{\max} 与各向异性交换相互作用 J_4, J_5 的关系; (b) λ_{\max} 与 Gilbert 阻尼因子的关系

Fig. 5. Influencing factors of λ_{\max} during relaxation process of AM sublattice magnetic moment: (a) Relationship between λ_{\max} and anisotropic exchange interaction J_4 and J_5 ; (b) relationship between λ_{\max} and Gilbert damping factor.

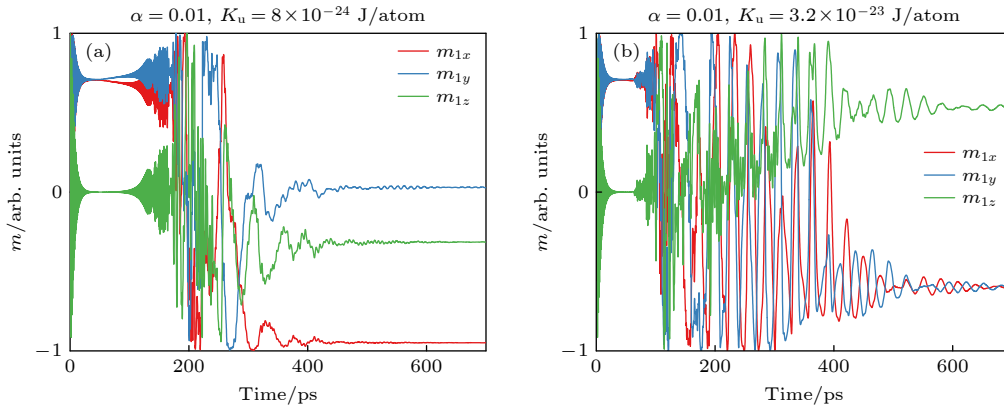


图 6 不同磁晶各向异性场条件下 SOT 作用后交错磁体弛豫过程的动力学行为 (a) $K_u = 8 \times 10^{-24}$ J/atom 时的交错磁体亚晶格磁矩弛豫过程; (b) $K_u = 3.2 \times 10^{-23}$ J/atom 时的交错磁体亚晶格磁矩弛豫过程

Fig. 6. Relaxation process after SOT of AM with K_u of different values: (a) Relaxation process after SOT of AM with $K_u = 8 \times 10^{-24}$ J/atom; (b) relaxation process after SOT of AM with $K_u = 3.2 \times 10^{-23}$ J/atom.

交错磁体的磁晶各向异性强度同样可能受到重金属层的调制而发生变化. 为研究该效应的影响, 本文进一步改变磁晶各向异性能 K_u 并进行数值模拟, 结果如图 6 所示, 其中图 6(a), (b) 分别对应 $K_u = 8 \times 10^{-24}$ J/atom 和 $K_u = 3.2 \times 10^{-23}$ J/atom. 可以看到, 在不同大小的磁晶各向异性能条件下, 交错磁体亚晶格磁矩在弛豫过程中均表现出明显的混沌轨迹特征. 此外, 随着磁晶各向异性能的增大, 亚晶格磁矩的进动幅度显著增大, 同时其最终稳定状态中 z 分量的绝对值也随之增大. 这表明, 交错磁体最终的稳定取向由磁晶各向异性能与磁性原子间交换相互作用能之间的竞争共同决定.

上述模拟计算均在零温条件下完成. 在原子自旋模拟软件 VAMPIRE 中, 有限温度效应通过引入由热涨落产生的随机有效场来描述. 随着温度升高, 热涨落引起的磁矩无规进动逐渐增强, 并在时域信号中表现为幅值不断增大的噪声; 当温度达到一定阈值后, 磁有序被破坏, 热噪声将掩盖体系原有的磁动力学特征. 然而, 这并不意味着在真实实验条件下无法观测到上述交错磁体所表现出的特殊动力学行为. 通过合理选择材料体系, 使其磁相关能量尺度 (包括磁晶各向异性能和交换相互作用能) 显著高于室温下的热涨落能量, 仍有望在室温条件下保持稳定的磁有序结构, 从而观测到本文所预测的交错磁体动力学特性.

