文章编号:1007 - 4252(2024)04 - 0004 - 197　　DOI: 10.20027/j.gncq.2024.0025

BiSb/楔形铁磁结构中的自旋轨道矩无场切换

邱　鹏,朱敏敏,胡　炜,张海忠*
(福州大学物理与信息工程学院, 福州 350108)

摘要:本工作通过微磁学模拟数值计算证实了以超低电流密度驱动拓扑绝缘体/楔形铁磁异质结构实现确定性无场切换是可行的。此外,我们研究了楔形铁磁层尺寸、界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用、类场转矩和倾斜垂直磁各向异性的偏离极角等因素对自旋轨道矩无场切换的影响。综合优化各个因素后,拓扑绝缘体(BiSb)/楔形铁磁异质结构的临界切换电流密度最低可降至 9.0×10^6 A/cm^2,比传统重金属/铁磁结构的临界切换电流密度降低了 1 ~ 2 个数量级。这项研究对于推动低功耗自旋轨道矩磁性随机存储器的产业化应用具有重要的意义。

关键词:自旋轨道矩;微磁学模拟;垂直磁各向异性;拓扑绝缘体;无场切换
中图分类号:TP333　　**文献标志码**:A

Field-free switching of spin-orbit torque in BiSb / wedge ferromagnetic structure

QIU Peng, ZHU Min-min, HU Wei, ZHANG Haizhong*
(College of Physics and Information Engineering, Fuzhou University, Fuzhou 350108, China)

Abstract: In this work, the micromagnetic simulation confirms that it is feasible to realize deterministic field-free switching by driving topological insulator/wedge ferromagnetic heterostructure with ultra-low current density. In addition, we studied the effects of wedge-shaped ferromagnetic layer size, interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction (DMI), field-like torque and tilted perpendicular magnetic anisotropy off-pole angle on spin-orbit torque field-free switching. Through comprehensive optimization, the minimum critical switching current density of the topological insulator (BiSb)/wedge-shaped ferromagnetic heterostructure can be reduced to 9.0×10^6 A/cm^2, which is 1 ~ 2 orders of magnitude lower than that of the traditional heavy metal/ferromagnetic structure. This research is of great significance for promoting the industrial application of low-power spin-orbit torque magnetic random-access memory.

Key words: spin-orbit torque; micromagnetic simulation; perpendicular magnetic anisotropy; topological insulator; field-free switching

收稿日期:2024-04-07;　　**修订日期**:2024-05-29
基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 62274036).
作者简介:邱　鹏(1998—), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为自旋电子器件(E-mail:211127190@fzu.edu.cn).
通信作者:张海忠(1983—), 男, 博士, 教授, 主要研究方向为新一代信息存储技术(E-mail:haizhong_zhang@fzu.edu.cn).

0 引言

磁性随机存储器(Magnetic Random Access Memory, MRAM)作为一种新型非易失性存储器,具有高可扩展性、快的读写速度及低功耗特性[1],使其在存内计算、神经形态计算等领域具有非常大的应用前景。其中自旋转移矩磁性随机存储器(Spin Transfer Torque MRAM,STT-MRAM)作为两端非易失性 MRAM 器件,如图 1(a)所示,具有存储密度高的优势,但是存在写入电流密度高,写入、读取信息路径一致导致的器件疲劳可靠性和数据串扰问题[2]。自旋轨道矩磁性随机存储器(Spin-Orbit Torque MRAM, SOT-MRAM)通过自旋轨道耦合(Spin-Orbit Coupling, SOC)效应,将通入强 SOC 材料的电荷流转化为相邻铁磁材料的自旋流,通过 SOT 操纵相邻铁磁层的磁化状态。典型的强 SOC 材料为 W、Ta、Pt 等重金属材料,这些材料由于具有大的原子序数而表现出显著的 SOC 效应。SOT-MRAM 作为三端器件结构,如图 1(b)所示,其分离的读写路径以及 SOT 固有的高效磁化切换能力,成为学术界、工业界研究的重点。

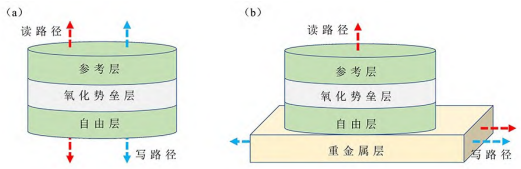

图 1 (a)STT-MRAM 的单元结构示意图;(b)SOT-MRAM 的单元结构示意图,电流的写入和读取路径由虚线箭头表示

Fig. 1 (a) Schematic diagram of the unit structure of STT-MRAM; (b) Schematic diagram of the unit structure of SOT-MRAM, with the paths of current for writing and reading indicated by dashed arrows

在实际应用中,SOT-MRAM 需要长时间(例如十年)保持数据稳定,要求热稳定因子 $\Delta = K_u V/k_B T > 45$ [1],其中 K_u 为磁性薄膜单位体积的各向异性能,V 为磁性薄膜的体积元素,k_B 为玻尔兹曼常数,T 为开尔文温度。随着 *SOT-MRAM* 存储密度的不断提高,体积元素 V 不断缩小,磁性薄膜必须有足够大的 K_u 才能保证 Δ>45。对于放置在两种材料之间的磁性薄膜,各向异性能 K_u 可以用单位体积的有效各向异性能表示:

$$K_{\text{eff}} = K_{\text{b}} - \mu_0 M_{\text{s}}^2/2 + K_{\text{i}}/t \qquad \text{式(1)}$$

