

## 外延铁磁层磁矩方向依赖的垂直磁矩零场翻转特性

吴敏<sup>1,2</sup>, 王佳才<sup>1,2</sup>, 郭晓庆<sup>1,2</sup>, 薛海斌<sup>1,2\*</sup>

(1. 太原理工大学 物理学院, 山西 太原 030024;

2. 太原理工大学 新材料界面科学与工程教育部重点实验室, 山西 太原 030024)

**摘要:** 本文基于宏自旋模型, 利用 Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski 方程在理论上研究了外延铁磁层的面内磁化方向  $\vec{m}$  与电流方向  $\vec{J}$  夹角  $\varphi_m$  对自由层垂直磁矩翻转的影响。研究表明: 在铁磁层/重金属层/外延铁磁层的异质结中, 对于自旋反常霍尔效应和自旋各向异性磁阻效应产生的沿  $\vec{m}$  方向极化的自旋流与已经存在的沿  $\vec{z} \times \vec{J}$  ( $\vec{z}$  是薄膜的法线方向) 和  $\vec{m} \times (\vec{z} \times \vec{J})$  方向的自旋流协同作用的情形, 通过调节  $\vec{m}$  与  $\vec{J}$  的夹角  $\varphi_m$ , 可以进一步降低自由层磁矩零场翻转所需的阈值电流, 并缩短施加脉冲电流的长度。上述结果为实现低功耗的零场自旋轨道磁随机存储器提供了一种可选择的理论方案。

**关键词:** 自旋轨道磁随机存储器; 自旋极化流; 垂直磁矩零场翻转

中图分类号: O469 文献标志码: A 文章编号: 0253-2395(2024)06-1228-10

## Effect of the Magnetization Direction of Epitaxial Ferromagnetic Layer on the Field-free Switching of Perpendicular Magnetization

WU Min<sup>1,2</sup>, WANG Jiakai<sup>1,2</sup>, GUO Xiaoqing<sup>1,2</sup>, XUE Haibin<sup>1,2\*</sup>

(1. College of Physics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China;

2. Key Laboratory of Interface Science and Engineering in Advanced Materials, Ministry of Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

**Abstract:** In this paper, the influence of the angle  $\varphi_m$  between the in-plane magnetized direction  $\vec{m}$  of the epitaxial ferromagnetic layer and the direction of current flow  $\vec{J}$  on the field-free perpendicular magnetization switching is theoretically studied based on the macro-spin model by using the Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski equation. It is demonstrated that in the ferromagnet/heavy-metal/epitaxial-ferromagnet trilayer system, in the presence of the spin current polarized along  $\vec{m}$  generated by the spin anomalous Hall effect and spin anisotropic magnetor esistance effect in cooperation with the existing spin currents polarized along  $\vec{z} \times \vec{J}$  ( $\vec{z}$  is the normal direction of the film) and  $\vec{m} \times (\vec{z} \times \vec{J})$ , the threshold current of the field-free perpendicular magnetization switching can be further reduced by adjusting the angle  $\varphi_m$  between  $\vec{m}$  and  $\vec{J}$ , and the length of the applied pulse current can be shortened. These results provide an alternative theoretical scheme for realizing the field-free spin-orbit torque magnetic random access memory with low power consumption.

**Key words:** spin-orbit torque magnetic random access memory; spin-polarized currents; field-free perpendicular magnetization switching

收稿日期: 2023-05-29; 接受日期: 2023-07-24

基金项目: 山西省应用基础研究计划项目(20210302123184; 201601D011015); 山西省高等学校优秀青年学术带头人支持计划(163220120-S)

作者简介: 吴敏(1997-), 男, 安徽安庆人, 硕士研究生, 研究方向为微纳信息存储器件。E-mail: 2102614964@qq.com

\* 通信作者: 薛海斌(XUE Haibin), E-mail: xuehaibin@tyut.edu.cn

引文格式: 吴敏, 王佳才, 郭晓庆, 等. 外延铁磁层磁矩方向依赖的垂直磁矩零场翻转特性[J]. 山西大学学报(自然科学版), 2024, 47(6): 1228-1237. DOI:10.13451/j.sxu.ns.2023123

## 0 引言

基于自旋轨道矩 (Spin-orbit torque, SOT) 的垂直磁化磁随机存储器 (Magnetic random access memory, MRAM)<sup>[1-3]</sup>, 由于将信息的写入和读取路径分开, 从而具有更快的读写速度和更好的耐久性, 因而其在新型存储器领域具有广阔的应用前景<sup>[4-6]</sup>。但是, SOT-MRAM 的商业应用至少还需解决两个问题。首先, 垂直磁矩的零场翻转。在 SOT 作用下, 要实现垂直磁矩的确定性翻转, 还需要施加一个与电流共线的外部磁场来打破其力矩的对称性<sup>[7-8]</sup>。目前, 已有多种零场翻转方案被提出, 例如, 引入横向结构不对称<sup>[9-10]</sup>、使用反铁磁金属取代重金属层<sup>[11]</sup>、自旋转移矩辅助 SOT<sup>[12]</sup>、侧面沉积重金属层<sup>[13]</sup>等来实现无场翻转。其次, 降低磁矩翻转的阈值电流。对于通常的重金属层/铁磁层异质结, 重金属层的面内电流转化为垂直于其膜面方向的自旋极化流的效率较低, 因而, 磁矩翻转需要较高的阈值电流<sup>[14]</sup>。在铁磁层/势垒隧穿层/铁磁层三层系统中, 研究发现当外加磁场沿着电流方向施加时四态磁矩翻转可以用来降低其阈值电流<sup>[15]</sup>。因而, 如何实现磁矩在低阈值电流情形下的零场翻转是 SOT-MRAM 领域内的重要课题。

