

非晶 WTaB/CoFeB/MgO 异质结的强垂直各向异性及高效自旋-轨道力矩研究*

胡超群^{1)2)#} 朱照照^{3)#} 李关松²⁾ 毕林竹²⁾ 柯锦涛²⁾ 王鹏举²⁾
何聪丽¹⁾ 申世鹏¹⁾ 蔡建旺²⁾ 王守国^{1)4)†}

1) (北京师范大学物理与天文学院, 北京 100875)

2) (中国科学院物理研究所, 应用物理中心, 北京 100190)

3) (太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

4) (安徽大学材料科学与工程学院, 安徽省磁性功能材料与器件重点实验室, 合肥 230601)

(2026 年 4 月 9 日收到; 2026 年 4 月 24 日收到修改稿)

高效自旋流源和垂直磁各向异性薄膜的研究对发展以自旋-轨道力矩 (SOT) 为核心的高密度磁随机存储器 (SOT-MRAM) 至关重要. 本文报道了由于硼元素的关键调控, 非晶 WTaB/CoFeB/MgO 异质结具有高温稳定性且强垂直磁各向异性, 体系具有高效 SOT 调控特性; 其有效垂直磁各向异性场高达 350 mT. 进一步研究发现, 体系经过 450 °C 退火后, 其优良的磁性能仍能保持住; 在电流诱导下实现了垂直磁化翻转, 临界翻转电流密度低至 2.4×10^{10} A·m⁻²; 通过二次谐波方法测得 WTaB 的自旋霍尔角为 -0.44, 与文献报道面内磁化体系通过自旋转移力矩-铁磁共振方法所获得的结果相一致. 本工作表明非晶 WTaB 可以作为新型高效电荷-自旋转换材料, 有望推动低功耗垂直磁化自旋电子学器件的发展.

关键词: 自旋-轨道力矩, 垂直磁各向异性, 磁化翻转, 自旋霍尔角

DOI: 10.7498/aps.75.20260496

CSTR: 32037.14.aps.75.20260496

1 引言

以磁性隧道结 (magnetic tunnel junction, MTJ) 为基本单元的磁随机存储器 (magnetic random access memory, MRAM), 是新一代信息存储领域的重要方向之一^[1,2]. 当前基于自旋转移力矩 (spin-transfer torque, STT) 的 STT 磁随机存储器 (STT-MRAM) 已实现商业化应用, 但是该技术架构中读写电流均穿过其信息存储单元 MTJ, 信息写入时的大电流密度会造成 MTJ 持续性结构损

伤, 导致其耐久性发生显著的衰减; 同时, 读写电流共用通路引发的相互干扰, 也严重制约其高速信息读写性能^[3-5]. 为突破上述技术瓶颈, 基于自旋-轨道力矩 (spin-orbit torque, SOT) 的磁随机存储器 (SOT-MRAM) 被提出^[6-8], 其主要结构为具有显著自旋霍尔的纳米薄膜近邻 MTJ 的自由层. 当自旋霍尔材料通过面内电流时, 产生自旋流并垂直注入到磁性自由层, 从而对其施加力矩 (该力矩也被称作 SOT), 最终实现 MTJ 自由层的电致磁化翻转. 得益于读写电流通路相互分离, SOT-MRAM 的写入电流无需流经 MTJ, 相较 STT-MRAM 展

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1402602)、国家自然科学基金 (批准号: 52130103, 52271237) 和国家自然科学基金联合资助 (批准号: U21A20432) 的资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: sgwang@ahu.edu.cn

现出更快的读写速度与更高的写入耐久性, 成为下一代 MRAM 器件发展的核心方向^[9]. 特别地, 当 MTJ 具备垂直磁各向异性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA), 对应的 SOT-MRAM (p-SOT-MRAM), 拥有更优异的动力学响应特性、更强的热稳定性以及更高的集成度, 具备了部分替代当前主流存储器件动态随机存储器 (DRAM) 和静态随机存储器 (SRAM) 的潜力, 成为高速缓存和存算一体等领域的理想候选器件^[10].

高性能 p-SOT-MRAM 的核心挑战在于高效 SOT 的关键自旋霍尔材料之外, 同时整个 MTJ 结构还必须满足大磁电阻读出信号、高退火稳定性和强 PMA 等兼容性要求. 自旋霍尔角 (spin Hall angle, θ_{SH}) 定义为材料中产生的自旋流密度 J_s 与施加的电荷流密度 J_c 之比^[11], 大 θ_{SH} 是实现 SOT 低写入电流的决定性要素. 目前研究发现具有大 θ_{SH} 的材料体系主要包括拓扑绝缘体 (Bi_2Se_3)^[12,13]、二维半金属 (WTe_2 , MoTe_2)^[14-17] 以及 5d 重金属 (Pt , $\beta\text{-W}$, $\beta\text{-Ta}$ 及其合金) 等^[18-22], 拓扑绝缘体、二维半金属和面心立方 Pt 等, 因与 (001) 取向 CoFeB/MgO 基 MTJ 存在晶体失配问题, 难以实现大的隧穿磁电阻 (tunneling magnetoresistance, TMR) 信号和高温稳定性^[23-26]. $\beta\text{-W}$ 和 $\beta\text{-Ta}$ 由于同时具有大的 θ_{SH} 以及和 CoFeB/MgO 基 MTJ 的高适配性, 可望用于 SOT-MRAM. 与 $\beta\text{-Ta}$ 相比, $\beta\text{-W}$ 具有更大的 θ_{SH} , 更受到人们的关注. 然而, $\beta\text{-W}$ 本身的 A15 结构 β 相是亚稳态, 退火温度超过 300 °C 时容易发生相变, 因此退火稳定性相对较低. 高温退火会使其晶体结构转变为体心立方结构的 α 相钨 ($\alpha\text{-W}$), 导致其 θ_{SH} 大幅降低, 这使其无法与需要在 350—400 °C 下进行后退火处理的半导体 CMOS 工艺相兼容^[27]. 最近, Hibino 等^[28] 通过往 $\beta\text{-W}$ 进行元素掺杂制备了具有非晶态的 WTaB 合金, 发现非晶 WTaB 合金具有高达 40% 的有效自旋霍尔角, 并在 400 °C 高温退火下仍保持稳定. 进一步, 他们将 WTaB 作为自旋霍尔材料并与具有面内各向异性的 CoFeB/MgO 基 MTJ 结合, 构建了三端结构 SOT-MRAM 器件单元, 在超过 350 °C 的退火条件下, 其 TMR 比值达到 130% 且临界翻转电流密度 J_{c0} 低至 $4 \times 10^{10} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$, 展现出良好的应用潜力. 不过, 相关研究仅限于具有面内磁各向异性的 WTaB/ CoFeB/MgO 异质结体系, 针对该体系的 PMA 调控规律, 以及 SOT 驱

动下具有 PMA 的 CoFeB/MgO 体系磁矩翻转行为, 仍缺乏系统的研究与探索.