其中 K_b 代表所有材料的体各向异性贡献,主要包括形状各向异性、磁晶各向异性等, $-\mu_0 M_s^2/2$ 代表退磁能,K_i 为界面各向异性贡献,t 为磁性薄膜的厚度[3-5]。当 K_b 占据主导时,K_{eff}<0,磁性薄膜表现出面内磁各向异性(In-Plane Magnetic Anisotropy, IMA),虽然可以设计出椭圆形或者矩形的磁性薄膜来最大化形状各向异性,但是当体积元素 V 减小时形状各向异性不可避免地随之衰减,K_b 同步减小导致 K_{eff} 不足以支撑起高热稳定性[6]。而 K_i 占据主导时,K_{eff} > 0,磁性薄膜呈现出垂直磁各向异性(Perpendicular Magnetic Anisotropy, PMA),由于是界面效应贡献,因此,单元尺寸的缩小不会对 K_{eff} 产生较大的影响,器件可以保证好的热稳定性。磁性薄膜要实现强的 PMA 就要求磁性薄膜厚度不能太大,例如 MgO/CoFeB 结构中 CoFeB 薄膜厚度小于 1.3 nm 时才会呈现出强的 PMA[4]。

然而,对于具有 PMA 的磁性薄膜,面内自旋极化的 SOT 会对称地作用于 z 方向上的垂直磁化状态,导致磁化状态切换存在较大的随机性,严重影响器件的可靠性。最初通过在 PMA 薄膜外部引入大体积的永磁体或者特殊的电极结构[7],产生与电流共线的平面磁场来打破这种对称性[8-10],解决磁化状态切换存在的随机性问题。但是,额外结构会阻碍 SOT 器件尺寸的进一步微缩。近年来,为了实现 PMA 磁性薄膜的 SOT 无场切换,已经提出几种有希望的方法来取代外部磁场来破坏对称性。例如,反铁磁 CrSBr[11]、PtMn[12, 13]、IrMn[14, 15]通过面内交换偏置效应,IMA 铁磁层通过非磁性间隔层与 PMA 铁磁层发生层间交换耦合[16, 17],将平面磁场进行“内置”,打破对称性来促进确定性无场切换,但是这种方法实现的切换比率以及整体结构的热稳定性较低,难以进一步构建 SOT-MRAM 单元。低晶体对称性材料如 CuPt[18]、WTe_2[19]、$TaIrTe_4$[20] 虽然能够直接诱导出面外自旋极化 SOT 实现确定性无场切换,但是材料体系的选择有限且制备工艺较为复杂。面外自旋极化的 STT 和面内自旋极化的 SOT 联合作用也可以实现确定性无场切换[21-23],然而会不可避免地引入 STT 固有的可靠性问题。对比上述几种实现确定性无场切换的方法,通过斜角磁控溅射技术[24-26]引入横向对称性破缺的楔形结构具有工

艺简单、材料灵活的优势,楔形缓冲层[27]、楔形 SOC 层[28, 29]、楔形插入层[30]、楔形铁磁层[25, 26, 31]都被报道出确定性无场切换的效果,被认为是一种理想的通用 SOT 无场切换手段。

1　SOC 材料选择与器件结构设计

通常使用的 PMA 磁性薄膜大多是低电阻率的 CoFeB 和 CoPt 铁磁材料。理想的 SOC 材料,不仅需要具有高的电荷-自旋转换效率(θ_{SH}),同时要具有与铁磁薄膜相近的电阻率,防止电荷流在界面处向铁磁薄膜分流,使其在电荷-自旋转换层中产生纯自旋流。传统的重金属作为 SOC 材料虽然具有低的电阻率,但是存在电荷-自旋转换效率($\theta_{SH}<1$)低的问题。拓扑绝缘体作为一种内部绝缘但其表面导电的量子材料,其拓扑表面态的导电电子表现出很强的自旋动量锁定,能够高效地完成电荷流到自旋流的转换[32]($\theta_{SH}>1$)。$Bi_{1-x}Sb_x$($0.07\leqslant x\leqslant 0.22$ 记为 BiSb)拓扑绝缘体满足理想 SOC 材料对高电荷-自旋转换效率及低电阻率的要求[33, 34]。因此,在本工作中,我们选择 BiSb 材料作为 SOC 材料,用以研究 SOT 无场切换。

我们采用 BiSb/CoFeB(楔形)/MgO 异质结构(如图 2(a)所示),包括 MgO 覆盖层、楔形 CoFeB 磁性薄膜和拓扑绝缘体 BiSb 电荷-自旋转换层,其中,CoFeB 层为具有一定倾斜角度的楔形结构。倾斜 PMA 的磁化易轴在 x-z 平面上具有极角 θ,+y 方向的电流 J 在 BiSb 拓扑表面态的强 SOC 效应下转换为+x 方向的自旋极化 σ,以 SOT(τ_{DL}、τ_{FL}分别为 SOT 的类阻尼项和类场项,)作用于临近楔形 CoFeB 薄膜的磁化状态 m,如图 2(b)所示。通过引入独特的楔形 CoFeB 结构产生倾斜 PMA 打破翻转对称性,从而实现确定性无场切换。在图 2(c)和(d)中,可以更加形象地说明这一点:+y(-y)电流诱导+x(-x)方向极化的自旋积累,足够强的自旋积累将倾斜 PMA 初始磁化状态 m_0跨越磁化难轴,进动到+x(-x)方向,此时磁化状态记为 m_1,当电流关闭时,磁化状态会自发弛豫到能量最低的 m_2处,由此完成确定性无场切换。

