

Contents lists available at ScienceDirect

Engineering



journal homepage: www.elsevier.com/locate/eng

Research Material Science and Engineering—Article

基于高垂直磁各向异性 $L1_0$ FePt 单层膜的电流驱动 SOT 磁化翻转研究

董凯锋^{a,b}, 孙超^{a,b}, 朱来哲^{a,b}, 焦义义^{a,b}, 陶应^{a,b}, 胡欣^{a,b}, 李若凡^c, 张帅^c, 郭喆^c, 罗世江^c, 杨晓非^c, 李少平^d, 游龙^{c,e,f,*}

^a School of Automation, China University of Geosciences, Wuhan 430074, China

^b Hubei Key Laboratory of Advanced Control and Intelligent Automation for Complex Systems, China University of Geosciences, Wuhan 430074, China

^c School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China

^d China Resources Microelectronics Limited, Shanghai 200072, China

^e Shenzhen Huazhong University of Science and Technology Research Institute, Shenzhen 518000, China

^f Wuhan National high magnetic field center, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China

ARTICLE INFO	摘要一个方面的方面,这些方面的方面,并且有些方面的方面。
Article history: Received 16 July 2020 Revised 1 September 2021 Accepted 12 September 2021 Available online 3 January 2022	本研究利用自旋轨道力矩(SOT)在单层 $L1_0$ FePt 铁磁层中实现了电流驱动的部分磁化翻转,其中 $L1_0$ FePt具有高垂直各向异性, $K_{u\perp}$ 为1.19×10 ⁷ erg·cm ⁻³ (1 erg·cm ⁻³ = 0.1 J·m ⁻³)。与传统 Ta/CoFeB/MgO 结构相比, $L1_0$ FePt的SOT效率(β_{DL})要高几倍,可达8×10 ⁻⁶ Oe·(A·cm ⁻²) ⁻¹ (1 Oe = 79.57747 A·m ⁻¹)。 $L1_0$ FePt的SOT效应起源于 FePt内部分布不均匀的位错和缺陷造成的结构反演对称性破缺。进一步,采用 MgO和 SrTiO ₃ (STO)两种衬底制备 FePt自旋器件,基于 MgO衬底的 FePt具有颗粒状结构,而生长于 STO衬底
关键词 L1, FePt	上的 FePt则为连续结构。研究发现,基于 MgO 衬底的 FePt器件具备更高的 SOT 等效场及 SOT 效率,且 FePt的 SOT 效率不仅取决于溅射温度导致的化学有序度变化,还与晶格失配导致的微观结构变化有关。 本文的研究可为基于 SOT 效应的高热稳定性由致磁记录提供有效的方法。

*L*1₀ FePt 自旋轨道力矩 反演非对称 磁化翻转 垂直各向异性

的研究可为基于 SOT 效应的高热稳定性电銰磁记录提供有效的方法。 © 2021 THE AUTHORS. Published by Elsevier LTD on behalf of Chinese Academy of Engineering and Higher Education Press Limited Company. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

1. 引言

对于先进的现代信息技术而言,需要一种简单有效的 方法来操控具有高磁晶各向异性性能样品的磁化翻转[1-2]。与传统的磁场调控磁化翻转相比,利用自旋矩效应的 电流调控磁化翻转具有更高存储密度、更快写入速度和更 低能量损耗等优势[3-4]。自旋轨道力矩(SOT)是自旋 轨道耦合效应的典型现象之一,SOT效应为电学调控纳米 磁结构的磁化翻转提供了新方法,其相关研究已受到了广 泛关注[5–10]。通常,SOT类似于自旋转移力矩,通过自旋轨道效应[如自旋霍尔效应(SHE)和Rashba-Edelstein效应]将电荷流转化为自旋流(J_s),再由自旋流转变为SOT [11–13]。

在过渡金属化合物中, L1₀ FePt 具有最高垂直磁晶各向异性,其高垂直各向异性源于 Pt 5d 和 Fe 3d 电子间的自旋与轨道角动量及杂化间的强耦合,这可让基于 FePt 的存储单元在被微缩至 5 nm 时仍具备高的热稳定性[14–15]。然而,高垂直各向异性也为调控 FePt 的磁化翻转带来了

^{*} Corresponding author.

E-mail address: lyou@hust.edu.cn (L. You).