在包含铁磁体的异质结构中, 当重金属层的面内电流  $\vec{J}$  沿着  $x$  轴方向时, 流向薄膜法线方向, 即  $z$  轴方向的自旋流有三个极化方向: 在重金属层/铁磁层界面, 由自旋霍尔效应<sup>[16-17]</sup>和类 Rashba 效应<sup>[18-19]</sup>产生的沿  $\vec{y}$  方向极化的自旋流; 在铁磁层/重金属层/外延铁磁层的异质结中, 由自旋交换效应<sup>[20-21]</sup>和界面自旋轨道进动<sup>[18-19]</sup>产生的沿  $\vec{m} \times \vec{y}$  方向极化的自旋流, 以及由自旋反常霍尔效应<sup>[22-25]</sup>和自旋各向异性磁阻效应<sup>[22]</sup>产生的沿  $\vec{m}$  方向极化的自旋流。这里, 沿  $\vec{m} \times \vec{y}$  和  $\vec{m}$  方向极化的自旋流分别正比于  $m_x$  和  $-m_y$  (由于相应自旋流的方向由  $\vec{m} \times \vec{J}$  决定)<sup>[22]</sup>。相应地, 只有当外延铁磁层的面内磁矩方向  $\vec{m}$  与电流方向  $\vec{J}$  存在一个夹角时, 才会同时产生沿  $\vec{m} \times \vec{y}$  和  $\vec{m}$  方向极化的自旋流<sup>[26]</sup>, 其中, 沿  $\vec{m} \times \vec{y}$  方向极化的自旋流可以使 SOT-MRAM 的自由层磁矩实现零场翻

转<sup>[26-29]</sup>。因而, 在铁磁层(自由层)/重金属层/外延铁磁层的异质结中, 探寻沿  $\vec{y}$ 、 $\vec{m} \times \vec{y}$  和  $\vec{m}$  三个方向极化的自旋流的协同作用条件是自由层磁矩在低阈值电流情形下实现零场翻转的重要课题之一。

本文将基于宏自旋模型, 在理论上探寻铁磁层(自由层)/重金属层/外延铁磁层异质结中沿  $\vec{y}$ 、 $\vec{m} \times \vec{y}$  和  $\vec{m}$  三个方向极化的自旋流对自由层磁矩翻转的协同作用条件, 并研究外延铁磁层的面内磁矩方向  $\vec{m}$  与电流方向  $\vec{J}$  夹角对自由层磁矩零场翻转特性的影响。研究结果发现, 当沿  $\vec{y}$  和  $\vec{m}$  两个方向极化的自旋流的自旋极化率系数异号, 且沿  $\vec{m} \times \vec{y}$  方向极化的自旋流的自旋极化率系数为正值; 同时, 在  $\vec{y}$  和  $\vec{m}$  两个方向等效磁场相应的类场矩系数与类阻尼矩系数的比值为负值, 而在  $\vec{m} \times \vec{y}$  方向等效磁场相应的类场矩系数与类阻尼矩系数的比值为正值时, 沿  $\vec{y}$ 、 $\vec{m} \times \vec{y}$  和  $\vec{m}$  三个方向极化的自旋流对自由层磁矩翻转产生协同作用效应, 使其阈值电流达到最小。尤其是, 通过调节  $\vec{m}$  与  $\vec{J}$  的夹角  $\varphi_m$ , 可以进一步降低自由层磁矩零场翻转所需的阈值电流, 并缩短施加脉冲电流的长度。

## 1 理论模型

本文考虑的 SOT-MRAM 示意图如图 1(a) 所示, 自下而上分别是面内磁化的外延铁磁层、具有强自旋轨道耦合效应的重金属层、垂直磁化的自由层、隧穿势垒层以及垂直磁化的固定层。这里, 选取外延铁磁层的磁矩方向  $\vec{m}$  与电流方向  $\vec{J}$  之间的夹角为  $\varphi_m$ , 自由层磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  在  $x$ - $y$  平面的投影与电流方向  $\vec{J}$  之间的夹角为  $\varphi_{\text{FL}}$ 。对于  $\varphi_m \neq 0$  和  $\varphi_m \neq \pi/2$  的情形, 当电流在重金属层和外延铁磁层面内流过时, 将产生沿  $\vec{y}$ 、 $\vec{m} \times \vec{y}$  和  $\vec{m}$  三个方向极化流向  $z$  方向的自旋流, 如图 1(b) 和图 1(c) 所示。因而, 在铁磁层/重金属层/外延铁磁层的异质结中, 自旋极化的方向  $\vec{\sigma}$  可以表示为:

$$\vec{\sigma} = \theta_y \vec{y} - \theta_m m_y \vec{m} + \theta_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}, \quad (1)$$

其中  $\theta_y$ 、 $\theta_m$  和  $\theta_{m \times y}$  分别为沿  $\vec{y}$ 、 $\vec{m}$  和  $\vec{m} \times \vec{y}$  方向极化的自旋流的自旋极化率系数。自由层的归一化磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  的动力学通过 Landau-Lifshitz-Gil-