2　仿真计算

在仿真计算中,我们采用了文献中报道的

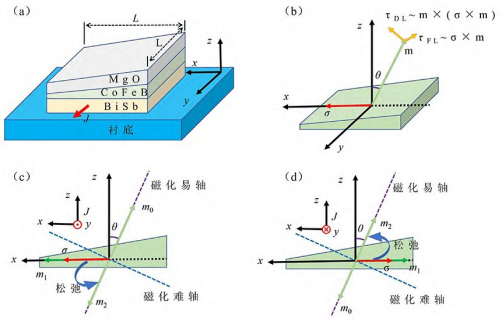

图 2 (a)BiSb/CoFeB(楔形)/MgO 异质结结构示意图,其中 L 为 x-y 平面方形 CoFeB 铁磁薄膜的长度;(b)楔形 CoFeB 铁磁薄膜中 SOT 的示意图;(c)+y 方向电流诱导+x 方向自旋极化,实现倾斜 PMA 初始磁化朝上的无场切换;(d)-y 方向电流诱导-x 方向自旋极化,实现倾斜 PMA 初始磁化朝下的无场切换

Fig. 2 (a) Schematic diagram of the heterostructure of BiSb/CoFeB (wedge-shaped)/MgO, where L represents the length of the square CoFeB ferromagnetic thin film in the x-y plane; (b) Schematic illustration of SOT in the wedge-shaped CoFeB ferromagnetic thin film; (c) +y-direction current induces +x-direction spin polarization, achieving field-free switching of the initially upward-tilted PMA magnetization; (d) -y-direction current induces -x-direction spin polarization, achieving field-free switching of the initially downward-tilted PMA magnetization

CoFeB 薄膜参数[23, 35]:饱和磁化强度 M_s为 0.8 MA/m,交换刚性常数 A 为 20 pJ/m,单轴各向异性常数 K_u为 0.6 MJ/m^3,吉尔伯特阻尼常数 α 为 0.02。界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用(Dzyaloshinskii-Moriya Interaction, DMI)强度从 0 mJ/m^2到 2 mJ/m^2[36-39],BiSb 电荷-自旋转换效率 θ_{SH}为 1.7[40],自旋极化方向 $\sigma=(1,0,0)$。楔形 CoFeB 在 x-y 平面为正方形结构,边长 L 设置为五个不同的长度(20 nm, 32 nm, 64 nm, 90 nm, 128 nm),厚度从0.5 nm(+x 方向)到 1.5 nm(-x 方向)。模拟单元的尺寸为 1 nm×1 nm×0.25 nm(x×y×z)。

在确定器件结构和材料参数后,我们通过微磁学模拟工具 MuMax3[41]在 0 K 的温度下对包含 SOT 项的 Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程求解,表示为式(2):

$$\frac{\partial m}{\partial t}=-\gamma m\times H_{\mathrm{eff}}+\alpha m\times\frac{\partial m}{\partial t}+\gamma\beta_{\mathrm{DL}}m\times m\times\sigma+\gamma\beta_{\mathrm{FL}}m\times\sigma \qquad 式(2)$$

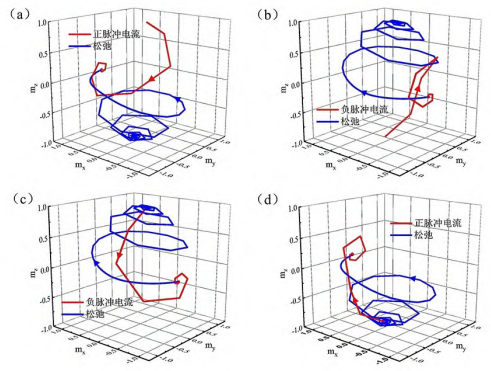

图 3 不同初始磁化状态和不同电流方向下的磁化运动轨迹:(a)+y 方向电流对应正脉冲电流,诱导+x 方向自旋极化,实现倾斜 PMA 初始磁化朝上的无场切换;(b)-y 方向电流对应负电流脉冲,诱导-x 方向自旋极化,实现倾斜 PMA 初始磁化朝下的无场切换;(c)-y 方向电流,无法实现倾斜 PMA 初始磁化朝上的无场切换;(d)+y 方向电流,无法实现倾斜 PMA 初始磁化朝下的无场切换

Fig. 3 Magnetization trajectories under different initial magnetization states and current directions: (a) Current in +y direction, corresponding to positive pulse current, inducing +x direction spin polarization, achieving field-free switching of the initially upward-tilted PMA magnetization; (b) Current in - y direction, corresponding to negative pulse current, inducing - x direction spin polarization, achieving field-free switching of the initially downward-tilted PMA magnetization; (c) Current in - y direction, unable to achieve field-free switching of the initially upward-tilted PMA magnetization; (d) Current in +y direction, unable to achieve field-free switching of the initially downward-tilted PMA magnetization