^{2095-8099/© 2021} THE AUTHORS. Published by Elsevier LTD on behalf of Chinese Academy of Engineering and Higher Education Press Limited Company. This is an open access article under the CC BY license (http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/). 英文原文; Engineering 2022, 12(5): 55–61

引用本文: Kaifeng Dong, Chao Sun, Laizhe Zhu, Yiyi Jiao, Ying Tao, Xin Hu, Ruofan Li, Shuai Zhang, Zhe Guo, Shijiang Luo, Xiaofei Yang, Shaoping Li, Long You. Current-Induced Magnetic Switching in an L1₀ FePt Single Layer with Large Perpendicular Anisotropy Through Spin-Orbit Torque. *Engineering*, https://doi.org/10.1016/ j.eng.2021.09.018

极大挑战。目前,已有几类方法包括能量辅助磁记录法、 电压控制法、基于探针的自旋注入法可辅助调控 FePt 磁 化翻转,但是仍存在稳定性、兼容性等突出问题,使其难 以在实际中得到应用。基于自旋轨道耦合的 SOT 效应的 发现为电学调控*L*1₀ FePt 磁化翻转开辟了可能的新道路。 近期,已有少量研究报道了基于单层*L*1₀ FePt 的电流驱动 磁化翻转[16–19]。

虽然目前的研究可以利用 SOT 实现高垂直各向异性 FePt 磁化翻转,但是,L1₀ FePt 的微观结构对 SOT 性能的 影响还有待系统研究。事实上,不同的微观结构可能会影 响 FePt 的垂直各向异性及化学有序度,进而导致 SOT 性 能存在差异。因此,对于 FePt 的微观结构如何影响其 SOT 性能的问题还需要详细研究。基于此目的,本文在单 层 FePt 中实现了电流驱动的 SOT 磁化翻转。进一步,本 文还系统研究了衬底及生长温度对 FePt 器件的 SOT 有效 场的影响。通过改变生长温度和衬底,得到了具有不同微 观结构的垂直各向异性 FePt,同时也发现了微观结构对 FePt 器件 SOT 效率的影响规律。

2. 实验方法

本文研究了4种不同样品,分别为FePt 10 nm (300 ℃)/MgO 衬底(样品 I)、FePt 10 nm (400 ℃)/ MgO衬底(样品II)、FePt 10 nm (500 ℃)/MgO衬底(样 品III)和FePt 10 nm (400 ℃)/SrTiO₃ (STO) 衬底(样 品IV)。薄膜制备采用具有超高真空的磁控溅射仪,器件 结构如图1(a)所示。然后,使用紫外曝光和等离子刻蚀 将其制成长度为20~45 µm的Hall bar型结构, 电流路径线 宽为15 μm, 电压检测路径线宽为6 μm。为了方便进行电 学测量,在Hall bar的4个末端溅射了一层Pt电极。图1 (b)为Hall bar结构示意图,图1(c)为器件的光学图像。 同时,反常霍尔效应(AHE)测试和电流诱导磁化翻转测 试是基于Keithley 2602B(美国)电流源表和Keithley 2182 纳伏表的电学测量系统完成。其中,脉冲持续时间为 12 ms,在每个脉冲后使用小电流(100 µA)来读取反常 霍尔电阻 (R_H)。SOT 有效场采用谐波霍尔电压分析仪测 量,其中,测试电流为低频交变电流(317.3 Hz),同时使



图1. (a)器件结构; (b)具有相对坐标的Hall bar示意图; (c) Hall bar器件的光学图像; (d) FePt 10 nm / MgO和FePt 10 nm / STO样品的AHE曲线; (e)、(f)分别为FePt 10 nm / MgO、FePt 10 nm / STO样品的磁滞回线,其生长温度均为400 ℃,内嵌于 (e)、(f)图中的为对应样品的低倍 TEM图谱。1 Oe = 79.57747 A·m⁻¹; 1 emu·cm⁻³ = 1 × 10³ A·m⁻¹。

用两台锁相放大器测量一次谐波电压和二次谐波电压信号。 薄膜的微观结构由透射电子显微镜(TEM, FEI Titan Themis 200 TEM,美国)进行表征,样品成分分布特性则由能 量色散X射线法(EDX, Bruker super-X EDS,德国)获得。