本文系统地研究了非晶态 WTaB/ CoFeB/MgO 体系的垂直磁各向异性 and 高效 SOT 调控特性. 由于 B 元素掺杂对合金非晶化的关键调控, 异质结表现出了极高的热退火稳定性; 同时, 实现了电流诱导 SOT 驱动的垂直磁化翻转, 临界翻转电流密度为 $2.4 \times 10^{10} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$; 利用二次谐波测量技术, 表征了 WTaB 基垂直异质结的自旋-轨道力矩效率, 测得自旋霍尔角 θ_{SH} 的值为 -0.44, 与 Hibino 等的研究结果基本一致. WTaB 在强垂直磁各向异性 CoFeB/MgO 薄膜体系中的优异表现, 为实现高性能垂直结构 SOT-MRAM 奠定了坚实基础.

2 实验过程

本文采用直流/射频磁控溅射方法, 在表面热氧化的单晶 Si 衬底上沉积了不同金属层厚度的 WTaB/ CoFeB/MgO 结构系列多层膜. 系列样品包括:

- 1) 参考样品 WTa (10, 15 nm)/ SiO_2 (5 nm), WTaB (10, 15 nm)/ SiO_2 (5 nm);
- 2) WTaB (6 nm)/ $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ (1—2 nm)/ MgO (3 nm)/ SiO_2 (5 nm);
- 3) WTaB (2—15 nm)/ $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ (1.1 nm)/ MgO (3 nm)/ SiO_2 (5 nm).

WTaB 合金层、 CoFeB 磁性合金层、 MgO 绝缘层和 SiO_2 表面防氧化层均采用射频溅射法制备, 对照样品 WTa 层采用直流溅射法制备, 溅射系统的本底真空优于 $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$, 采用 6N 高纯 Ar 气作为工作气体, 在气体流量为 20 sccm (1 sccm = 1 mL/min)、气压为 0.5 Pa 的条件下工作. WTaB 靶为 W 靶 (99.99% 纯度) 上对称放置 Ta 片 (纯度 99.5%) 和 B 片 (纯度 99.5%) 的复合靶, CoFeB 靶为 $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ 合金靶 (99.99% 纯度) 上对称放置 B 片 (纯度 99.5%) 的复合靶. WTaB 和 CoFeB 的具体成分均由能量色散 X 射线谱 (energy dispersive X-ray spectroscopy, EDS) 定量分析确定, 其中 WTaB 合金层的成分大致为 5:3:2, CoFeB 合金层的成分大致为 4:4:2. 通过 X 射线反射率 (X-ray reflectivity, XRR) 测量 15—30 nm 厚度范围内不同单层膜的厚度, 再除以溅射时间得到不同靶材的溅射速率, 各靶材的溅射速率控制在 0.2—0.7 Å/s

之间. 样品均在真空度优于 4×10^{-5} Pa 的环境中 300—450 °C 退火 1 h. 单层膜 WTa 及 WTaB 样品的晶体结构通过 X 射线衍射 (X-ray diffraction, XRD) $2\theta/\omega$ 扫描进行表征, 多层膜样品磁性通过振动样品磁强计 (vibrating sample magnetometer, VSM) 来进行测量. 对于电流诱导 SOT 翻转垂直磁矩以及二次谐波测量, 利用紫外曝光和氩离子刻蚀等微纳加工手段, 将薄膜样品加工为 $200 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ 的 Hall bar 器件, 在自制磁输运测量系统中完成了输运测试. 所有测量均在室温下进行.

3 实验结果与讨论

首先研究了 WTaB 薄膜及无 B 对照样品 WTa 薄膜的晶体结构. 图 1(a) 为在 350 °C 退火 1 h 下 WTaB 和 WTa 合金 XRD 的 $2\theta/\omega$ 扫描衍射图. 可以看出, 10 和 15 nm 的 WTa 合金样品在 40° 附近出现明显的衍射峰, 与 α -W (110) 峰位接近, 而同样厚度的 WTaB 合金无晶态衍射峰出现, 仅在 40° 附近出现宽化的鼓包, 表明在 350 °C 退火后, WTaB 薄膜仍保持非晶结构, 未出现结晶化, 证明其非晶结构具有优异的热稳定性. 需要强调的是, 将 WTaB 这种非晶材料作为 CoFeB/MgO 的缓冲层, 不会影响 CoFeB/MgO 结构中 MgO 的模版效应, 使异质结薄膜在退火后能维持良好的 CoFeB/MgO(001) 取向, 这对于保证 CoFeB/MgO 基隧道

结具有良好的 TMR 与 PMA 性质是至关重要的. 为了验证这个结论, 对 350 °C 退火后的 WTaB/CoFeB/MgO 异质结薄膜进行了截面高分辨透射电子显微表征, 如图 1(b) 所示, 高温退火后的 MgO 和 CoFeB 均晶化良好, 其中 MgO 保持良好的 fcc(001) 晶格取向, CoFeB 则沿着 MgO 表面晶化并表现为 bcc(001) 结构. WTaB 层呈现出无特征衬度, 其对应的快速傅里叶变换 (fast Fourier transform, FFT) 图样 (见图 1(b) 插图) 表现为明显的弥散晕斑, 直接证明了其非晶的性质, 这与 XRD 所显示的非晶特征相一致. 此外, WTaB 与 CoFeB 之间具有十分清晰且锐利的界面, 说明 WTaB 并没有发生明显的扩散. WTaB/CoFeB/MgO 的这种良好的 CoFeB/MgO(001) 取向及层状结构有利于该体系取得较强的 PMA.