这里 $m=\frac{M}{M_S}$ 是铁磁层的归一化磁化强度矢量,M 是铁磁层的磁化强度,γ 是旋磁比。总有效场 $H_{eff}=H_k+H_d+H_e+H_{DMI}$,包括各向异性场 H_k、退磁场 H_d、交换场 H_e 和界面各向异性交换场 $H_{DMI}=\frac{2D}{\mu_0 M_S}[\nabla m_z-(\nabla\cdot m)e_z]$,其中 D 是代表界面 DMI 强度的常数,$e_z$ 是沿着 z 方向的单位向量[42]。式(2)中的最后两项分别是 SOT 相关的类阻尼转矩和类场转矩,θ_{SH} 的符号已经被考虑在自旋极化方向 σ 中,因此 β_{DL} 取绝对值,类阻尼转矩系数 $\beta_{DL}=\left|\frac{\hbar\theta_{SH}J}{2eM_s t_{FM}}\right|$,类场转矩系数 $\beta_{FL}=\xi_{SOT}\left|\frac{\hbar\theta_{SH}J}{2eM_s t_{FM}}\right|$,ħ 为约化普朗克常数,J 为充电电流密度,e 为电子电荷,t_{FM} 为铁磁薄膜厚度,ξ_{SOT} 为类场转矩系数与类阻尼转矩系数的比值。正如前文中理论预期的那样,数值计算的结果表明,沿不同方向施加电流时产生明显不同的磁化切换指向。如图 3(a)-(d)所示,在固定倾斜 PMA 极角角 θ=3°,施加电流密度大于临界切换电流密度的前提下,+y 方向电流仅能实现初始磁化向上的确定性无场切换,- y 方向电流仅能实现初始磁化向下的确定性无场切换。

3 结果与讨论

在本工作中,我们只讨论垂直磁化分量从上到下的切换过程,且没有考虑材料缺陷、热波动等因素对切换过程的影响。我们通过对具有不同长度 L 的楔形 CoFeB 薄膜沿面外方向施加外部磁场 B_z 来研究磁场驱动的磁化切换,以确定切换能量与器件尺寸的关系。详细的磁滞回线如图 4(a)所示,在不考虑界面 DMI 的情况下,随着 L 从 20 nm 增加到 128 nm,开关场 B_{sw} 从 0.52 T 减少到 0.38 T。B_{sw} 的减小可以归因于切换机制从小尺寸的单畴相干切换转变为多畴成核与畴壁传播[43]。图 4(b)中快速下降和缓变 B_{sw} 的区域分别对应单畴和多畴切换机制,在切换过程中最大成核单畴尺寸应该位于这两种状态之间,大约为 64-90 nm。我们还发现,当固定 L=90 nm,界面 DMI 强度从 0 增加至 2 mJ/m^2 时,开关场 B_{sw} 从 0.4 T 减少到 0.24 T。目前普遍报道的 SOT-MRAM 的磁隧道结(MTJ)的横向尺寸约为 100 nm[44],因此,磁化切换是由多畴切换机制决定。为了减少计算量,我们将楔形 CoFeB 薄膜的横向尺寸固定为 90 nm × 90 nm,研究 SOT 驱动的无场磁化切换。图 4(c)展示了脉冲宽度为 3 ns 的单电流脉冲扫描引起的 90 nm 楔形 CoFeB 薄膜的垂直磁化开关回路,固定倾斜 PMA 极角 θ 为 3°,初始磁化朝上时的临界切换电流密度 J_C 为 2.9×10^7 A/cm^2,初始磁化朝下时的临界切换电流密度 J_C 为 -2.9×10^7 A/cm^2。

利用同样的单电流脉冲扫描方法,研究了不同长度 L、不同界面 DMI 强度对临界切换电流密度 J_C 的影响。从图 4(d)中可以看出,大尺寸和界面 DMI 的引入能够显著降低楔形 CoFeB 薄膜的临界切换电流密度。与图 4(b)中二者对开关场 B_{sw} 的影响趋势一致,界面 DMI 的引入可以促进更低能垒的手性

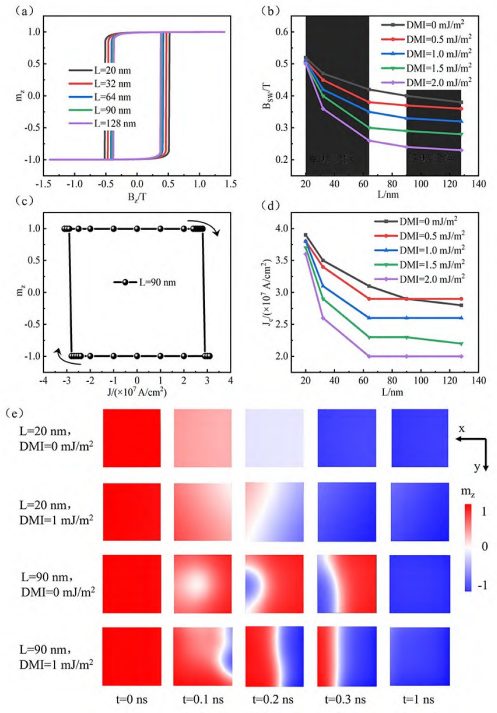

图 4 (a)不同长度 L 楔形 CoFeB 薄膜的磁滞回线;(b)不同长度 L 楔形 CoFeB 薄膜的 z 方向开关场 B_{sw} 随着界面 DMI 强度的变化;(c)固定长度 L=90 nm 的楔形 CoFeB 薄膜由单个电流脉冲引起的磁化开关回路;(d)不同长度 L 楔形 CoFeB 薄膜的临界切换电流密度 J_C 随着界面 DMI 强度的变化;(e)不同长度 L、界面 DMI 强度的楔形 CoFeB 薄膜从初始磁化向上到磁化向下的切换过程