3. 实验结果

图 1 (d) 为 400 ℃ FePt 10 nm/MgO 和 FePt 10 nm/ STO 的 AHE 测试结果,可以看到两个样品都表现出了优 异的垂直磁各向异性。图 1 (e)、(f)为用振动样品磁强 计(VSM)测得的样品磁滞回线,结果与AHE 测试结果 保持一致。低倍截面 TEM 图像显示,在 MgO 上生长的 FePt薄膜具有岛状结构[如图 1 (e)中的插图],而在 STO 上生长的 FePt 薄膜具有连续结构[如图 1 (e)中的插图]。 另外,垂直磁各向异性($K_{u\perp}$)可以通过以下公式计算: $K_{u\perp} = M_s H_k/2 + 2\pi M_s^2$,其中, M_s 是饱和磁化强度, H_k 是磁 各向异性场。如表1所示,基于 MgO 衬底和 STO 衬底的 FePt样品的 $K_{u\perp}$ 分别是9.8×10⁶ erg·cm⁻³ (1 erg·cm⁻³ = 0.1 J ·m⁻³) (MgO) 和9.4×10⁶ erg·cm⁻³ (STO), 比基于 CoFeB [6–7]、Co [8–10]、CoNi [11]和CoFe [12]等材料的 SOT器件的 $K_{u\perp}$ 要大得多。在MgO上生长的FePt薄膜比在 STO上生长的薄膜具有更好的化学有序度和垂直各向异 性,这可能是由晶格失配导致的微观结构演化造成[20]。

图 2 为样品 II 和样品 IV 在-1000~1000 Oe(1 Oe = 79.57747 A·m⁻¹)外部磁场(H_x)下的电流诱导磁化翻转曲线。其中 H_x 用来打破 SOT 力矩镜面对称性。为了分辨翻转趋势,使用红色八角星表示磁化的初始状态,箭头表示翻转方向。两个器件均可观察到部分磁化翻转,表明在具有高垂直各向异性的 FePt 中可以实现电流诱导的部分磁化翻转。翻转的方向会随着外部磁场的反向而反转,且当外部磁场为零时,器件不发生翻转。这与重金属(HM)/FM 双层膜中典型的 SOT 诱导磁化翻转行为类似,并与之前的报道结果保持一致[16]。样品 II 在外部磁场 H_{opt} 约 500 Oe 下的翻转比例最大, ρ_{sw} 为2.5%;样品 IV 则

表1 4个FePt样品 $I_{(001)}/I_{(002)}$ 、面外矫顽力 H_{c1} 、磁各向异性场 H_k 、饱和磁矩 M_s 、垂直各向异性 K_{u1} 和SOT效率 β_{DL} 参数汇总表

	(001) (002)		R.	5			
Sample	I ₍₀₀₁₎ /I ₍₀₀₂₎	$H_{\mathrm{c}\perp}$ (kOe)	$H_{\rm k}$ (kOe)	$M_{\rm s} ({\rm emu}\cdot{\rm cm}^{-3})$	$K_{\mathrm{u}\perp} (\times 10^7 \mathrm{erg}\cdot\mathrm{cm}^{-3})$	$\beta_{\mathrm{DL}} (\times 10^{-6} \mathrm{Oe} \cdot (\mathrm{A} \cdot \mathrm{cm}^{-2})^{-1})$	
Ι	—	0.24	7.90	641	0.45	—	
II	0.85	2.11	13.71	821	0.98	4.2	
III	1.18	5.21	16.62	867	1.19	8.0	
IV	0.52	1.55	11.18	861	0.94	1.3	



图2. 在不同的外部水平磁场H,下电流诱导FePt的磁化翻转结果图。(a) FePt 10 nm / MgO;(b)为FePt 10 nm / STO。两样品生长温度均为400 ℃。

在 H_{opt} 约1000 Oe磁场下的翻转比例最大, ρ_{sw} 为3.2%。其中, ρ_{sw} 定义为 $\Delta R_I / \Delta R_H$ (ΔR_I 代表电流诱导磁化翻转中反常霍尔电阻变化量, ΔR_H 代表垂直磁场引起的总的反常霍尔电阻变化量)。在STO衬底上生长的薄膜,与在MgO衬底上生长的样品相比,磁化翻转需要更大的 H_x (约高200 Oe)。此外,本研究中器件翻转比例小于之前报道的结果[16,18–19]。在Tang等[19]的工作中,对于4 nm厚的FePt薄膜,最大翻转比例约为24%。同时,他们还发现翻转比例受FePt厚度(4~220 nm)的影响;然而在Liu等[16]的工作中,6 nm厚的FePt和20 nm厚的FePt的翻转比例相差不大,均为20%左右,表明翻转比例与FePt厚度无关;Zheng等[18]发现翻转比例强烈依赖于化学有序度,并且在3 nm厚的无序FePt薄膜中获得了更大的翻转比例,