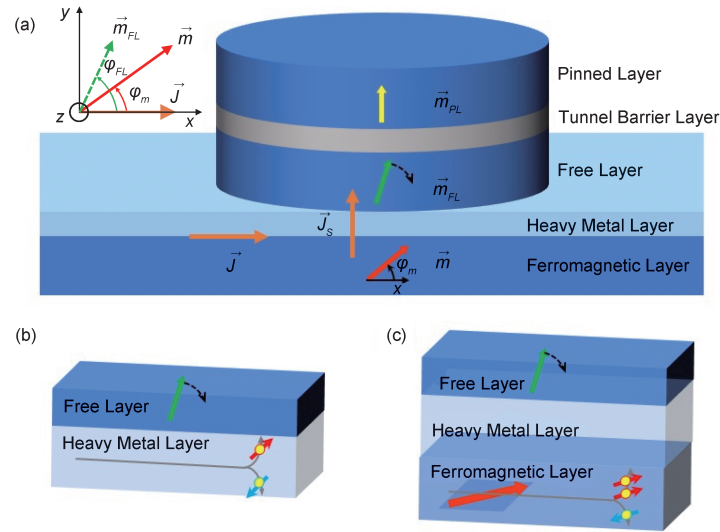


图1 物理模型的示意图

(a)具有面内磁化外延铁磁层的SOT-MRAM示意图,绿色和红色箭头分别是自由层和外延铁磁层的磁矩方向。虚线代表在 $x$ - $y$ 平面内的投影。橙色箭头分别代表电流 $\vec{J}$ 和自旋极化流 $\vec{J}_s$ 的方向。外延铁磁层的磁矩 $\vec{m}$ 与电流 $\vec{J}$ 的夹角为 $\varphi_m$ ,自由层磁矩 $\vec{m}_{FL}$ 在 $x$ - $y$ 平面的投影与电流 $\vec{J}$ 夹角为 $\varphi_{FL}$ 。(b)自旋霍尔效应和类Rashba效应产生的沿 $y$ 方向极化流向 $z$ 方向的自旋流。(c)自旋反常霍尔效应和自旋各向异性磁阻效应产生的沿 $\vec{m}$ 方向极化流向 $z$ 方向的自旋流。

Fig. 1 Schematic representation of the physical model

(a) The schematic of a SOT-MRAM device with a in-plane magnetized epitaxial layer, in which the green and red arrows denote the magnetization directions of the free layer and the epitaxial ferromagnetic layer, respectively. The dashed line represents the projection in the  $x$ - $y$  plane. The orange arrows display the directions of applied pulse current  $\vec{J}$  and spin-polarized current  $\vec{J}_s$ , respectively.  $\varphi_m$  denotes the angle between the magnetization direction of the epitaxial ferromagnetic layer  $\vec{m}$  and the current flow  $\vec{J}$ , while  $\varphi_{FL}$  denotes the angle between the projection direction of  $\vec{m}_{FL}$  in the  $x$ - $y$  plane and the current flow  $\vec{J}$ . (b) The spin current polarized along  $\vec{y}$  generated by the spin Hall effect and Rashba-like effect; (c) The spin current polarized along  $\vec{m}$  to  $z$  direction generated by the spin anomalous Hall effect and spin anisotropic magnetoresistance effect.

bert-Slonczewski 方程来描述<sup>[30-31]</sup>,

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{m}_{FL}}{dt} = & -\gamma\vec{m}_{FL} \times \vec{H}_{eff} + \alpha\vec{m}_{FL} \times \frac{d\vec{m}_{FL}}{dt} + \gamma\vec{m}_{FL} \times \\ & \left[ \vec{m}_{FL} \times (H_y\vec{y} - H_m \sin \varphi_m \vec{m} + H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}) \right] + \\ & \gamma\vec{m}_{FL} \times (\beta_y H_y \vec{y} - \beta_m H_m \sin \varphi_m \vec{m} + \beta_{m \times y} H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\vec{m}_{FL} = \vec{M}_{FL}/M_S$ ,  $M_S$ 为饱和磁化强度,  $\gamma$ 是旋磁比,  $\alpha$ 是Gilbert阻尼系数;  $\vec{H}_{eff} = (2K_{eff}/M_S)\vec{m}_{FL,z}\vec{z}$ 是自由层受到的有效场, 其中 $K_{eff}$ 为自由层的有效垂直磁各向异性;  $H_y$ 、 $H_m$ 、 $H_{m \times y}$ 分别为沿 $\vec{y}$ 、 $\vec{m}$ 和 $\vec{m} \times \vec{y}$ 方向极化的自旋流对应的类阻尼矩参数:  $H_y = \theta_y H_0$ 、 $H_m = \theta_m H_0$ 、 $H_{m \times y} = \theta_{m \times y} H_0$ , 其中,  $H_0 = \hbar J/2eM_S d$ ,  $\hbar$ 为约化普朗克常量,  $J$ 为电流密度,  $e$ 为电子的电荷量,  $d$ 为自由层厚度;  $\beta_y$ 、 $\beta_m$ 、 $\beta_{m \times y}$ 分别为沿 $\vec{y}$ 、 $\vec{m}$ 和 $\vec{m} \times \vec{y}$ 方向极化的自旋流对应的类场矩

参数与其类阻尼矩参数的比值。

为了求解式(2), 将其两边同时左叉乘 $\vec{m}_{FL}$ 可得,

$$\begin{aligned} \vec{m}_{FL} \times \frac{d\vec{m}_{FL}}{dt} = & -\gamma\vec{m}_{FL} \times (\vec{m}_{FL} \times \vec{H}_{eff}) - \alpha \frac{d\vec{m}_{FL}}{dt} - \\ & \gamma\vec{m}_{FL} \times (H_y\vec{y} - H_m \sin \varphi_m \vec{m} + H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}) + \gamma\vec{m}_{FL} \times \\ & \left[ \vec{m}_{FL} \times (\beta_y H_y \vec{y} - \beta_m H_m \sin \varphi_m \vec{m} + \beta_{m \times y} H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

然后, 将式(3)代入式(2)可得,

$$\begin{aligned} \Gamma \frac{d\vec{m}_{FL}}{dt} = & -\vec{m}_{FL} \times \vec{H}_{eff} - \alpha\vec{m}_{FL} \times (\vec{m}_{FL} \times \vec{H}_{eff}) - \\ & \alpha\vec{m}_{FL} \times (H_y\vec{y} - H_m \sin \varphi_m \vec{m} + H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}) + \\ & \alpha\vec{m}_{FL} \times \left[ \vec{m}_{FL} \times (\beta_y H_y \vec{y} - \beta_m H_m \sin \varphi_m \vec{m} + \right. \\ & \left. \beta_{m \times y} H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}) \right] + \vec{m}_{FL} \times \left[ \vec{m}_{FL} \times (H_y\vec{y} - \right. \\ & \left. H_m \sin \varphi_m \vec{m} + H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}) \right] + \vec{m}_{FL} \times \\ & (\beta_y H_y \vec{y} - \beta_m H_m \sin \varphi_m \vec{m} + \beta_{m \times y} H_{m \times y} \vec{m} \times \vec{y}), \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\Gamma = (1 + \alpha^2)/\gamma$ 。由上式(4)可知,在直角坐标系中,自由层磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  的  $x$ 、 $y$  和  $z$  三个分量  $m_{\text{FL},x}$ 、 $m_{\text{FL},y}$  和  $m_{\text{FL},z}$  的微分方程可以写为,