随后对退火后的 WTaB(6 nm)/CoFeB(1—2 nm)/MgO(3 nm) 薄膜样品进行了面外和面内的磁化曲线测量. 图 2(a) 和图 2(b) 所示为 1.0, 1.1, 1.2 nm 厚的 CoFeB 样品在 350 °C 退火后的 $M-H$ 曲线. 从图 2(a) 和图 2(b) 可以看到, 样品的易磁化轴都垂直于膜面, 并且面外方向回线的矩形度良好, 剩磁比 M_r/M_s 都接近 100%, 矫顽力都在 7 mT 以内. 继续考察样品面内方向的回线, 可以看到对于 CoFeB 小于 1.2 nm 的样品需要很大的面内磁场才能饱和, 该面内饱和磁场对应于薄膜的有效垂直各向异性场 ($\mu_0 H_k$), 当 CoFeB 层厚度为 1.1 nm

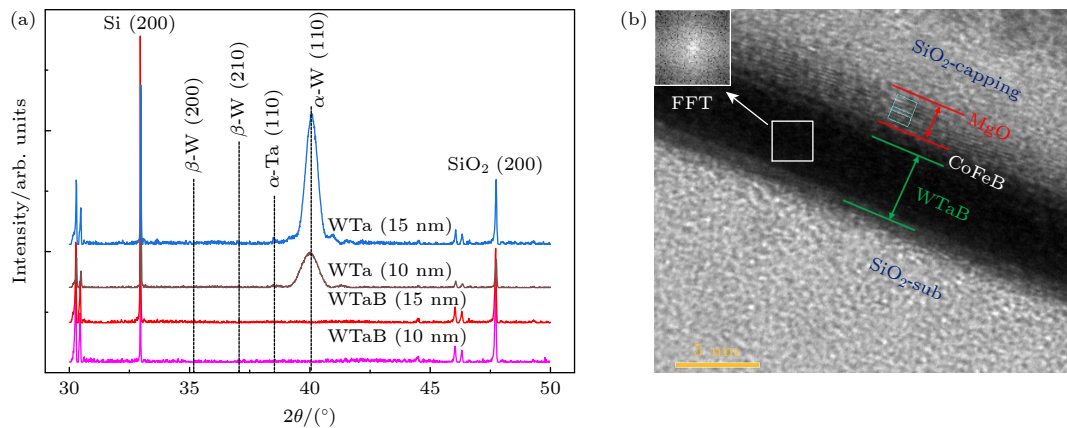


图 1 WTaB 薄膜及异质结的结构分析 (a) WTa (10, 15) 和 WTaB (10, 15) (厚度单位: nm) 薄膜的 XRD 图谱; (b) WTaB(6)/CoFeB(1.1)/MgO(3) (厚度单位: nm) 异质结薄膜样品的截面高分辨率透射电子显微镜 (HR-TEM) 图像, 插图为 WTaB 选定区域进行的快速傅里叶变换 (FFT)

Fig. 1. Structural characterization of WTaB film and heterostructures: (a) XRD patterns of WTa (10, 15) and WTaB (10, 15) (thickness in nm) thin films; (b) cross-sectional high-resolution transmission electron microscopy (HR-TEM) image of the WTaB(6)/CoFeB(1.1)/MgO(3) (thickness in nm) heterostructure film, with the inset showing the fast Fourier transform (FFT) performed on a selected area of the WTaB layer.

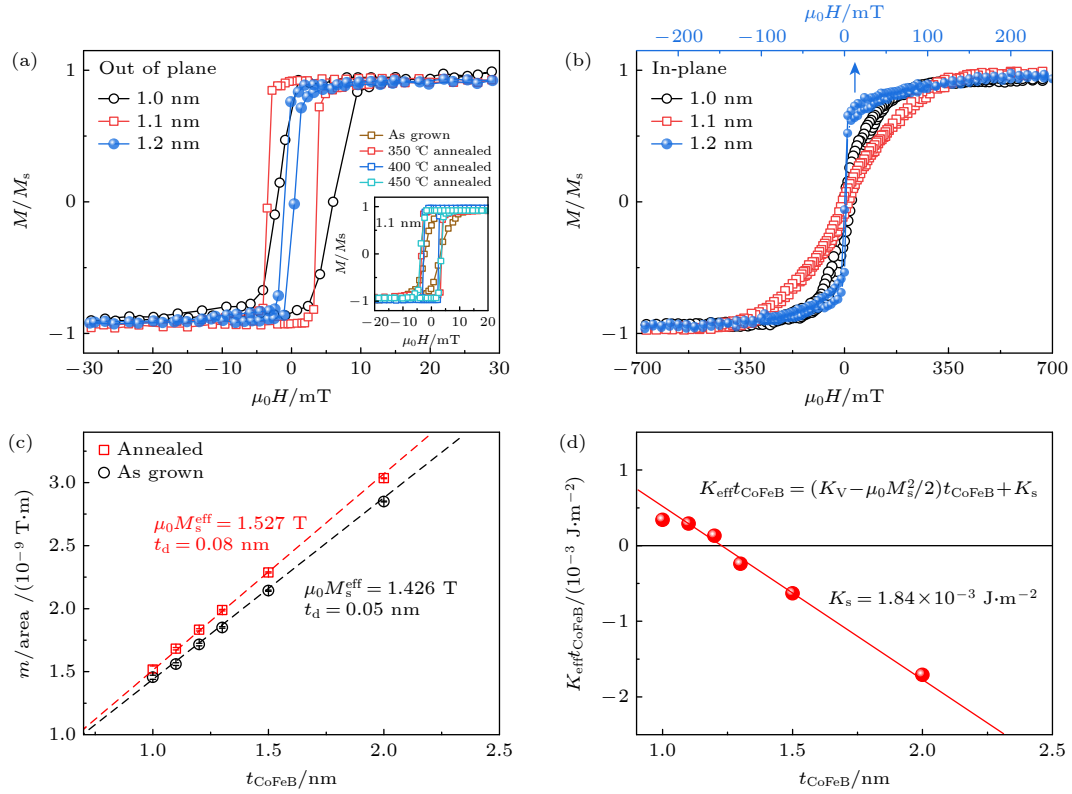


图 2 磁性表征. WTaB (6 nm)/CoFeB(1–2 nm)/MgO(3 nm) 薄膜样品经过 350 °C 真空退火后的 (a) 垂直和 (b) 平行于膜面的归一化磁滞回线, CoFeB 层的厚度分别为 1.0 nm (黑色圆圈)、1.1 nm (红色方块) 和 1.2 nm (蓝色圆点), 1.2 nm 面内回线对应顶部横坐标, 图 (a) 插图制备态及不同退火温度后的垂直方向磁滞回线; (c) 制备态 (黑色圆形) 和 350 °C 退火 (红色方块) 的 WTaB(6 nm)/CoFeB(1–2 nm)/MgO(3 nm) 异质结薄膜单位面积的饱和磁矩 m/area 随 t_{CoFeB} 的变化; (d) 有效垂直各向异性能 K_{eff} 与 t_{CoFeB} 的乘积随 t_{CoFeB} 的变化, 图中直线为线性拟合结果