约为88%。综上所述,虽然报道的结论存在差异,但总体 来看,翻转比例受微观结构、磁性能、薄膜厚度等几个因 素影响。还有,Hall bar结构的固有缺陷也会影响翻转比 例[21],主要因为Hall bar十字交叉结构的分流效应会降 低电流密度,同时霍尔臂的额外钉扎效应也会降低翻转比 例。临界翻转电流密度 (J_c)被定义为 R_H 开始发生变化 时的电流密度值。在相同条件下,基于STO衬底的FePt 样品较基于MgO衬底的FePt样品具有更小的 J_c 。

样品的SOT效率采用谐波霍尔电压来定量分析,图3 (a)为测试示意图。通过向样品中加入交流电流并分别测 量在*x*方向和*y*方向扫描磁场时得到的一次和二次谐波信 号的方式,得到了单层FePt(400°C)/MgO样品的谐波 霍尔电压曲线,如图3(c)~(f)所示。SOT力矩可等效



图3. (a) FePt样品中自选轨道有效场 (ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL}) 示意图。(b) 不同电流密度下 FePt样品的 SOT 有效场拟合曲线。(c) ~ (f) FePt 10 nm / MgO (400 ℃) 样品的典型谐波霍尔电压测试结果,其中 (c)、(e) 为一次谐波信号,(d)、(f) 为二次谐波信号。外部磁场 H_x 和 H_y 分别为沿着x方向 [(c)、(e)]或y方向[(d)、(f)]扫描。

为类阻尼力矩(damping-like torque)和类场力矩(field-like torque),对应的有效场分别为 ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 。对于具有垂直磁各向异性的样品,可通过以下公式计算:

$$\Delta H_{\rm DL} = -\frac{2\left(B_x \pm 2\xi B_y\right)}{1 - 4\xi^2} \tag{1}$$

$$\Delta H_{\rm FL} = -\frac{2\left(B_y \pm 2\xi B_x\right)}{1 - 4\xi^2} \tag{2}$$

$$\vec{x} \neq , \quad B_x = \left(\frac{\partial V_{2\omega}}{\partial H_x}\right) / \left(\frac{\partial^2 V_{\omega}}{\partial H_x^2}\right); \quad B_y = \left(\frac{\partial V_{2\omega}}{\partial H_y}\right) / \left(\frac{\partial^2 V_{\omega}}{\partial H_y^2}\right); \quad \xi =$$

 $\frac{R_{\rm P}}{R}$ 为样品的平面霍尔电阻 ($R_{\rm P}$)和反常霍尔电阻 ($R_{\rm H}$) 比值[8,22]。考虑到FePt的平面霍尔电阻较小(详见附录A 中的图 S1), 设定 ξ = 0。400 ℃ FePt 10 nm / MgO 和 FePt 10 nm / STO 薄膜器件的 SOT 有效场与电流密度之间的关 系如图3(b)所示。可见,两个样品的有效场具有相同 的变化趋势, $\Delta H_{\rm DI}$ 大于 $\Delta H_{\rm HI}$, 表明类阻尼力矩在单层 FePt中占主导地位。不同点在于,基于MgO衬底的FePt SOT 有效场大于基于 STO 衬底样品的有效场。进一步计 算两个器件的SOT效率 β_{DI} ,定义为 $\Delta H_{DI}/J$:基于MgO衬 底和 STO 衬底的样品的 β_{DL} 分别为 4.2×10^{-6} Oe·(A·cm⁻²)⁻¹ 和 1.3×10^{-6} Oe·(A·cm⁻²)⁻¹,验证了 $L1_0$ FePt 具有较大的 SOT 效率。Liu 等[16]的研究认为生长在 STO、MgO 和 TiN/MgO的20 nm FePt 薄膜具有类似的连续结构,其 β_{DL} 值也较接近。然而,由于本研究在MgO和STO衬底上制 备的薄膜微观结构不同, β_{DL} 也具有非常大的差异。因此, 晶格失配引起的微观结构变化会影响化学有序度,从而影 响 SOT 效率。具体的,在 MgO 衬底上生长的颗粒结构 FePt 薄膜较在 STO 衬底上生长的连续薄膜具有更大的 $\Delta H_{\rm DL}$, $\Delta H_{\rm FL}$ 和 $\beta_{\rm DL}$ 。