3.4 交错磁体弛豫过程的多循环研究

图 7(a) 给出了在多次 SOT 脉冲作用下交错磁体与反铁磁体亚晶格磁矩的动力学响应. 由于其

弛豫终态由磁晶各向异性决定且位于易轴方向, 反铁磁体中亚晶格磁矩的动力学行为在 10 个脉冲循环中保持高度一致. 相比之下, 交错磁体亚晶格磁矩在每一次脉冲作用后均弛豫至与前一循环不同的位置, 表现出对初始条件的敏感依赖性, 这正是混沌系统的典型特征之一. 进一步将脉冲作用次数扩展至 100 次, 并统计每个循环结束后亚晶格磁矩的稳定位置, 其结果如图 7(b) 所示. 可以观察到, 尽管交错磁体的稳定位置在不同循环间存在差异, 但并非在球面上均匀随机分布, 而是呈现出特定方向的聚集. 这一现象为前文提出的观点提供了更加明确的支持: 交错磁体中各向异性的交换相互作用可能为体系引入多个不同于易轴方向的稳态或亚稳态, 使其弛豫终态呈现结构化的多重分布. 这些稳态或亚稳态的产生源于亚晶格内部磁性原子之间各向异性交换相互作用的存在. 与常规反铁磁体不同, 交错磁体中同一亚晶格内的磁矩不再严格保持平行排列, 从而引入了由交换相互作用产生的附加力矩项. 该额外力矩的存在使得交错磁体在弛豫过程中表现出更加复杂的动力学行为, 并进一步影响其最终稳定态的磁矩排布方式.

原子自旋模拟所得的交错磁体动力学表明, 其在 SOT 脉冲作用后可在多个稳定态之间“随机”弛豫, 这正是随机性或概率性磁性元件所期望的关键特征. 由此可见, 基于交错磁体的器件在实现传统存储功能的同时, 还具备开展概率计算、神经形态计算与随机逻辑等新型功能^[45,46]的潜力, 因而有望成为兼具计算与存储能力的功能型存算融合磁性器件.

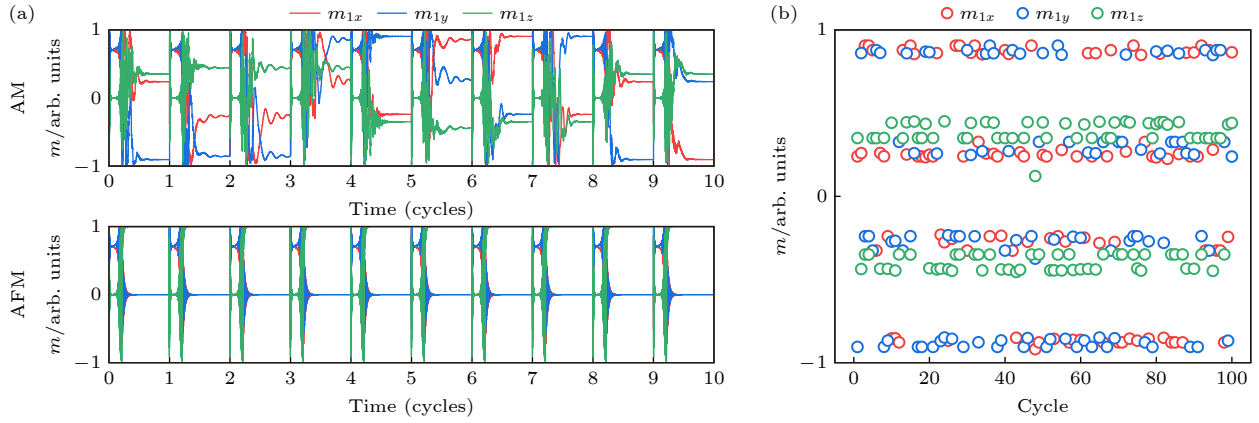


图 7 交错磁体和反铁磁体对周期性 SOT 脉冲的响应 (a) 交错磁体和反铁磁体亚晶格磁矩对 10 个 SOT 脉冲响应的时域谱线; (b) 交错磁体亚晶格磁矩在 100 个 SOT 脉冲作用下的弛豫最终态

Fig. 7. Responses to periodic SOT pulses of AM and AFM: (a) Evolution of AM and AFM sublattice magnetic moment in time domain in response of 10-period SOT pulses; (b) final relaxation state of AM sublattice magnetic moment during 100-period SOT pulses.