Fig. 2. Magnetic characterization: (a) Out-of-plane and (b) in-plane normalized hysteresis loops for WTaB(6 nm)/CoFeB(1–2 nm)/MgO(3 nm) heterostructure films after vacuum annealing at 350 °C. The CoFeB layer thicknesses are 1.0 nm (black circles), 1.1 nm (red squares) and 1.2 nm (blue dots). The in-plane loop for 1.2 nm sample corresponds to the top x -axis; (c) variation of saturation magnetic moment per unit area (m/area) as a function of CoFeB thickness (t_{CoFeB}) for WTaB(6 nm)/CoFeB(1–2 nm)/MgO(3 nm) heterostructure films in the as-grown state (black circles) and 350 °C-annealed (red squares); (d) dependence of the product $K_{\text{eff}} t_{\text{CoFeB}}$ on t_{CoFeB} , the straight lines are the linear fitting results.

时, 样品的 $\mu_0 H_k$ 达到最大, 约为 350 mT. 进一步研究发现对于 WTaB/CoFeB/MgO 薄膜样品, 具有 PMA 的极限厚度为 1.2 nm, 当 CoFeB 层厚度大于 1.2 nm, 异质结薄膜的 PMA 会迅速减小, 易轴方向会从垂直方向转向面内. 继续研究了不同退火温度下 WTaB(6 nm)/CoFeB(1.1 nm)/MgO(3 nm) 样品垂直方向上的磁化曲线, 如图 2(a) 插图所示, 制备态的样品经过高温退火后, 其磁滞回线呈现出更加陡峭的矩形形状, 说明其 PMA 得到增强, 同时其饱和磁化强度值 M_s 略有增加. 此结果表明退火会导致 CoFeB 的晶化以及更优 CoFeB/MgO 界面的形成, 从而提高体系的 PMA 和 M_s . 需要特别指出的是, 在高达 450 °C 的退火温度下, 体系的 PMA 依旧得到了保持, 说明 WTaB 合金具有良好的退火稳定性, 完全可以与半导体 CMOS

工艺相兼容.

图 2(c) 为 WTaB(6 nm)/CoFeB(1–2 nm)/MgO(3 nm) 系列样品在退火前后单位面积饱和磁矩随厚度的变化曲线, 可以看到退火前后样品单位面积饱和磁矩与 CoFeB 的厚度基本为线性关系. 利用公式 $M_s = M_s^{\text{eff}}(t_{\text{CoFeB}} - t_d)$ 进行线性拟合, 其中 M_s^{eff} 是铁磁层有效厚度 ($t_{\text{CoFeB}} - t_d$) 下的有效饱和磁化强度, t_d 表示磁性死层厚度. 拟合结果显示, 制备态样品 $\mu_0 M_s^{\text{eff}} = 1.426$ T, 经过 350 °C 退火后, $\mu_0 M_s^{\text{eff}}$ 提升到 1.527 T. 值得注意的是, 无论退火前后 t_d 均可忽略不计, 反映出 WTaB/CoFeB 和 CoFeB/MgO 界面处的原子混合程度非常有限, 也与电镜表征的结果一致. 图 2(d) 展示了 WTaB(6 nm)/CoFeB(1–2 nm)/MgO(3 nm) 系列样品有效垂直各向异性能常数 $K_{\text{eff}} = \mu_0 H_k M_s / 2$ 与 CoFeB 厚

度 t_{CoFeB} 的乘积随 t_{CoFeB} 的变化关系. 利用磁性薄膜有效垂直各向异性性能的公式:

$$K_{\text{eff}}t_{\text{CoFeB}} = \left(K_V - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \right) t_{\text{CoFeB}} + K_s. \quad (1)$$

拟合得到 CoFeB/MgO 界面的垂直各向异性性能常数 K_s 为 $1.84 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$, CoFeB 的体垂直各向异性性能常数 K_V 可忽略不计.

基于非晶 WTaB /CoFeB/MgO 异质结薄膜所展现的优异 PMA, 接下来对样品进行电流诱导 SOT 翻转垂直磁矩的研究. 利用微纳加工手段将 350°C 退火后的 WTaB(6 nm)/CoFeB(1.1 nm)/MgO(3 nm) 样品制备成了 $200 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ 的 Hall bar 器件, 反常霍尔测试呈现为一条标准的矩形回线, 与垂直方向的 $M-H$ 曲线类似. 但微加工后的样品矫顽力增大为 25 mT, 这一变化可以归因为小尺寸器件对应的反磁化形核的缺陷减少. 图 3(a) 为 SOT 翻转垂直磁矩的测量示意图, 将电流方向定义为 x , 样品磁化方向的变化可以通过反常霍尔电阻 R_{xy} 的变化来体现. 为了实现确定性的磁矩翻转, 在测量过程中需要施加一个和电流方向同向的

外加磁场 H_x . 图 3(b) 展示了在不同大小 (-200 — 200 mT) 的 H_x 下, 样品的 R_{xy} 随施加的脉冲电流大小 I (脉宽为 $100 \mu\text{s}$) 的变化曲线. 可以看到, 样品的 R_{xy} 在脉冲电流扫描过程中在高、低两个阻态之间来回切换, 即 CoFeB 的垂直磁化方向可以通过电流实现向上和向下的两个稳态之间的切换. 电流翻转回线的极性随着面内磁场 H_x 方向的变化而发生改变, 并且 H_x 为 0 时无法产生确定性的电流诱导磁化翻转, 这些现象均与 SOT 诱导的垂直磁化翻转结果一致.