为了系统地研究化学有序度对SOT性能的影响,在 MgO衬底上制备了不同溅射温度的FePt薄膜。图4(a)~ (c) 为样品I(300 ℃) 和样品III(500 ℃) 的AHE测试 曲线和磁滞回线。结合之前样品II(400 ℃)的测试结 果,可见当溅射温度超过400 ℃时,FePt会表现出优异的 垂直磁各向异性。受相干带混合效应影响[17],化学有序 度差的FePt薄膜(300℃,样品I)比更有序的FePt样品 (400℃,样品II; 500℃,样品III)具有更大的霍尔电阻 R_H。随着溅射温度的升高,FePt(001)、FePt(002)和FePt(003) 衍射峰强度增加,强度比I₍₀₀₁/I₍₀₀₂₎亦增加(在400℃制备 的样品II约为0.85,在500 ℃制备的样品III约为1.18), 表明(001)结构的化学有序度随温度升高而提升(详见附 录A中的图S2)。当溅射温度从300℃升高到500℃时, $K_{\rm nl}$ 也从4.5×10⁶ erg·cm⁻³ 增加到1.19×10⁷ erg·cm⁻³。如图4 (d)、(e) 所示,通过施加脉冲电流,样品I和样品III也可 实现部分磁化翻转。三个样品在最优外部磁场(样品I和 样品Ⅱ大约为500 Oe,样品Ⅲ大约为1000 Oe)下的翻转 比例 psw 分别为 0.8%、 2.5% 和 6.6%。此外, 样品的临界翻 转电流密度上虽然不同,但与制备温度不呈线性关系。

为了探究 H_x 对 J_c 的影响,以样品 I 的测试结果为例, 绘制了 H_x 与 J_c 的关系图[图5 (a)]。与Lee 等[23]的结果 相似, J_c 随着 H_x 的增加而降低。此外,还测量了 500 °C FePt 10 nm / MgO 样品不同电流密度下的有效场(详见附 录 A 中的图 S3),结果如图 5 (b)所示。由于垂直各向异 性较差,未测量样品 I 的有效场。随着溅射温度的升高, 样品的 $\Delta H_{\rm DL}$ 、 $\Delta H_{\rm FL}$ 和 $\beta_{\rm DL}$ [8 × 10⁻⁶ Oe · (A·cm⁻²)⁻¹]也逐步 增加。值得注意的是,本研究发现基于 MgO 衬底的



图4. (a) 生长温度分别为300 ℃和500 ℃下的FePt 10 nm / MgO样品的AHE 曲线。(b)、(c) 生长温度为300 ℃(b) 和500 ℃(c) 下的 FePt 10 nm / MgO样品的磁滞回线。在不同外部磁场下的FePt 10 nm / MgO样品电流驱动磁化翻转:(d) 300 ℃条件下;(e) 500 ℃条件下。

500 °C单层 FePt的β_{DL}[8×10⁻⁶ Oe·(A·cm⁻²)⁻¹]要大于前人的研究结果[6.5×10⁻⁶ Oe·(A·cm⁻²)⁻¹][16]。对比表1中的数据,不难看出SOT有效场深受化学有序度和垂直各向异性的影响,具有较高化学有序度和垂直各向异性的FePt 薄膜也会有较大的SOT有效场和效率。