Fig. 4 (a) Hysteresis loops of wedge-shaped CoFeB thin films with different lengths L; (b) Variation of the z direction switching field B_{sw} in wedge-shaped CoFeB thin films with different lengths L as a function of interfacial DMI strength; (c) Magnetization switching loop induced by a single current pulse in a wedge-shaped CoFeB thin film with a fixed length of L=90 nm; (d) Variation of the critical switching current density J_C of wedge-shaped CoFeB thin films with different lengths L as a function of interfacial DMI strength; (e) Switching process of wedge-shaped CoFeB thin films with different lengths L and interfacial DMI strengths from initial upward to downward magnetization

畴成核,从而降低薄膜的成核能,因此,降低了临界切换电流密度。对于 L≥64 nm 的楔形 CoFeB 薄膜,非零界面 DMI 主导整个切换过程,其手性作用会使得初始磁化保持相似的倾斜程度,一定程度上削弱了大尺寸多畴成核的效果,导致 J_C 曲线在尺寸为 64 ~ 128 nm 时较为平缓。图 4(e)对上述过程给出了更直观的说明,L=20 nm 时,对比 DMI=1 mJ/m² 和 DMI=0 mJ/m² 的磁化切换过程可以看到,非零界面 DMI 引入的手性作用能够使得小尺寸楔形 CoFeB 薄膜出现分畴现象,在 0.2 ns 时不再单畴均匀磁化,因此 J_C 下降明显。L=90 nm 时,DMI=0 mJ/m² 和 DMI=1 mJ/m² 的磁化切换在 0.1 ns 时也略有明显不同。零界面 DMI 时,磁化会率先在中心区域反向畴成核,而非零界面 DMI 时,磁化会在边缘区域发生反向手性畴成核,接着都在电流的驱动下畴壁向其余区域运动,完成磁化翻转。图 5(a)显示了 L=90 nm 的楔形 CoFeB 薄膜 z 方向上的归一化平均磁化强度 m_z 在不同界面 DMI 强度下随着时间的变化情况,图中灰色阴影对应的时间为脉冲电流的宽度,固定电流密度为 4.0×10^7 A/cm²。我们发现初始垂直磁化状态朝上时,在略高于临界切换电流密度的电流持续驱动下,m_z 会迅速进动到一个稳定的中间态,此时 SOT 与界面 DMI 相互竞争并保持平衡,更大的界面 DMI 强度会使得中间磁化状态更接近初始磁化。在脉冲电流去除后,能够稳定手性 Neel 壁,加快畴壁传播的速度[26],最终获得较短的切换时间 τ_{sw}。如图 5(b)所示,从零界面 DMI 到引入界面 DMI=2 mJ/m² 后,切换时间 τ_{sw} 从 2.63 ns 降低至 2.22 ns。切换时间 τ_{sw} 以 m_z 从初始状态可靠切换至-0.9 所需的时间进行量化。

早前的研究大多集中在 SOT 的类阻尼项上,研究它在外场的辅助下驱动垂直磁化切换行为。事实上,在如 W[45]、Ta[10]、拓扑绝缘体[46]等材料和铁磁的组合中,类场扭矩比类阻尼扭矩大得多,并且类场扭矩也能够在一定程度上辅助或者阻碍磁化切换,甚至在一定 ξ_{SOT} 下可以直接实现垂直磁化无场切换[47]。最近的实验证实,可以通过改变重金属和铁磁材料之间的间隔层厚度来调控 ξ_{SOT}[48]。在本研究中,将 BiSb/楔形 CoFeB/MgO 结构中 ξ_{SOT} 设置在较大的范围+1 到-1 之间变化,研究 ξ_{SOT} 对磁化切换的作用效果。图 5(c)给出了在不考虑界面 DMI 的情况下,随着 ξ_{SOT} 从+1 到-1 变化,反向的类场扭矩导致 J_C 下降明显。当 $0\leqslant\xi_{SOT}\leqslant1$ 时,类阻尼转矩占据主导作用,由于类场转矩类似于横向场产生的转矩,会一定程度上阻碍磁化状态进动到面内极化,导致 J_C 随着 ξ_{SOT} 的增加而增加。