临界翻转电流 I_c 定义为电阻值为 $(R_{xy}^+ + R_{xy}^-)/2$ 时所对应的电流值, 其中 R_{xy}^+ 和 R_{xy}^- 分别表示磁化方向向上和向下时的 R_{xy} 值, 研究发现 I_c 与外加磁场 H_x 大小有一定依赖性. 图 3(c) 展示了 I_c 和对应的临界翻转电流密度 J_c 随 H_x 的变化关系: I_c 从 H_x 为 $\pm 10 \text{ mT}$ 的 7.2 mA (对应的 $J_c = 5.1 \times 10^{10} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$) 降低至 H_x 为 $\pm 200 \text{ mT}$ 的 3.4 mA (对应的 $J_c = 2.4 \times 10^{10} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$), 与 H_x 大小成反比并在 H_x 绝对值大于 200 mT 时趋于稳定, 这一趋势可以用基于体自旋霍尔效应相关 SOT 导致垂直磁矩一致翻转理论

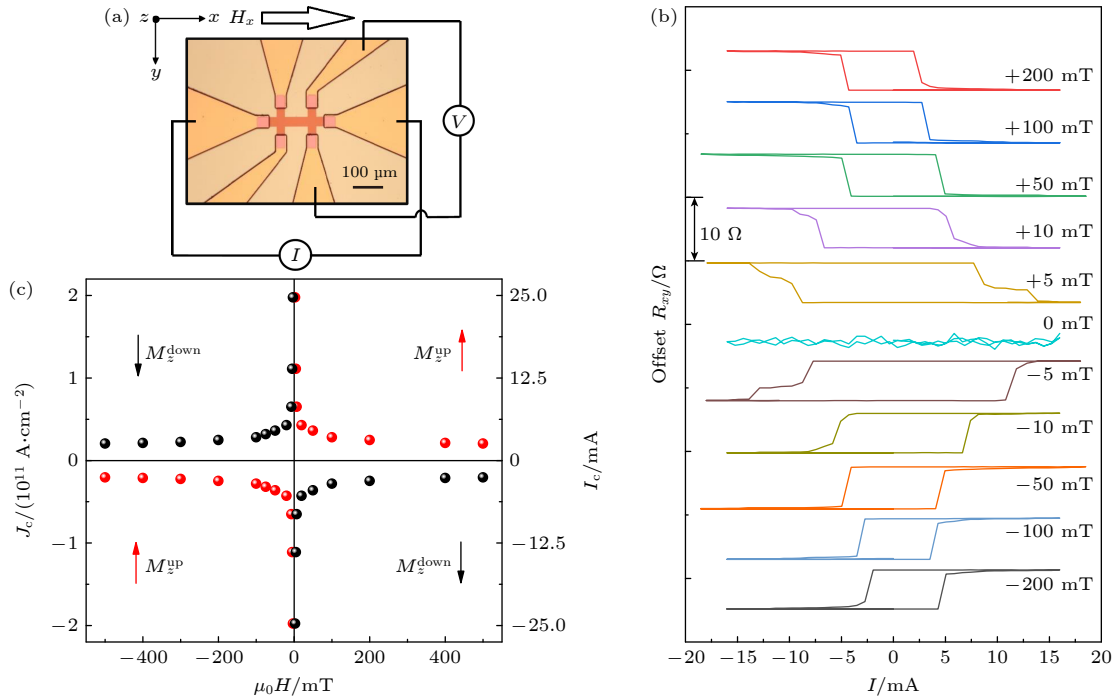


图 3 非晶 WTaB(6 nm)/CoFeB(1.1 nm)/MgO(3 nm) 异质结薄膜的电流诱导 SOT 磁化翻转的表征 (a) 在面内磁场 H_x 作用下 Hall bar 器件 SOT 磁化翻转的测量示意图; (b) 不同辅助磁场作用下的脉冲电流诱导的 SOT 磁化翻转回线; (c) 不同辅助磁场条件下的临界翻转电流 I_c 或临界翻转电流密度 J_c 随磁场的变化

Fig. 3. Measurements of current-induced SOT magnetization switching in amorphous WTaB(6 nm)/CoFeB(1.1 nm)/MgO(3 nm) heterostructure films: (a) Schematic of SOT switching characterization in Hall-bar device under in-plane field H_x ; (b) pulsed current-induced SOT magnetization switching different assisted magnetic field; (c) the relationship between the critical switching current I_c and critical switching current density J_c at different external magnetic fields.

来解释. 值得注意的是, 该 J_c 值显著低于文献中报道的 β -Ta^[6,29] 和 β -W 体系^[21,27] (通常接近 $10^{11} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$ 量级), 表明 WTaB 具有较低的临界翻转电流密度. 此外, 当 H_x 绝对值小于 5 mT 时可以观察到不对称翻转回线, 这表明此时磁化过程由随机的磁畴形核效应所主导, 并需要更高的电流密度来克服由缺陷钉扎效应产生的能量势垒.

最后, 对 WTaB/CoFeB/MgO 体系的 SOT 大小和 WTaB 的自旋霍尔效应通过二次谐波测量方法, 进一步进行定量表征. 沿 x 方向施加一个正弦交流电流信号, 并用两台锁相放大器同时采集 y 方向霍尔电压的一次谐波信号 V_ω 和二次谐波信号 $V_{2\omega}$, 如图 4(a) 所示. 通过测量 V_ω 和 $V_{2\omega}$ 分别随 x 方向和 y 方向的面内磁场 (定义为纵向磁场 H_x 和横向磁场 H_y) 的变化曲线, 并利用公式

$$\Delta H_{\text{DL,FL}} = -2 \frac{\partial V_{2\omega}}{\partial H_{x,y}} \bigg/ \frac{\partial^2 V_\omega}{\partial H_{x,y}^2} \quad (2)$$