为了研究 FePt 体系中 SOT 的起源,采用 TEM 技术对 其微观结构进行分析。图6(a)为500 ℃制备的 FePt (10 nm)/MgO样品的高倍 TEM 图谱,从中可清晰的看到 取向(001)的 FePt 颗粒良好地外延在取向(200)的 MgO 衬底 上。结合 FePt 和 MgO 对应区域的电子衍射图谱(SAED) [图6(b)],两者间的外延关系可确认为 FePt(001)<100> ‖MgO(001)<200>,与前期的研究结果一致[20]。所有的结 果均表明 FePt 样品具有良好的(001)取向。此外,在界面 处可以清楚的看到位错[图6(c),标记为"⊥"]。同时, 虽然 FePt 呈良好(001)取向,其内部仍可见部分缺陷[图6(c),标记为红色圆圈]。不同于生长在 STO 衬底的 FePt,基于 MgO 衬底的 FePt具有岛状结构[图6(d)][20]。这一结果与图1中的磁滞回线斜率保持一致。进一步,采用了 EDX 图谱技术分析选择区域的 Fe、Pt和 Mg 原子分布情况,如图6(e)、(f)所示。可见,部分 Mg 原子扩散进入 FePt样品内部,从而可能形成如图6(c)所示的缺陷。近期研究表明,磁性体系可以产生 SOT 效应的前提是其应具有非中心对称的空间群(体反演非对称)或非中心对称的点群(局部结构反演非对称)特点。在本研究中,基于两种衬底的 L1₀结构 FePt 均可实现电流驱动磁化翻转,这是由于位错和缺陷非均匀地分布于 FePt 样品中(详见附录 A中的图 S4),进而形成了 FePt 的结构反演非对称。因此,单层 FePt 可产生 SOT 效应,并可利用其实现磁化翻转。



图5. (a) FePt 10 nm / MgO 样品(300 ℃)的临界翻转电流密度 J_c 与外部磁场 H_x 之间的关系图; (b) FePt 10 nm / MgO(500 ℃)样品在不同电流密度下的 SOT 有效场拟合曲线。



图6. 生长于 MgO 衬底的 10nm FePt (500 ℃) 样品微观结构分析。(a) FePt 和 MgO 样品选择区域的高分辨率 TEM;(b) 对应区域的电子衍射图谱; (c) 对应区域的快速傅里叶变换(IFFT)图;(d) 低倍 TEM 图;(e)、(f) 选择区域 Fe(e)、Pt和 Mg(f) 原子的 EDX 图谱分析。L、m和k分别代表 不同的 X 射线谱线系。

4. 结论

综上,本研究基于 SOT 效应在单层 L1₀ FePt 磁性体系 中实现了电流驱动的磁化翻转。相较于生长于 STO 衬底 上的 FePt 样品,基于 MgO 衬底的 FePt 样品具备更大的垂 直各向异性和 SOT 有效场。研究发现,SOT 效率受化学 有序度和晶格失配导致的微观结构变化的影响,且在 10 nm 厚度的高垂直各向异性 FePt 样品中得到高达 8 × 10⁻⁶ Oe · (A·cm⁻²)⁻¹的 SOT 效率。本文的研究有助于推动 FePt 在自旋电子器件领域中的应用。

致谢

本文受国家重点研发项目(2020AAA0109005)、国家 自然科学基金项目(61674062、51501168、41574175、和 41204083)、中央高校中国地质大学(武汉)基本科研业务费 专项经费资助项目(CUG150632、CUGL160414)、国家强磁 中心学科交叉项目(WHMFC202119)、华中科技大学、深圳 虚拟大学园基金项目(2021Szvup091)资助。

Compliance with ethics guidelines

Kaifeng Dong, Chao Sun, Laizhe Zhu, Yiyi Jiao, Ying Tao, Xin Hu, Ruofan Li, Shuai Zhang, Zhe Guo, Shijiang Luo, Xiaofei Yang, Shaoping Li, and Long You declare that they have no conflict of interest or financial conflicts to disclose.

Appendix A. Supplementary data

Supplementary data to this article can be found online at https://doi.org/10.1016/j.eng.2021.09.018.

References

 Worledge DC, Hu G, Abraham DW, Sun JZ, Trouilloud PL, Nowak J, et al. Spin torque switching of perpendicular Ta/CoFeB/MgO-based magnetic tunnel junctions. Appl Phys Lett 2011;98(2):022501.