$$\begin{aligned} \Gamma \frac{dm_{\text{FL},x}}{dt} = & -H_{\text{eff},z}m_{\text{FL},y} - \alpha H_{\text{eff},z}m_{\text{FL},x}m_{\text{FL},z} + \\ & (\alpha - \beta_y)H_y m_{\text{FL},z} + (\beta_m - \alpha)H_m \sin^2 \varphi_m m_{\text{FL},z} + \\ & (\beta_{m \times y} - \alpha)H_{m \times y} \cos \varphi_m m_{\text{FL},y} + \\ & (1 + \alpha\beta_y)H_y m_{\text{FL},x} m_{\text{FL},y} - \\ & (1 + \alpha\beta_m)H_m \sin \varphi_m [\cos \varphi_m (m_{\text{FL},x}^2 - 1) + \\ & \sin \varphi_m m_{\text{FL},x} m_{\text{FL},y}] + \\ & (1 + \alpha\beta_{m \times y})H_{m \times y} \cos \varphi_m m_{\text{FL},x} m_{\text{FL},z}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Gamma \frac{dm_{\text{FL},y}}{dt} = & H_{\text{eff},z}m_{\text{FL},x} - \alpha H_{\text{eff},z}m_{\text{FL},y}m_{\text{FL},z} + \\ & (\alpha - \beta_m)H_m \sin \varphi_m \cos \varphi_m m_{\text{FL},z} + \\ & (\alpha - \beta_{m \times y})H_{m \times y} \cos \varphi_m m_{\text{FL},x} + \\ & (1 + \alpha\beta_y)H_y (m_{\text{FL},y}^2 - 1) - \\ & (1 + \alpha\beta_m)H_m \sin \varphi_m [\cos \varphi_m m_{\text{FL},x} m_{\text{FL},y} + \\ & \sin \varphi_m (m_{\text{FL},y}^2 - 1)] + \\ & (1 + \alpha\beta_{m \times y})H_{m \times y} \cos \varphi_m m_{\text{FL},y} m_{\text{FL},z}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Gamma \frac{dm_{\text{FL},z}}{dt} = & -\alpha H_{\text{eff},z} (m_{\text{FL},z}^2 - 1) + (\beta_y - \alpha)H_y m_{\text{FL},x} + \\ & (\alpha - \beta_m)H_m \sin \varphi_m (\sin \varphi_m m_{\text{FL},x} - \cos \varphi_m m_{\text{FL},y}) + \\ & (1 + \alpha\beta_y)H_y m_{\text{FL},y} m_{\text{FL},z} - \\ & (1 + \alpha\beta_m)H_m \sin \varphi_m (\cos \varphi_m m_{\text{FL},x} m_{\text{FL},z} + \\ & \sin \varphi_m m_{\text{FL},y} m_{\text{FL},z}) + \\ & (1 + \alpha\beta_{m \times y})H_{m \times y} \cos \varphi_m (m_{\text{FL},z}^2 - 1). \end{aligned} \quad (7)$$

上面三个联立的微分方程可以通过四阶 Runge-Kutta 方法数值求解。

## 2 结果与讨论

在下面的数值计算中,采用的相关参数<sup>[26, 32]</sup>如下:阻尼系数  $\alpha$  为 0.05,旋磁比  $\gamma$  为  $1.761 \times 10^{11} \text{ A} \cdot \text{s}/\text{kg}$ ,自由层厚度  $d$  为 1 nm,饱和磁化强度  $M_s$  为  $10^6 \text{ A}/\text{m}$ ,有效垂直磁各向异性能  $K_{\text{eff}}$  为  $2 \times 10^5 \text{ J}/\text{m}^3$ ,脉冲长度  $\tau = 5 \text{ ns}$  (除非特殊说明)。此外,为方便讨论,当电流方向沿着  $x$  轴正方向时,仅考虑外延铁磁层的磁矩方向  $\vec{m}$  与电流方向  $\vec{j}$  之间夹角  $\varphi_m$  的取值范围为  $[0, \pi/2)$ 。相应地,若夹角  $\varphi_m$  能够使自由层磁矩实

现从初始态  $\vec{m} = (0, 0, 1)$  到末态  $\vec{m} = (0, 0, -1)$  的零场翻转,则电流方向沿着  $x$  轴负方向时,即磁矩方向  $\vec{m}$  与电流方向  $\vec{j}$  之间夹角为  $\pi - \varphi_m$  时,自由层磁矩可以实现从初始态  $\vec{m} = (0, 0, -1)$  到末态  $\vec{m} = (0, 0, 1)$  的零场翻转。

### 2.1 三种自旋极化流对磁矩翻转的协同作用条件

一般情况下,自旋轨道矩可以分为类阻尼矩 (the damping-like torque)  $\tau_{\text{DLT}}$  和类场矩 (the field-like torque)  $\tau_{\text{FLT}}$  两种<sup>[33-35]</sup>,

$$\vec{\tau}_{\text{DLT}} = \tau_{\text{DLT}} \cdot \vec{m}_{\text{FL}} \times (\vec{\sigma}_{\text{DLT}} \times \vec{m}_{\text{FL}}), \quad (8)$$

$$\vec{\tau}_{\text{FLT}} = \tau_{\text{FLT}} \cdot \vec{\sigma}_{\text{FLT}} \times \vec{m}_{\text{FL}}, \quad (9)$$