4 结 论

本文基于原子自旋模拟,首次系统研究了 SOT 作用下交错磁体的磁动力学演化及其在撤去 SOT 作用后的弛豫过程,并与相同条件下的反铁磁体磁动力学特性进行了对比分析.主要结论如下:

1) SOT 驱动下的动力学差异.交错磁体与反铁磁体在 SOT 作用下呈现出类似的动力学响应特征.然而,当类阻尼有效场达到磁矩翻转阈值后,交错磁体表现出显著更短的翻转时间.这表明基于交错磁体的自旋轨道力矩存储器件有望实现较反铁磁体器件更快的写入速度.

2) SOT 撤去后的具有混沌特征的弛豫行为.在 SOT 脉冲撤去后的弛豫过程中,交错磁体展现出混沌特征,其最大李雅普诺夫指数为正且可通过调控各向异性交换相互作用参数及 Gilbert 阻尼因子进行有效调节.该可调控性为实验条件下克服不可避免的噪声干扰、提升混沌特征的可探测性提供了理论支撑.

3) 多稳定态与随机弛豫特性.多次循环 SOT 写入的模拟结果显示,交错磁体在每次脉冲作用后的动力学行为呈现出多稳定态与随机弛豫的特征.这表明交错磁体在传统存储功能之外,还具备实现概率计算、神经形态计算和随机逻辑等应用的潜在优势,在构建存算融合功能磁性器件方面展示出可能.

参考文献

- [1] Smejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 031042
- [2] Smejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 040501
- [3] Wu C J, Sun K, Fradkin E, Zhang S C 2007 *Phys. Rev. B* **75** 115103
- [4] Hayami S, Yanagi Y, Kusumose H 2019 *J. Phys. Soc. Jpn.* **88** 123702
- [5] Smejkal L, González-Hernández R, Jungwirth T, Sinova J 2020 *Sci. Adv.* **6** aaz8809
- [6] Yuan L D, Wang Z, Luo J W, Rashba E I, Zunger A 2020 *Phys. Rev. B* **102** 014422
- [7] Ma H Y, Hu M L, Li N N, Liu J P, Yao W, Jia J F, Liu J W 2021 *Nat. Commun.* **12** 2846
- [8] Liu P F, Li J Y, Han J Z, Wan X G, Liu Q H 2022 *Phys. Rev. X* **12** 021016
- [9] Cheong S W, Huang F T 2024 *Npj Quantum Mater.* **9** 13
- [10] Zhu Y P, Chen X B, Liu X R, et al. 2024 *Nature* **626** 523
- [11] Krempasky J, Smejkal L, D'Souza S W, et al. 2024 *Nature* **626** 517
- [12] Feng Z X, Zhou X R, Smejkal L, et al. 2022 *Nat. Electron.* **5** 735
- [13] Betancourt R D G, Zubac J, Gonzalez-Hernandez R, et al. 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 036702
- [14] Han L, Fu X Z, Peng R, et al. 2024 *Sci. Adv.* **10** adn0479
- [15] Reichlova H, Seeger R L, González-Hernández R, et al. 2024 *Nat. Commun.* **15** 4961
- [16] Han L, Fu X Z, He W Q, et al. 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 044066
- [17] Badura A, Campos W H, Bharadwaj V K, et al. 2025 *Nat. Commun.* **16** 7111
- [18] Chu R Y, Han L, Gong Z H, Fu X Z, Bai H, Liang S X, Chen C, Cheong S W, Zhang Y Y, Liu J W, Wang Y Y, Pan F, Lu H Z, Song C 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 216703
- [19] Han L, Fu X Z, Li X K, Song C, Zhu Y X, Bai H, Chu R Y, Dai J K, Liang S X, Zhu Z W, Sawicki M, Liu J W, Pan F 2025 *arxiv: 2502.04920 [cond-mat.mtrl-sci]*
- [20] Bose A, Schreiber N J, Jain R, Shao D F, Nair H P, Sun J X, Zhang X S, Muller D A, Tsymbal E Y, Schlom D G, Ralph D