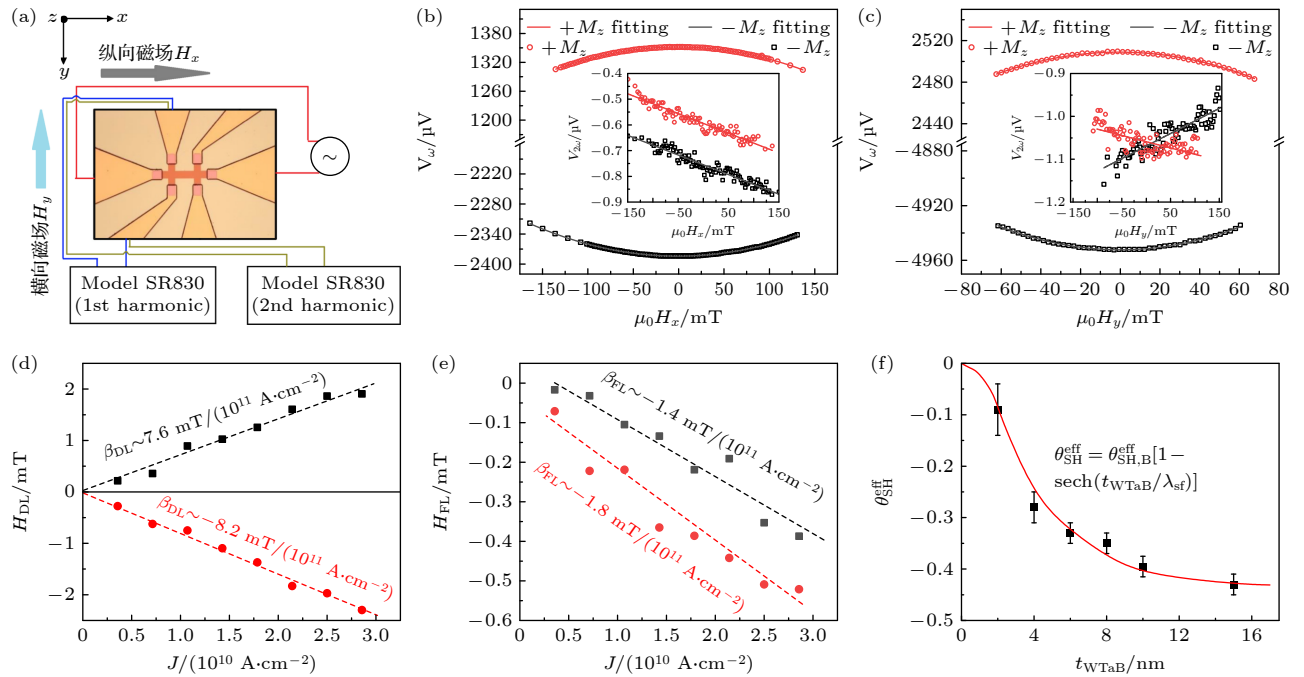


图 4 SOT 等效场及 SOT 效率表征 (a) 二次谐波测量示意图, 其中 6221 电流源提供交流电, 两台 SR830 锁相放大器分别用来测量一阶和二阶霍尔电压信号; (b) 施加纵向磁场 H_x 时的一次谐波信号 V_ω , 插图为二次谐波信号 $V_{2\omega}$; (c) 施加横向磁场 H_y 时的一次谐波信号 V_ω , 插图为二次谐波信号 $V_{2\omega}$; (d) 纵向类阻尼力矩等效场 H_{DL} 与电流的依赖关系; (e) 横向类场力矩等效场 H_{FL} 与电流的依赖关系; (f) 非晶 WTaB 的有效自旋霍尔角 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ 随其厚度 t_{WTaB} 的变化趋势

Fig. 4. Characterization of SOT effective fields and SOT efficiency: (a) Schematic of the second harmonic measurements, where the 6221 current source provides alternating current (AC), and two SR830 lock-in amplifiers are used to measure the first-order and second-order Hall voltage signals, respectively; (b) first harmonic signal V_ω under the applied longitudinal magnetic field H_x , with the inset showing the second harmonic signal $V_{2\omega}$; (c) first harmonic signal V_ω under the applied transverse magnetic field H_y , with the inset showing the second harmonic signal $V_{2\omega}$; (d) relationship between the damping-like torque effective field H_{DL} and current; (e) relationship between the field-like torque effective field H_{FL} and current; (f) trend of the effective spin Hall angle $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ of amorphous WTaB as a function of its thickness t_{WTaB} .

对结果进行拟合, 即可得到由 SOT 导致的纵向等效场 ΔH_{DL} 和横向等效场 ΔH_{FL} , 其中 ΔH_{DL} 对应类阻尼力矩, 通常与自旋霍尔效应相关联; ΔH_{FL} 对应类场力矩, 其来源通常为界面 Rashba 效应. 图 4(b) 和图 4(c) 分别展示了 350 °C 退火后的 WTaB (6 nm)/CoFeB(1.1 nm)/MgO(3 nm) 样品在 0.5 mA (电流密度为 $3.57 \times 10^9 \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$) 正弦交流电激励下, V_ω 和 $V_{2\omega}$ 分别随 H_x 和 H_y 的变化情况, 分别用二次和线性函数拟合二次和一次谐波曲线, 再利用 (2) 式就能对体系的 ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 进行计算. 图 4(d) 和图 4(e) 给出了 SOT 等效场 ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 与交流电流密度 J 之间的关联, 与其他 PMA 体系中电流诱导的 SOT 二次谐波表征结果一致, ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 均与电流密度 J 呈线性相关, 并且 ΔH_{DL} 的斜率符号取决于初始磁化方向而 ΔH_{FL} 的斜率符号不随初始磁化方向而改变. SOT 等效磁场可以用 $\Delta H_{\text{DL,FL}} = \beta_{\text{DL,FL}} J$ 表示, β_{DL} 和 β_{FL} 分别代表了

单位电流密度诱导的 ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} , 是表征 SOT 电流产生效率的核心参数. 通过对图 4(d) 和图 4(e) 的结果进行线性拟合, 对于初始磁化方向朝上的情况, $\beta_{DL} = -8.2 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2})$, $\beta_{FL} = -1.8 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2})$; 对于初始磁化方向朝下的情况, $\beta_{FL} = 7.6 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2})$, $\beta_{DL} = -1.4 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2})$. 可以发现 β_{DL} 和 β_{FL} 绝对值大小受初始磁化方向的影响很小, 并且 β_{FL} 的大小要远小于 β_{DL} , 这表明界面 Rashba 效应对 SOT 的贡献较弱, 而 WTaB 的体自旋霍尔效应是体系中 SOT 的主要来源, 与 SOT 翻转垂直磁矩的实验结论相一致.