相反,当 $\xi_{SOT}<0$ 时,类场转矩将抗阻尼扭矩分

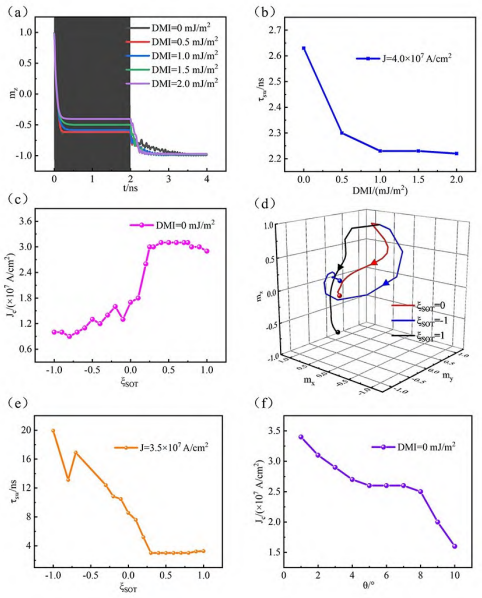

图 5 (a)L=90 nm 的楔形 CoFeB 薄膜 z 方向上的归一化平均磁化强度 m_z在不同界面 DMI 强度下随着时间的变化情况;(b)在图(a)的条件下,提取的切换时间 τ_{sw}对界面 DMI 强度的依赖关系;(c)L=90 nm 的楔形 CoFeB 薄膜中,临界切换电流密度 J_C对 ξ_{SOT}的依赖关系;(d)固定电流脉冲持续施加时的磁化运动三维轨迹图,实心圆点为 t=3 ns 时的稳定磁化状态;(e)L=90 nm 的楔形 CoFeB 薄膜切换时间 τ_{sw}随着 ξ_{SOT}的变化规律;(f)L=90 nm 的楔形 CoFeB 薄膜临界切换电流密度 J_C与倾斜 PMA 极角 θ 的特征曲线

Fig. 5 (a) Evolution of the normalized average magnetization intensity m_z in the z-direction of a wedge-shaped CoFeB thin film with L=90 nm over time under different interfacial DMI strengths; (b) Dependence of the extracted switching time τ_{sw} on the interfacial DMI strength under the conditions of Figure (a); (c) Relationship between the critical switching current density J_C and ξ_{SOT} in a wedge-shaped CoFeB thin film with L=90 nm; (d) Three-dimensional trajectory of magnetization motion under continuous application of a fixed current pulse, with solid circles indicating the stable magnetization state at t=3 ns; (e) Variation pattern of the switching time τ_{sw} in a wedge-shaped CoFeB thin film with L=90 nm as a function of ξ_{SOT}; (f) Characteristic curve of the critical switching current density J_C versus the off-pole angle θ of the tilted PMA in a wedge-shaped CoFeB thin film with L=90 nm

量引入磁化,与类阻尼转矩产生竞争性作用使得 J_C跟随 ξ_{SOT}绝对值的增加而逐步减小。特别地,$\xi_{SOT}=-0.8$ 时,J_C最低减小至 9.0×10^6 A/cm^2,对比 Ta/CoFeB/MgO[49]、W/CoFeB/MgO[50] 等重金属/铁磁结构,临界切换电流密度下降了 1~2 个数量级。图 5(d)给出了在固定的电流脉冲(脉冲宽度为 3 ns、电流密度为 3.5×10^7 A/cm^2),不同的 ξ_{SOT}下,楔形 CoFeB 薄膜的磁化运动三维轨迹图。由于楔形 CoFeB 薄膜的倾斜 PMA 在 x 方向上具有一定的水平磁化分量,会削弱类场转矩带来的效果。因此,当 $\xi_{SOT}=1$ 时,脉冲电流会使得 m_z进动稳定在约-0.72 的状态,导致脉冲电流去除后能够迅速完成切换,τ_{sw}也随之减小至 3.28 ns,如图 5(e)所示。当 $\xi_{SOT}=0$ 和 $\xi_{SOT}=-1$ 时,去除电流脉冲后,m_z会分别从-0.16 和 0.03 的状态缓慢弛豫到-0.9,对应 τ_{sw}分别为 8.56 ns 和 19.93 ns。结果表明与类阻尼转矩反方向的类场扭矩会大幅减慢畴壁传播的速度,与吴等人报道的结果相似[36]。

最后,我们研究了 BiSb 拓扑绝缘体/楔形铁磁异质结构中确定性 SOT 无场切换的临界切换电流密度 J_C与倾斜 PMA 的极角 θ 之间的关系。如图 5(f)所示,随着倾斜 PMA 的极角 θ 增大,J_C值显著减小。倾斜 PMA 的极角 θ 增大会引起水平磁化分量增加,为垂直磁化进动到面内减小了障碍,因此,J_C值显著减小。在 $1°\leqslant\theta\leqslant4°$处,$J_C$随着倾斜 PMA 极角 θ 的增大而缓慢下降,接着在 5°、6°和 7°处暂时稳定,最终在 $8°\leqslant\theta\leqslant10°$时急速下降并在极角 θ=10°时降至 1.6×10^7 A/cm^2。结果充分表明,可以通过增加倾斜 PMA 的极角 θ 来降低 SOT 开关的功耗。

4 结论

我们研究了具有倾斜 PMA 的 BiSb 拓扑绝缘体/楔形 CoFeB 铁磁异质结构中的 SOT 磁化切换。研究发现,当倾斜 PMA 的易轴位于 x-z 平面内时,可以通过施加正或负电流脉冲诱导的面内自旋极化实现确定性无场磁化切换。在大尺寸楔形 CoFeB 薄膜中容易实现多畴成核,引入界面 DMI 后能够实现手性畴成核,降低反向畴成核能,从而减小临界切换电流密度。界面 DMI 的引入还可以稳定手性 Neel 壁,加快畴壁的传播速度,从而获得较短的切换时间。此外,类场转矩和类阻尼转矩的比例系数 ξ_{SOT}为负数时,能够辅助临界切换电流密度 J_C的降低。当 $\xi_{SOT}=-0.8$ 时,J_C最低减小至 9.0×10^6 A/

cm^2,对比重金属/铁磁结构下降了 1 ~ 2 个数量级。最后,我们发现,可以通过增加倾斜 PMA 的极角来增加磁化状态的水平分量,进而降低临界切换电流密度。本研究对于加快低功耗 SOT-MRAM 的产业化应用具有重要的指导意义。

参考文献:

[1] SHAO Q, LI P, LIU L, et al. Roadmap of spin-orbit torques[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2021, 57(7): 1-39.