其中  $\tau_{\text{DLT}}$  和  $\tau_{\text{FLT}}$  分别为类阻尼矩和类场矩的大小。这里,类阻尼矩  $\vec{\tau}_{\text{DLT}}$  的作用是使磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  沿着  $\vec{\sigma}_{\text{DLT}}$  的方向,因而,其在  $x$ - $y$  平面内的分量  $\sigma_{\text{DLT},x-y}$  越大,自由层磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  从初态进动到  $x$ - $y$  平面内所需的时间越短。由式(1)和式(2)可知,  $\sigma_{\text{DLT},x-y}$  可以表示为

$$\sigma_{\text{DLT},x-y} = \sqrt{\theta_m^2 \sin^2 \varphi_m + \theta_y^2 - 2\theta_y \theta_m \sin^2 \varphi_m}. \quad (10)$$

当自旋极化率系数  $\theta_y$  和  $\theta_m$  为异号,  $\sigma_{\text{DLT},x-y}$  的值最大。相应地,三种自旋极化流对磁矩翻转的第一个协同作用条件是  $\theta_y$  和  $\theta_m$  为异号。

另外,由于自由层磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  在等效场  $\vec{\sigma}_{\text{FLT}}$  中的能量可以表示为  $-\vec{m}_{\text{FL}} \cdot \vec{\sigma}_{\text{FLT}}$ ,相应地,当自由层磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  与等效场  $\vec{\sigma}_{\text{FLT}}$  平行时,磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  具有的能量较小,为其稳定态,不利于翻转;而当自由层磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  与等效场  $\vec{\sigma}_{\text{FLT}}$  反平行时,磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  的能量较大,为其亚稳态,有利于翻转。由式(1)和式(2)可知,

$$\begin{aligned} \vec{\sigma}_{\text{DLT},x-y} = & i\theta_m \sin \varphi_m \cos \varphi_m + \\ & \vec{j}(-\theta_y + \theta_m \sin^2 \varphi_m), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \vec{\sigma}_{\text{FLT},x-y} = & i\beta_m \theta_m \sin \varphi_m \cos \varphi_m + \\ & \vec{j}(-\beta_y \theta_y + \beta_m \theta_m \sin^2 \varphi_m). \end{aligned} \quad (12)$$

相应地,自由层磁矩  $\vec{m}_{\text{FL}}$  与等效场  $\vec{\sigma}_{\text{FLT}}$  反平行的条件为

$$\begin{aligned} & (\theta_m \sin \varphi_m \cos \varphi_m)(\beta_m \theta_m \sin \varphi_m \cos \varphi_m) < 0, \quad (13) \\ & (-\theta_y + \theta_m \sin^2 \varphi_m)(-\beta_y \theta_y + \beta_m \theta_m \sin^2 \varphi_m) < 0. \end{aligned} \quad (14)$$

由式(13)可知  $\beta_m < 0$ 。当  $\theta_y < 0$ ,  $\theta_m > 0$ ,  $\beta_m < 0$  时,由式(14)可知  $\beta_y < 0$ ;同理,当  $\theta_y > 0$ ,  $\theta_m < 0$ ,  $\beta_m < 0$  时,由式(14)可知  $\beta_y < 0$ 。

因而,三种自旋极化流对磁矩翻转的第二个协同作用条件为 $\beta_m < 0, \beta_y < 0$ 。

此外,由式(1)和式(2)可知,类阻尼项 $\vec{\sigma}_{DLT}$ 和类场矩 $\vec{\sigma}_{FLT}$ 的 $z$ 分量分别为

$$\sigma_{DLT,z} = -\theta_{m \times y} \cos \varphi_m, \quad (15)$$

$$\sigma_{FLT,z} = -\beta_{m \times y} \theta_{m \times y} \cos \varphi_m \quad (16)$$

对于沿 $z$ 轴垂直磁化的自由层磁矩,当其初始态为 $\vec{m}_{FL} = (0, 0, 1)$ ,自旋极化率系数 $\theta_{m \times y}$ 为正值时,有利于磁矩向 $x-y$ 平面进动;而沿 $\vec{m} \times \vec{y}$ 方向极化的自旋流对应的类场矩参数与其类阻尼矩参数的比值 $\beta_{m \times y}$ 为正值时, $\sigma_{DLT,z}$ 与 $\sigma_{FLT,z}$ 的方向相同,即磁矩沿 $z$ 轴负方向是一个稳定态,有利于磁矩向末态 $\vec{m}_{FL} = (0, 0, -1)$ 的翻转。因而,三种自旋极化流对磁矩翻转的第三个协同作用条件为 $\theta_{m \times y} > 0, \beta_{m \times y} > 0$ 。

由以上分析可知,沿 $\vec{y}$ 、 $\vec{m}$ 和 $\vec{m} \times \vec{y}$ 方向极化的三种自旋极化流对自由层磁矩翻转起协同作用的条件为: $\theta_y \theta_m < 0, \beta_m < 0, \beta_y < 0, \theta_{m \times y} > 0, \beta_{m \times y} > 0$ 。相应地,在本文中上面的六个参数选取为: $\theta_y = -0.1, \theta_m = 0.3, \beta_y = -0.15, \beta_m = -0.2, \theta_{m \times y} = 0.05, \beta_{m \times y} = 0.5$ 。