- C 2022 *Nat. Electron.* **5** 267
- [21] Bai H, Han L, Feng X Y, Zhou Y J, Su R X, Wang Q, Liao L Y, Zhu W X, Chen X Z, Pan F, Fan X L, Song C 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 197202
- [22] Karube S, Tanaka T, Sugawara D, Kadoguchi N, Kohda M, Nitta J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 137201
- [23] Bai H, Zhang Y C, Zhou Y J, Chen P, Wan C H, Han L, Zhu W X, Liang S X, Su Y C, Han X F, Pan F, Song C 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 216701
- [24] Cao Y Z, Tian D, Huang L, Bai H, Liang S X, Han L, Chen C, Zhang Y C, Wang L, Zhang C H, Pan F, Jin B B, Song C 2025 *Phys. Rev. B* **112** 064415
- [25] Smejkal L, Hellenes A B, González-Hernández R, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 011028
- [26] Shao D F, Zhang S H, Li M, Eom C B, Tsymbal E Y 2021 *Nat. Commun.* **12** 7061
- [27] Jiang Y Y, Wang Z A, Samanta K, Zhang S H, Xiao R C, Lu W J, Sun Y P, Tsymbal E Y, Shao D F 2023 *Phys. Rev. B* **108** 216702
- [28] Song C, Bai H, Zhou Z Y, Han L, Reichlova H, Dil J H, Liu J W, Chen X Z, Pan F 2025 *Nat. Rev. Mater.* **10** 473
- [29] Julliere M 1975 *Phys. Lett. A* **54** 225
- [30] Liu L Q, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [31] Dai J K, Han L, He W Q, Zhu Y X, Bai H, Zhu W X, Liang S X, Zhang Y C, Cao Y Z, Liu J W, Pan F, Song C 2024 *Phys. Rev. Mater.* **8** 074406
- [32] Zhou Z Y, Cheng X K, Hu M L, Chu R Y, Bai H, Han L, Liu J W, Pan F, Song C 2025 *Nature* **638** 645
- [33] Zhang Y C, Bai H, Dai J K, Han L, Chen C, Liang S X, Cao Y Z, Zhang Y Y, Wang Q, Zhu W X, Pan F, Song C 2025 *Nat. Commun.* **16** 5646
- [34] Smejkal L, Marmodoro A, Ahn K H, González-Hernández R, Turek I, Mankovsky S, Ebert H, D'Souza S W, Siper O, Sinova J, Jungwirth T 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 256703
- [35] Kurebayashi H, Sinova J, Fang D, et al. 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 211
- [36] Chen X Z, Zarzuela R, Zhang J, Song C, Zhou X F, Shi G Y, Li F, Zhou H A, Jiang W J, Pan F, Tserkovnyak Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 207204
- [37] Evans R F L, Fan W J, Chureemart P, Ostler T A, Ellis M O A, Chantrell R W 2014 *J Phys. Condens. Mater.* **26** 103202
- [38] Grassberger P, Procaccia I 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 346
- [39] Wolf A, Swift J B, Swinney H L, Vastano J A 1985 *Physica D* **16** 285
- [40] Kunes J, Ku W, Pickett W E 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 1408
- [41] Söllinger W, Heiss W, Lechner R T, Rumpf K, Granitzer P, Krenn H, Springholz G 2010 *Phys. Rev. B* **81** 155213
- [42] Mankovsky S, Polesya S, Ebert H 2020 *Phys. Rev. B* **102** 134434
- [43] Gilbert T L 2004 *Ieee T. Magn.* **40** 3443
- [44] Gilmore K, Idzerda Y U, Stiles M D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 027204
- [45] Roy K, Sengupta A, Shim Y 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 210901
- [46] Kurenkov A, Fukami S, Ohno H 2020 *J. Appl. Phys.* **128** 010902

SPECIAL TOPIC—Applied magnetism

Magnetization dynamics of altermagnet driven by spin-orbit torque*

CAO Yanzhang¹⁾ HAN Lei^{2)†} PAN Feng¹⁾ WANG Yuyan³⁾ SONG Cheng^{1)‡}

¹⁾ (School of Materials Science and Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