[2] LEE S W, LEE K J. Emerging three-terminal magnetic memory devices [J]. Proceedings of the IEEE, 2016, 104(10): 1831-1843.

[3] DIENY B, CHSHIEV M. Perpendicular magnetic anisotropy at transition metal/oxide interfaces and applications [J]. Reviews of Modern Physics, 2017, 89(2): 025008.

[4] IKEDA S, MIURA K, YAMAMOTO H, et al. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction [J]. Nature Materials, 2010, 9(9): 721-724.

[5] DRAAISMA H J G, DEJONGE W J M, DENBROEDER F J A. Magnetic interface anisotropy in Pd/Co and Pd/Fe multilayers [J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1987, 66(3): 351-355.

[6] ZHAO W, ZHAO X, ZHANG B, et al. Failure analysis in magnetic tunnel junction nanopillar with interfacial perpendicular magnetic anisotropy [J]. Materials, 2016, 9(1): 41.

[7] MIRON I M, GARELLO K, GAUDIN G, et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection [J]. Nature, 2011, 476(7359): 189-193.

[8] LIU L, LEE O, GUDMUNDSEN T, et al. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin Hall effect [J]. Physical Review Letters, 2012, 109(9): 096602.

[9] FAN Y, UPADHYAYA P, KOU X, et al. Magnetization switching through giant spin-orbit torque in a magnetically doped topological insulator heterostructure [J]. Nature Materials, 2014, 13(7): 699-704.

[10] GARELLO K, MIRON I M, AVCI C O, et al. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures [J]. Nature Nanotechnology, 2013, 8(8): 587-593.

[11] CHAM T M J, DORRIAN R J, ZHANG X S, et al. Exchange bias between van der Waals materials: tilted magnetic states and field-free spin-orbit-torque switching [J]. Advanced Materials, 2024: 2305739.

[12] WU B, JIN M, LUO Y, et al. Enhancement of damping-like field and field-free switching in Pt/(Co/Pt)/PtMn trilayer films prepared in the presence of an in situ magnetic field [J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2022, 14(18): 21668-21676.

[13] FUKAMI S, ZHANGC, DUTTAGUPTA S, et al. Magnetization switching by spin-orbit torque in an antiferromagnet-ferromagnet bilayer system [J]. Nature Materials, 2016, 15(5): 535-541.

[14] LIU R, CHEN J, LI Z, et al. Field-free spin-orbit torque-induced magnetization switching in the IrMn/CoTb bilayers with a spontaneous in-plane exchange bias [J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2023, 15(44): 51971-51978.

[15] LEE S, KANG J, KIM J M, et al. Spintronic physical unclonable functions based on field-free spin-orbit-torque switching [J]. Advanced Materials, 2022, 34(45): 2203558.

[16] ZHAO X, SUN H, HAN R, et al. Enhanced interlayer Dzyaloshinskii-Moriya interaction and field-free switching in magnetic trilayers with orthogonal magnetization [J]. APL Materials, 2024, 12(4): 041103.

[17] KAO S-C, LIN C-Y, LIAO W-B, et al. Field-free magnetization switching through modulation of zero-field spin-orbit torque efficacy [J]. APL Materials, 2023, 11(11): 111104.

[18] LIU L, ZHOU C, SHU X, et al. Symmetry-dependent field-free switching of perpendicular magnetization [J]. Nature Nanotechnology, 2021, 16(3): 277-282.

[19] KAJALE S N, NGUYEN T, HUNG N T, et al. Field-free deterministic switching of all-van der Waals spin-orbit torque system above room temperature [J]. Science Advances, 2024, 10(11): eadk8669.

[20] ZHANG Y, XU H, JIA K, et al. Room temperature field-free switching of perpendicular magnetization through spin-orbit torque originating from low-symmetry type II Weyl semimetal [J]. Science Advances, 2023, 9(44): eadg9819.

[21] TSOU Y-J, CHEN W-J, LIU C-Y, et al. Demonstration of high endurance and retention spin-transfer-torque-assisted field-free perpendicular spin-orbit torque cells by an etch-stop-on-MgO process [J]. IEEE Electron Device Letters, 2022, 43(10): 1661-1664.

[22] DU A, ZHU D, PENG Z, et al. Electrical manipulation of

antiferromagnetic random－access memory device by the interplay of spin－orbit torque and spin－transfer torque [J]. Advanced Electronic Materials, 2024: 2300779.

[23] CUI B, CHEN A, ZHANG X, et al. Low－power and field－free perpendicular magnetic memory driven by topological insulators [J]. Advanced Materials, 2023, 35(31): 2302350.

[24] MOHANAN V, GANESH K, KUMAR P A. Spin Hall effect mediated current－induced deterministic switching in all－metallic perpendicularly magnetized Pt/Co/Pt trilayers [J]. Physical Review B, 2017, 96(10): 104412.