- [2] Ramaswamy R, Lee JM, Cai K, Yang H. Recent advances in spin–orbit torques: moving towards device applications. Appl Phys Rev 2018;5(3):031107.
- [3] Miron IM, Garello K, Gaudin G, Zermatten PJ, Costache MV, Auffret S, et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. Nature 2011;476(7359):189–93.
- [4] Liu L, Pai CF, Li Y, Tseng HW, Ralph DC, Buhrman RA. Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum. Science 2012;336(6081): 555–8.
- [5] Liu L, Zhou C, Shu X, Li C, Zhao T, Lin W, et al. Symmetry-dependent fieldfree switching of perpendicular magnetization. Nat Nanotechnol 2021;16(3): 277–82.
- [6] Schulz T, Lee K, Krüger B, Lo Conte R, Karnad GV, Garcia K, et al. Effective field analysis using the full angular spin–orbit torque magnetometry dependence. Phys Rev B 2017;95(22):224409.
- [7] Qiu X, Deorani P, Narayanapillai K, Lee KS, Lee KJ, Lee HW, et al. Angular and temperature dependence of current induced spin–orbit effective fields in Ta/ CoFeB/MgO nanowires. Sci Rep 2015;4(1):4491.
- [8] Garello K, Miron IM, Avci CO, Freimuth F, Mokrousov Y, Blügel S, et al. Symmetry and magnitude of spin–orbit torques in ferromagnetic heterostructures. Nat Nanotechnol 2013;8(8):587–93.
- [9] Kong WJ, Ji YR, Zhang X, Wu H, Zhang QT, Yuan ZH, et al. Field-free spin Hall effect driven magnetization switching in Pd/Co/IrMn exchange coupling system. Appl Phys Lett 2016;109(13):132402.
- [10] van den Brink A, Vermijs G, Solignac A, Koo J, Kohlhepp JT, Swagten HJM, et al. Field-free magnetization reversal by spin-Hall effect and exchange bias. Nat Commun 2016;7(1):10854.
- [11] Fukami S, Zhang C, DuttaGupta S, Kurenkov A, Ohno H. Magnetization switching by spin–orbit torque in an antiferromagnet–ferromagnet bilayer system. Nat Mater 2016;15(5):535–41.
- [12] Razavi SA, Wu D, Yu G, Lau YC, Wong KL, Zhu W, et al. Joule heating effect on field-free magnetization switching by spin-orbit torque in exchange-biased systems. Phys Rev Appl 2017;7(2):024023.
- [13] Huang KF, Wang DS, Lin HH, Lai CH. Engineering spin-orbit torque in Co/Pt multilayers with perpendicular magnetic anisotropy. Appl Phys Lett 2015; 107(23):232407.
- [14] Hong J, Dong K, Bokor J, You L. Self-assembled single-digit nanometer memory cells. Appl Phys Lett 2018;113(6):062404.
- [15] Chen JS, Hu JF, Lim BC, Lim YK, Liu B, Chow GM, et al. High coercive L1₀ FePt-C (001) nanocomopsite films with small grain size for perpendicular recording media. J Appl Phys 2008;103(7):07F517.
- [16] Liu L, Yu J, González-Hernández R, Li C, Deng J, Lin W, et al. Electrical switching of perpendicular magnetization in a single ferromagnetic layer. Phys Rev B 2020;101(22):220402.
- [17] Sato T, Seki T, Kohda M, Ryu J, Gamou H, Karube S, et al. Evaluation of spinorbit torque in a L1₀-FePt single layer and a L1₀-FePt/Pt bilayer. Jpn J Appl Phys 2019;58(6):060915.
- [18] Zheng SQ, Meng KK, Liu QB, Chen JK, Miao J, Xu XG, et al. Disorder dependent spin-orbit torques in L1₀ FePt single layer. Appl Phys Lett 2020; 117(24):242403.
- [19] Tang M, Shen Ka, Xu S, Yang H, Hu S, Lü W, et al. Bulk spin torque-driven perpendicular magnetization switching in L1₀ FePt single layer. Adv Mater 2020;32(31):2002607.
- [20] Dong KF, Li HH, Chen JS. Lattice mismatch-induced evolution of microstructural properties in FePt films. J Appl Phys 2013;113(23):233904.
- [21] Finley J, Lee CH, Huang PY, Liu L. Spin-orbit torque switching in a nearly compensated Heusler ferrimagnet. Adv Mater 2019;31(2):1805361.
- [22] Hayashi M, Kim J, Yamanouchi M, Ohno H. Quantitative characterization of the spin-orbit torque using harmonic Hall voltage measurements. Phys Rev B 2014;89(14):144425.
- [23] Lee KS, Lee SW, Min BC, Lee KJ. Threshold current for switching of a perpendicular magnetic layer induced by spin Hall effect. Appl Phys Lett 2013; 102(11):112410.