## 2.2 磁矩方向 $\vec{m}$ 与电流方向 $\vec{J}$ 夹角 $\varphi_m$ 对磁矩翻转过程的影响

在本节中,讨论外延铁磁层的磁矩方向 $\vec{m}$ 和电流方向 $\vec{J}$ 之间夹角 $\varphi_m$ 对自由层磁矩翻转特性的影响。首先,讨论夹角 $\varphi_m$ 的存在能否实现自由层磁矩的零场翻转,并降低其翻转所需的阈值电流。对于给定的电流密度 $J = 1.15 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ 和相同的电流脉冲长度 $\tau = 5 \text{ ns}$ ,当夹角 $\varphi_m = 0$ 时,自由层磁矩无法实现确实性的翻转,如图2(a)所示;而当 $\varphi_m = \pi/4$ 时,自由层磁矩可以实现确实性的翻转,如图2(b)所示。若继续增大电流密度而保持相同的电流脉冲长度,例如, $J = 1.2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2, \tau = 5 \text{ ns}$ ,自由层磁矩在 $\varphi_m = 0$ 情形下有翻转的迹象,但由于施加的电流脉冲长度不够,磁矩还未越过 $x-y$ 平面就失去了能量来源,因而,磁矩最后将弛豫到其初始态,不能实现零场翻转,如图2(c)所示;而在 $\varphi_m = \pi/4$ 情形下,自由层磁矩除了可以实现确定性翻转外,其越过 $x-y$ 平面所需的时间将缩短,如图2(d)所示。若增加脉冲电流的长度而保持电流密度不变,例如, $\tau = 7 \text{ ns}, J = 1.2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ ,此

时,对于 $\varphi_m = 0$ 的情形,自由层磁矩在脉冲电流撤去之前将越过 $x-y$ 平面,从而实现磁矩的确定性翻转,如图2(e)所示;而在 $\varphi_m = \pi/4$ 情形下,自由层磁矩可以实现确定性翻转但越过 $x-y$ 平面所需的时间没有发生变化,如图2(f)所示。因此,夹角 $\varphi_m$ 的存在不仅可以实现自由层磁矩的零场翻转,而且有利于降低其磁矩翻转所需的阈值电流,并减小施加脉冲电流的长度。

其次,讨论自由层磁矩不同夹角 $\varphi_m$ 情形下的零场翻转特性。对于给定的电流密度,例如, $J = 1.3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ ,在图3中,给出了自由层磁矩的三个分量在不同初始态和不同夹角 $\varphi_m$ 情形下随时间的变化。当夹角 $\varphi_m$ 逐渐增大时,自由层磁矩由于受到自旋轨道矩作用从初始态 $\vec{m}_{FL} = (0, 0, 1)$ 或 $\vec{m}_{FL} = (0, 0, -1)$ 进动到 $x-y$ 平面并越过 $x-y$ 平面所需要的时间将减小。因而,自由层磁矩实现确定性的零场翻转所需的脉冲电流长度将缩短,如图3(a3)和图3(b3)所示。此外,在脉冲电流撤去之前,自由层磁矩 $m_{FL,x}$ 和 $m_{FL,y}$ 分量的正负与式(11)的分析一致,如图3(a1)和图3(b1),以及图3(a2)和图3(b2)所示。特别是,对于 $\varphi_m = \pi/2$ 的情形,即外延铁磁层的磁矩方向 $\vec{m}$ 沿着 $\vec{y}$ 轴方向时,沿着 $\vec{m} \times \vec{y}$ 方向极化的自旋流将消失。考虑到自旋极化率系数选取为 $\theta_y = -0.1, \theta_m = 0.3$ ,此时,自旋流的极化方向 $\vec{\sigma}_{DLT}$ 仅剩 $\vec{y}$ 轴正方向,因而,自旋轨道矩的对称性不能被破坏。相应地,自由层磁矩进动到 $x-y$ 平面后,最终将停留在与 $\vec{y}$ 轴正方向平行的位置,如图3(a2)和图3(b2)所示。

## 2.3 磁矩方向 $\vec{m}$ 与电流方向 $\vec{J}$ 夹角 $\varphi_m$ 对阈值电流的影响

对于本文考虑的铁磁层/重金属层/外延铁磁层异质结,当外延铁磁层的磁矩方向 $\vec{m}$ 和电流方向 $\vec{J}$ 之间的夹角 $\varphi_m \in (0, \pi/2)$ 时,类阻尼矩 $\vec{\tau}_{DLT}$ 对应的自旋极化方向 $\vec{\sigma}_{DLT}$ 的 $x-y$ 平面分量 $\sigma_{DLT,x-y}$ 和 $z$ 轴分量 $\sigma_{DLT,z}$ 分别使其自由层磁矩 $\vec{m}_{FL}$ 向 $x-y$ 平面内的 $\vec{\sigma}_{DLT,x-y}$ 和 $z$ 轴的 $\vec{\sigma}_{DLT,z}$ 方向进动。因而,当类场矩 $\vec{\tau}_{FLT}$ 对应的有效场 $\vec{\sigma}_{FLT}$ 在 $x-y$ 平面分量 $\vec{\sigma}_{FLT,x-y}$ 和 $z$ 轴分量 $\vec{\sigma}_{FLT,z}$ 分别有利于自由层磁矩翻转时,即 $\beta_m < 0, \beta_y < 0, \beta_{m \times y} > 0$ ,其阈值电流大小主要取决于矢量