[25] WU H, NANCE J, RAZAVI S A, et al. Chiral symmetry breaking for deterministic switching of perpendicular magnetization by spin－orbit torque [J]. Nano Letters, 2020, 21(1): 515－521.

[26] CUI B, ZHU Z, WU C, et al. Comprehensive study of the current－induced spin－orbit torque perpendicular effective field in asymmetric multilayers [J]. Nanomaterials, 2022, 12(11): 1887.

[27] CHEN J－H, LIANG M－F, SONG Y, et al. Wedge－shaped HfO_2 buffer layer－induced field－free spin－orbit torque switching of HfO_2/Pt/Co structure [J]. Chinese Physics B, 2024, 33(4): 047503.

[28] LI G, ZHU Z, WANG Z, et al. Perpendicular magnetic properties and field－free current－induced switching in W/CoFeB/MgO trilayers with a compensating oblique W underlayer [J]. Journal of PhysicsD: Applied Physics, 2024, 57(30): 305002.

[29] CHEN S, MISHRA R, CHEN H, et al. Mimicking synaptic plasticity with a wedged Pt/Co/Pt spin－orbit torque device [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2021, 55(9): 095001.

[30] LI Y, ZHAO X, LIU W, et al. Voltage－gated field－free spin－orbit torque switching in Pt/Co/Ir/MgO wedged structures [J]. Applied Physics Letters, 2023, 123(3): 032403.

[31] YU G, UPADHYAYA P, FAN Y, et al. Switching of perpendicular magnetization by spin－orbit torques in the absence of external magnetic fields [J]. Nature Nanotechnology, 2014, 9(7): 548－554.

[32] HAN J, LIU L. Topological insulators for efficient spin－orbit torques [J]. APL Materials, 2021, 9(6): 060901.

[33] 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 [J]. Nature Materials, 2018, 17(9): 808－813.

[34] KHANG N H D, NAKANO S, SHIROKURA T, et al. Ultralow power spin－orbit torque magnetization switching induced by a non－epitaxial topological insulator on Si substrates [J]. Scientific Reports, 2020, 10(1): 12185.

[35] PENG S, ZHU D, LI W, et al. Exchange bias switching in an antiferromagnet/ferromagnet bilayer driven by spin－orbit torque [J]. Nature Electronics, 2020, 3(12): 757－764.

[36] WU K, SU D, SAHA R, et al. Deterministic field－free switching of a perpendicularly magnetized ferromagnetic layer via the joint effects of the Dzyaloshinskii－Moriya interaction and damping－and field－like spin－orbit torques: an appraisal [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, 53(20): 205002.

[37] CHEN B, LOUREMBAM J, GOOLAUP S, et al. Field－free spin－orbit torque switching of a perpendicular ferromagnet with Dzyaloshinskii－Moriya interaction [J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(2): 022401.

[38] WANG M, WANG Z, ZHANG X, et al. Theoretical conditions for field－free magnetization switching induced by spin－orbit torque and Dzyaloshinskii－Moriya interaction [J]. IEEE Electron Device Letters, 2020, 42(2): 148－151.

[39] SHASHIDHARA M, NEHRA V, SRIVATSAVA S, et al. Investigation of field－free switching of 2－D material－based spin－orbit torque magnetic tunnel junction [J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 2023, 70(3): 1430－1435.

[40] SASAKI J, HUY H, KHANG N, et al. Improvement of the effective spin Hall angle by inserting an interfacial layer in sputtered BiSb topological insulator (bottom)/ferromagnet with in－plane magnetization [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2021, 58(4): 1－4.

[41] VANSTEENKISTE A, LELIAERT J, DVORNIK M, et al. The design and verification of MuMax3 [J]. AIP Advances, 2014, 4(10): 107133.

[42] VANDERMEULEN J, LELIAERT J, DUPRé L, et al. Field－driven chiral bubble dynamics analysed by a semi－analytical approach [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2017, 50(49): 495007.

[43] COEY J M. Magnetism and magnetic materials [M]. Cambridge university press, 2009.

[44] GARELLO K, YASIN F, HODY H, et al. Manufacturable 300mm platform solution for field－free switching SOT－MRAM [C]. Proceedings of the 2019 Symposium on VLSI Circuits. Kyoto, Japan, 2019: T194－T195.

[45] 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 [J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(8): 082407.

[46] BONELL F, GOTO M, SAUTHIER G, et al. Control of spin－orbit torques by interface engineering in topological insulator heterostructures [J]. Nano Letters, 2020, 20(8): 5893-5899.

[47] LEGRAND W, RAMASWAMY R, MISHRA R, et al. Coherent subnanosecond switching of perpendicular magnetization by the field-likespin-orbit torque without an external magnetic field [J]. Physical Review Applied, 2015, 3(6): 064012.

[48] LEE M H, KIM S-J, YOON S I, et al. Reduction of operating current by harnessing the field-and damping-like torque ratios in nonmagnet－ferromagnet heterojunctions [J]. Small Science, 2024: 2300224.

[49] YOU L, LEE O, BHOWMIK D, et al. Switching of perpendicularly polarized nanomagnets with spin orbit torque without an external magnetic field by engineering a tilted anisotropy [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2015, 112(33): 10310-10315.

[50] ZHANG C, FUKAMI S, WATANABE K, et al. Critical role of W deposition condition on spin-orbit torque induced magnetization switching in nanoscale W/CoFeB/MgO [J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(19): 192405.