基于二次谐波法测量电流产生 SOT 效率的结果, 对 WTaB 的自旋霍尔角进行定量计算. 前面已经证明, 在 WTaB/CoFeB/MgO 体系中, SOT 驱动垂直磁化翻转以及 SOT 等效场主要来自于 WTaB 的体自旋霍尔效应, 自旋霍尔角作为表征自旋霍尔效应效率的关键参数, 其可以通过以下公式进行计算:

$$\theta_{SH}^{eff} = \frac{2\beta_{DL}eM_s t_{FM}}{\hbar}, \quad (3)$$

式中, θ_{SH}^{eff} 为有效自旋霍尔角, 等于自旋霍尔角 θ_{SH} 与界面自旋穿透率 T_{int} 的乘积 ($\theta_{SH}^{eff} = \theta_{SH}T_{int}$); e 为电子电荷; $\hbar$ 为约化普朗克常数. 取 β_{DL} 为 $-8.2 \text{ mT}/(10^7 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2})$, CoFeB 的饱和磁化强度 M_s 为 $1.215 \times 10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, 铁磁层厚度 t_{FM} 为 1.1 nm . 将以上数据代入 (3) 式, 可以得到对于 6 nm 的非晶 WTaB, 其有效自旋霍尔角 θ_{SH}^{eff} 约为 -0.33 , 该数值与 β -W 相当, 表明 WTaB 具有非常高的自旋-电荷转化效率. 需要指出, β -W 在超过一定厚度, 通常为 5 nm , 会转变为自旋霍尔角非常小的 α -W, 尤其在高温退火后. 而非晶 WTaB 表现出非常好的退火稳定性和厚度稳定性, 因此更适合作为 SOT-MRAM 的自旋霍尔材料. 为了进一步验证 WTaB 自旋-电荷转化效率的厚度稳定性, 制备了不同 WTaB 厚度 ($t_{WTaB} = 2\text{--}15 \text{ nm}$) 的 WTaB/CoFeB/MgO 系列器件, 并利用二次谐波方法测量并计算了 WTaB 的 θ_{SH}^{eff} 随 t_{WTaB} 的变化规律, 结果如图 4(f) 所示. 随着 WTaB 厚度的逐渐增加, 其 θ_{SH}^{eff} 的绝对值呈现逐渐增大并趋近于饱和的趋势, 并不会出现 β -W 超过某一临界厚度后 θ_{SH}^{eff} 急剧下降的现象. 由于 WTaB 的体自旋霍尔角并不随厚度改变, 基于自旋漂移-扩散模型^[30], 考虑自旋回流效应后, 对于 WTaB 薄膜体系, 当其厚度 t_{WTaB} 并

未远大于其自旋扩散长度 λ_{sf} 时, θ_{SH}^{eff} 随 t_{WTaB} 的变化规律可以用以下公式来表示:

$$\theta_{SH}^{eff} = \theta_{SH,B}^{eff} \left[1 - \text{sech} \left(\frac{t_{WTaB}}{\lambda_{sf}} \right) \right], \quad (4)$$

其中 $\theta_{SH,B}^{eff}$ 代表块体 WTaB 合金的体自旋霍尔角, 为一个常数. 利用 (4) 式对图 4(f) 进行拟合, 得到 WTaB 合金的体自旋霍尔角 $\theta_{SH,B}^{eff}$ 约为 -0.44 , 自旋扩散长度 λ_{sf} 约为 2.92 nm . 此结果和 Hibino 等^[28] 利用 ST-FMR 方法对 WTaB 自旋输运参数的测量结果相当, WTaB 薄膜表现出来的大体自旋霍尔角和极短自旋扩散长度可能归因于其非晶结构中存在的短程有序和 Ta 掺杂对 W 费米面高效调控的共同作用^[31,32].

4 结 论

本文报道了非晶 WTaB/CoFeB/MgO 异质结的强垂直磁各向异性和高温稳定性以及高效 SOT 调控特性. 其垂直各向异性场达到 350 mT ; 体系经过 $450 \text{ }^\circ\text{C}$ 退火后垂直各向异性仍保持良好. 在外加电流诱导下, 体系实现了垂直磁化翻转, 其临界翻转电流密度低至 $2.4 \times 10^{10} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$; 通过二次谐波测量方法获得 WTaB 的自旋霍尔角为 -0.44 , 与面内磁化体系通过自旋转移力矩-铁磁共振测量报道的结果相一致. 上述研究结果表明: 具有高稳定性、大自旋霍尔角的非晶态 WTaB 与 (001)CoFeB/MgO 垂直磁化隧道结完全相容, 有望应用于低功耗、高性能 SOT-MRAM 的开发.

参考文献

- [1] Kent A D, Worledge D C 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 187191
- [2] Hirohata A, Yamada K, Nakatani Y, Prejbeanu I L, Diény B, Pirro P, Hillebrands B 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **509** 166711
- [3] Yuasa S, Hono K, Hu G, Worledge D C 2018 *MRS Bull.* **43** 352357
- [4] Zhao W S, Wang Z H, Peng S Z, Wang L Z, Chang L, Zhang Y G 2016 *Sci. Sin. Phys., Mech. Astronom.* **46** 107306 (in Chinese) [赵巍胜, 王昭昊, 彭守仲, 王乐知, 常亮, 张有光 2016 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **46** 107306]
- [5] Cai H, Kang W, Wang Y, Naviner L A, Yang J, Zhao W S 2017 *Appl. Sci.* **7** 929
- [6] Liu L Q, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [7] Fukami S, Zhang C L, DuttaGupta S, Kurenkov A, Ohno H 2016 *Nat. Mater.* **15** 535541
- [8] Avci C O, Garello K, Nistor C, et al. 2014 *Phys. Rev. B* **89** 214419

- [9] Worledge D C, Hu G, Abraham D W, Sun J Z, Trouilloud P L, Nowak J, Brown S, Gaidis M C, O'Sullivan E J, Robertazzi R P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 022501
- [10] Zhu L J 2023 *Adv. Mater.* **35** 2300853
- [11] Liu L Q, Lee O J, Gudmundsen T J, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602
- [12] Ramaswamy R, Dutta T, Liang S, Yang G, Saifullah M S M and Yang H 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 224001
- [13] Fan Y B, Upadhyaya P, Kou X F, et al. 2014 *Nat. Mater.* **13** 699704
- [14] Yang H, Valenzuela S O, Chshiev M, et al. 2022 *Nature* **606** 663673
- [15] MacNeill D, Stiehl G M, Guimaraes M H D, Buhrman R A, Park J, Ralph D C 2016 *Nat. Phys.* **13** 300305
- [16] Shi S Y, Liang S H, Zhu Z F, Cai K M, Pollard S D, Wang Y, Wang J Y, Wang Q S, He P, Yu J W, Eda G, Liang G C, Yang H 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 945949
- [17] Liang S H, Shi S Y, Hsu C H, Cai K M, Wang Y, He P, Wu Y, Pereira V M, Yang H 2020 *Adv. Mater.* **32** 2002799
- [18] Zhu L J, Ralph D C, Buhrman R A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 077201
- [19] Hao Q, Xiao G 2015 *Phys. Rev. Appl.* **3** 034009
- [20] Liu J, Ohkubo T, Mitani S, Hono K, Hayashi M 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 232408
- [21] Pai C F, Liu L Q, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 122404
- [22] Qian L J, Wang K, Zheng Y, Xiao G 2020 *Phys. Rev. B* **102** 094438
- [23] Han J H, Richardella A, Siddiqui S A, Finley J, Samarth N, Liu L Q 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 077702
- [24] Zhang R X, Huy H H, Shirokura T, et al. 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 072402
- [25] Jia Z Y, Zhao M F, Chen Q, Tian Y, Liu L X, Zhang F, Zhang D L, Ji Y, Camargo B, Ye K, Sun R, Wang Z C, Jiang Y 2025 *ACS Nano* **19** 9452
- [26] Zhu L J, Ralph D C, Buhrman R A 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 031308
- [27] Hao Q, Chen W Z, Xiao G 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 182403
- [28] Hibino Y, Yamamoto T, Yakushiji K, Taniguchi T, Kubota H, Yuasa S 2023 *Adv. Electron. Mater.* **10** 2300581
- [29] Qiu X P, Deorani P, Narayanapillai K, Lee K S, Lee K J, Lee H W, Yang H 2014 *Sci. Rep.* **4** 4491
- [30] Liu L Q, Moriyama T, Ralph D C, Buhrman R A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 036601
- [31] Kim J Y, Han D S, Vafaei M, Jaiswal S, Lee K, Jakob G, Klau M 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 142403
- [32] Kim G W, Cuong D D, Kim Y J, et al. 2021 *NPG Asia Mater.* **13** 60