²⁾ (Department of Physics and Astronomy, Rutgers University, New Jersey 08854, USA)

³⁾ (Beijing National Research Center for Information Science and Technology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 29 November 2025; revised manuscript received 29 December 2025)

Abstract

Altermagnets, as an emerging type of magnet, integrate the key advantages of both ferromagnets and antiferromagnets, as they possess a spin-splitting band structure similar to ferromagnets, and maintain a vanishing net magnetic moment as in antiferromagnets. These features make the altermagnets promising candidates for high-speed, high-density, robust, and easily readable memory devices. External magnetic field and spin transfer torque, generated by charge current flowing through the magnetic tunneling junction, have been successively adopted to switch between the binary states “0” and “1” in magnetic random access memory

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2024YFA1408503) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52422107, T2394471).

† Corresponding author. E-mail: lh921@physics.rutgers.edu

‡ Corresponding author. E-mail: songcheng@mail.tsinghua.edu.cn

devices by the industry. Spin-orbit torque (SOT), which is expected to further reduce the writing-current density and enhance endurance, has been regarded as a key write technology for next-generation magnetic random access memory. However, theoretical understanding of SOT-induced magnetization dynamics in altermagnets remains largely unexplored.

In this paper, the SOT-induced magnetization dynamics in altermagnets are investigated with the help of atomistic spin simulation performed with VAMPIRE. Both the dynamical evolution process during the action of SOT and the post-pulse relaxation are analyzed. During SOT application, altermagnets exhibit oscillation behaviors very similar to those of antiferromagnets, but once the damping-like SOT field exceeds the critical threshold, the switching time will be significantly shortened. In the relaxation stage, the altermagnetic sublattice moments display distinct chaotic dynamical characteristics—evidenced by the positive maximum Lyapunov exponent—which do not exist in antiferromagnets. Parameter-sweep simulations further indicate that the chaotic behavior is strongly influenced by the anisotropic exchange coupling (a defining feature of altermagnetism) and the Gilbert damping parameter. Moreover, when subjected to periodic SOT pulses, altermagnet exhibits random switching between multiple stable states, which is likely to be determined by anisotropic exchange coupling rather than magnetocrystalline anisotropy. This stochastic multi-state response indicates that altermagnets may serve as useful building blocks for probabilistic computing, neuromorphic computing, and random logic.

In summary, our results reveal the following three key findings:

- 1) Altermagnets may switch faster than antiferromagnets under SOT, indicating higher memory-writing speed.
- 2) Relaxation dynamics with chaotic behavior introduce new physical dimensions for probing and exploiting altermagnetism.
- 3) Multi-pulse-induced stochastic switching demonstrates potential applications of altermagnets in computing-in-memory architectures and nontraditional computing paradigms.

Keywords: altermagnet, magnetization dynamics, atomistic spin simulation

DOI: [10.7498/aps.75.20251628](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251628)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251628](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251628)



自旋-轨道力矩驱动交错磁体磁动力学

曹彦彰 韩磊 潘峰 王钰言 宋成

Magnetization dynamics of altermagnet driven by spin-orbit torque

CAO Yanzhang HAN Lei PAN Feng WANG Yuyan SONG Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 060709 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251628

CSTR: 32037.14.aps.75.20251628

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251628>

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

自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动磁化强度翻转

The magnetization reversal driven by spin-orbit-assisted spin-transfer torque

物理学报. 2023, 72(8): 087202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222433>

超快自旋动力学: 从飞秒磁学到阿秒磁学

Ultrafast spin dynamics: From femtosecond magnetism to attosecond magnetism

物理学报. 2024, 73(15): 157501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240646>

基于外尔半金属WTe₂的自旋-轨道矩驱动磁矩翻转

Magnetization switching driven by spin-orbit torque of Weyl semimetal WTe₂

物理学报. 2024, 73(1): 018501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231836>

正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁动力学

Dynamics of ferrimagnetic domain walls driven by sinusoidal microwave magnetic field

物理学报. 2023, 72(20): 208502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230913>

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>

基于单层交错磁体实现巨大的谷极化效应

Realizing giant valley polarization effect based on monolayer altermagnets

物理学报. 2025, 74(22): 227502 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251066>