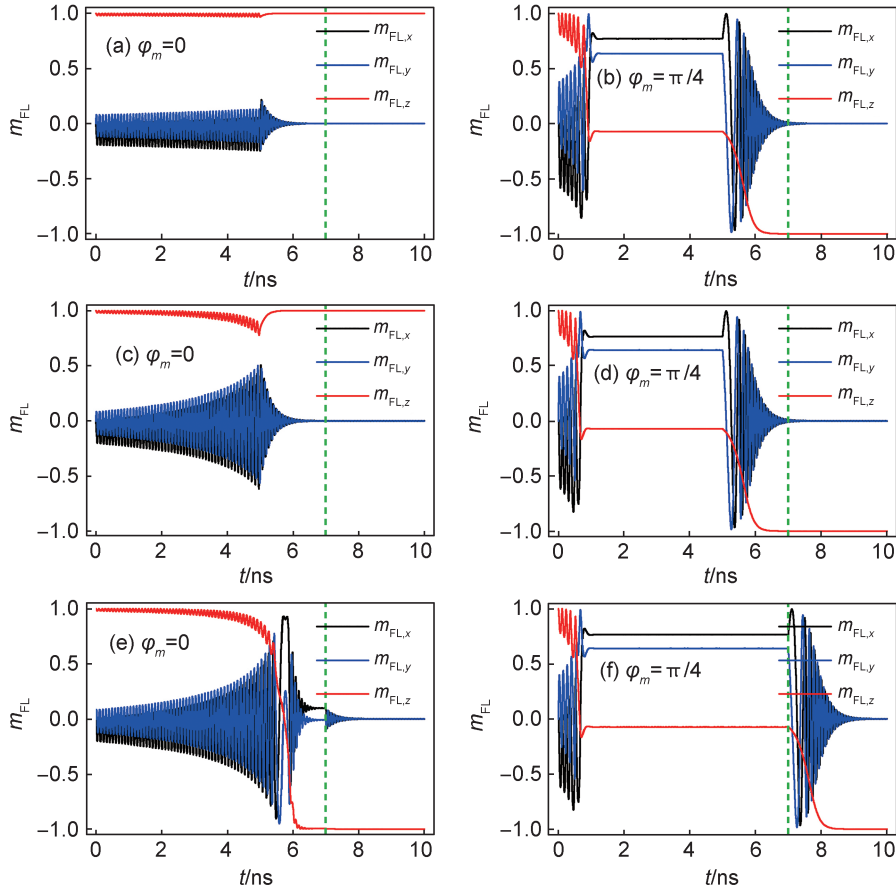


图2 自由层磁矩不同夹角 $\varphi_m$ 情形下随时间的变化

(a)、(c)和(e)  $\varphi_m = 0$ ; (b)、(d)和(f)  $\varphi_m = \pi/4$ 。 (a)和(b)  $J = 1.15 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ ; (c)、(d)、(e)和(f)  $J = 1.2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ 。 (a)、(b)、(c)和(d)  $\tau = 5 \text{ ns}$ ; (e)和(f)  $\tau = 7 \text{ ns}$ 。 器件的其他参数选取为:  $\theta_y = -0.1$ ,  $\theta_m = 0.3$ ,  $\theta_{m \times y} = 0.05$ ,  $\beta_y = -0.15$ ,  $\beta_m = -0.2$ ,  $\beta_{m \times y} = 0.5$ 。

Fig. 2 The magnetization of free layer as a function of time for different angle  $\varphi_m$

(a), (c) and (e)  $\varphi_m = 0$ ; (b), (d) and (f)  $\varphi_m = \pi/4$ . (a) and (b)  $J = 1.15 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ ; (c), (d), (e) and (f)  $J = 1.2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ . (a), (b), (c) and (d)  $\tau = 5 \text{ ns}$ ; (e) and (f)  $\tau = 7 \text{ ns}$ . The other parameters of the device are chosen as  $\theta_y = -0.1$ ,  $\theta_m = 0.3$ ,  $\theta_{m \times y} = 0.05$ ,  $\beta_y = -0.15$ ,  $\beta_m = -0.2$ ,  $\beta_{m \times y} = 0.5$ .

$\vec{\sigma}_{\text{DLT},x-y}$  和  $\vec{\sigma}_{\text{DLT},z}$  的模大小。其中,自由层磁矩从初始态进动到  $x-y$  平面所需的时间主要由矢量  $\vec{\sigma}_{\text{DLT},x-y}$  的模  $\sigma_{\text{DLT},x-y}$  的大小决定;而自由层磁矩能否发生确定性的翻转则主要由矢量  $\vec{\sigma}_{\text{DLT},z}$  的模  $\sigma_{\text{DLT},z}$  的大小决定,即当  $\sigma_{\text{DLT},z}$  足够大时,自由层磁矩才能发生确定性的翻转。

对于固定的自旋极化率系数  $\theta_m = 0.3$ ,在图4中,给出了矢量  $\vec{\sigma}_{\text{DLT},x-y}$  的模  $\sigma_{\text{DLT},x-y}$  随着夹角  $\varphi_m$  和自旋极化率系数  $\theta_y$  变化的相图。对于  $|\theta_y|$  相等的情形,随着夹角  $\varphi_m$  的逐渐增大,当  $\theta_y > 0$  时,  $\sigma_{\text{DLT},x-y}$  的值较小;而当  $\theta_y < 0$  时,  $\sigma_{\text{DLT},x-y}$  的值较大。相应地,自由层磁矩在  $\theta_y > 0$  情形下随着夹角  $\varphi_m$  从0逐渐增大,其阈值电流将不

断增加,如图5(a1)—5(a3)中蓝绿区域的分界线所示。这里,蓝色区域表示磁矩仍停留在初始态位置  $\vec{m}_{\text{FL}} = (0, 0, 1)$ ;而绿色区域则表示磁矩发生了确定性翻转,即磁矩最后停留在末态  $\vec{m}_{\text{FL}} = (0, 0, -1)$ 。与  $\theta_y > 0$  情形不同,自由层磁矩在  $\theta_y < 0$  情形下随着夹角  $\varphi_m$  从0逐渐增大到某一数值( $\pi/3$ 附近)时,其阈值电流将不断减小,如图5(b1)—5(b3)中蓝绿区域的分界线所示。这与三种自旋极化流对磁矩翻转的第一个协同作用条件  $\theta_y$  和  $\theta_m$  为异号的分析相符合。当夹角  $\varphi_m$  从该数值( $\pi/3$ 附近)继续增大到  $\pi/2$  时,阈值电流有一个小幅度增大,这主要是决定自由层磁矩能否发生确定性翻转的  $\sigma_{\text{DLT},z}$