Large perpendicular magnetic anisotropy and efficient spin-orbit torque driven magnetization switching in amorphous WTaB/CoFeB/MgO heterostructures*

HU Chaoqun^{1)2)#} ZHU Zhaozhao^{3)#} LI Guansong²⁾ BI Linzhu²⁾
 KE Jintao²⁾ WANG Pengju²⁾ HE Congli¹⁾ SHEN Shipeng¹⁾
 CAI Jianwang²⁾ WANG Shouguo^{1)4)†}

1) (School of Physics and Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

2) (Applied Physics Center, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

3) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

4) (Anhui Provincial Key Laboratory of Magnetic Functional Materials and Devices, School of Materials Science and Engineering, Anhui University, Hefei 230601, China)

(Received 9 April 2026; revised manuscript received 24 April 2026)

Abstract

Efficient spin-orbit torque (SOT)-driven magnetization switching in thermally robust heterostructures with large perpendicular magnetic anisotropy (PMA) is crucial for next-generation magnetic random access memory (MRAM). β -W is a promising candidate due to its large spin Hall angle and high compatibility with CoFeB/MgO-based magnetic tunnel junctions. However, it tends to undergo a phase transition to α -W upon high-temperature annealing, which can significantly reduce the spin Hall angle. Here, we report that amorphous

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1402602), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52130103, 52271237), and the Joint Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U21A20432).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: sgwang@ahu.edu.cn

WTaB/CoFeB/MgO heterostructures grown by magnetron sputtering and annealed at temperatures up to 450 °C exhibit strong PMA, high thermal stability, and efficient SOT manipulation of magnetization states, primarily due to the addition of boron (B). Structural characterizations via X-ray diffraction and cross-sectional high-resolution transmission electron microscopy demonstrate the amorphous nature of the WTaB buffer layer and (001)-oriented CoFeB/MgO stack after annealing. Magnetization measurements by vibrating sample magnetometry reveal an effective PMA field as high as 350 mT, even after annealing at 450 °C. Furthermore, current-induced magnetization switching was achieved with a critical switching current density J_c as low as $2.4 \times 10^{10} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ under an assistant field of 200 mT, indicating a lower current-switching threshold for the WTaB layer compared to previously reported in β -Ta and β -W systems. The damping-like torque and field-like torque effective fields (H_{DL} and H_{FL}), as well as the spin Hall angle of amorphous WTaB, were determined through harmonic Hall voltage measurements. For the initial magnetization-up state, H_{DL} and H_{FL} per unit current density were $-8.2 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2})$ and $-1.8 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2})$, respectively; for the magnetization-down state, they were $7.6 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2})$ and $-1.4 \text{ mT}/(10^{11} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2})$. The magnitude of H_{FL} is much smaller than that of H_{DL} , suggesting a weak contribution from the interfacial Rashba effect to the total SOT, with the bulk spin Hall effect in the WTaB buffer being the dominant source. The spin Hall angle of WTaB was approximately -0.44 , in agreement with the reported values in in-plane magnetized systems measured by spin transfer torque-ferromagnetic resonance. Our work demonstrates that amorphous WTaB is an efficient charge-to-spin conversion material, holding great potential for the development of low-power spintronic devices with perpendicular magnetization.

Keywords: spin-orbit torque, perpendicular magnetic anisotropy, magnetization switching, spin Hall angle

DOI: [10.7498/aps.75.20260496](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260496)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260496](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260496)

非晶WTaB/CoFeB/MgO异质结的强垂直各向异性及高效自旋-轨道力矩研究

胡超群 朱照照 李关松 毕林竹 柯锦涛 王鹏举 何聪丽 申世鹏 蔡建旺 王守国

Large perpendicular magnetic anisotropy and efficient spin-orbit torque driven magnetization switching in amorphous WTaB/CoFeB/MgO heterostructures

HU Chaoqun ZHU Zhaozhao LI Guansong BI Linzhu KE Jintao WANG Pengju HE Congli SHEN Shipeng CAI Jianwang WANG Shouguo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 180702 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260496

CSTR: 32037.14.aps.75.20260496

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260496>

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

基于自旋-轨道力矩效应的电流驱动垂直磁矩无场翻转研究

Field-free switching of perpendicular magnetization driven by spin-orbit torque

物理学报. 2026, 75(6): 180702 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251630>

基于稀土金属Dy/Pt/[Co/Pt]₃磁性多层膜的自旋轨道矩

Investigation of spin-orbit torques in rare-earth Dy/Pt/[Co/Pt]₃ magnetic multilayers

物理学报. 2025, 74(13): 137203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250186>

SrRuO₃薄膜中自旋轨道力矩效率和磁矩翻转的晶向调控

Crystal orientation regulation of spin-orbit torque efficiency and magnetization switching in SrRuO₃ thin films

物理学报. 2024, 73(11): 117701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240367>

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>

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>

轨道矩磁性存储器: 从物理机制到器件应用

Orbital torque magnetic memory: From physical mechanisms to device applications

物理学报. 2026, 75(15): 018501 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260535>