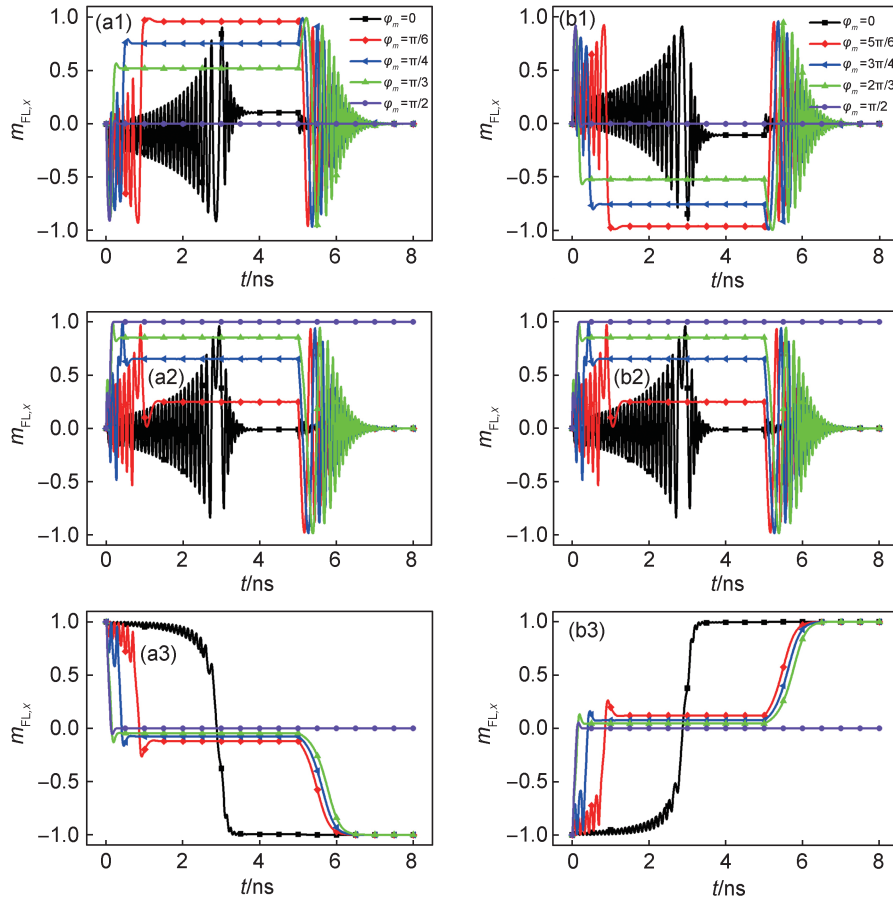


图3 自由层磁矩不同初始态情形下随时间的变化

(a) 磁矩的初始态为  $\vec{m}_{FL}=(0,0,1)$ ; (b) 磁矩的初始态为  $\vec{m}_{FL}=(0,0,-1)$ 。器件的其他参数选取为:  $\theta_y=-0.1, \theta_m=0.3, \theta_{m \times y}=0.05, \beta_y=-0.15, \beta_m=-0.2, \beta_{m \times y}=0.5, J=1.3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2, \tau=5 \text{ ns}$ 。

Fig. 3 The magnetization of free layer as a function of time for different initial states of the magnetization of free layer

(a) The initial state of the magnetization of free layer is given by  $\vec{m}_{FL}=(0,0,1)$ ; (b) The initial state of the magnetization of free layer is given by  $\vec{m}_{FL}=(0,0,-1)$ . The other parameters of the device are chosen as  $\theta_y=-0.1, \theta_m=0.3, \theta_{m \times y}=0.05, \beta_y=-0.15, \beta_m=-0.2, \beta_{m \times y}=0.5, J=1.3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2, \tau=5 \text{ ns}$ .

数值在此角度范围内较小引起的, 见式(15)。

因此, 在铁磁层/重金属层/外延铁磁层的异质结中, 当满足三种自旋极化流对自由层磁矩翻转起协同作用的条件时, 即,  $\theta_y \theta_m < 0, \beta_m < 0, \beta_y < 0, \theta_{m \times y} > 0, \beta_{m \times y} > 0$ , 使外延铁磁层的磁矩方向  $\vec{m}$  与电流方向之间存在一个小于  $\pi/3$  的夹角时, 会进一步降低自由层磁矩翻转所需的阈值电流。

### 2.4 磁矩方向 $\vec{m}$ 与电流方向 $\vec{J}$ 夹角 $\varphi_m$ 对电流脉冲长度的影响

对于 SOT-MRAM 的功耗而言, 脉冲电流的长短是一个与电流密度同等重要的指标。因而, 在本节中继续讨论磁矩方向  $\vec{m}$  和电流方向  $\vec{J}$  之间的夹角  $\varphi_m$  对自由层磁矩确定性翻转所需脉冲电

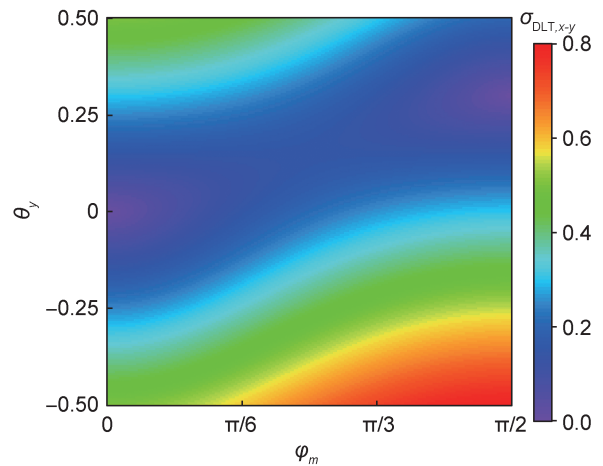


图4  $\theta_m=0.3$ 时, 面内自旋分量大小  $\sigma_{DLT,x-y}$  随着  $\theta_y$  和  $\varphi_m$  变化的相图

Fig. 4 Phase diagram of in-plane spin component magnitude  $\sigma_{DLT,x-y}$  as a function of  $\theta_y$  and  $\varphi_m$  with  $\theta_m=0.3$

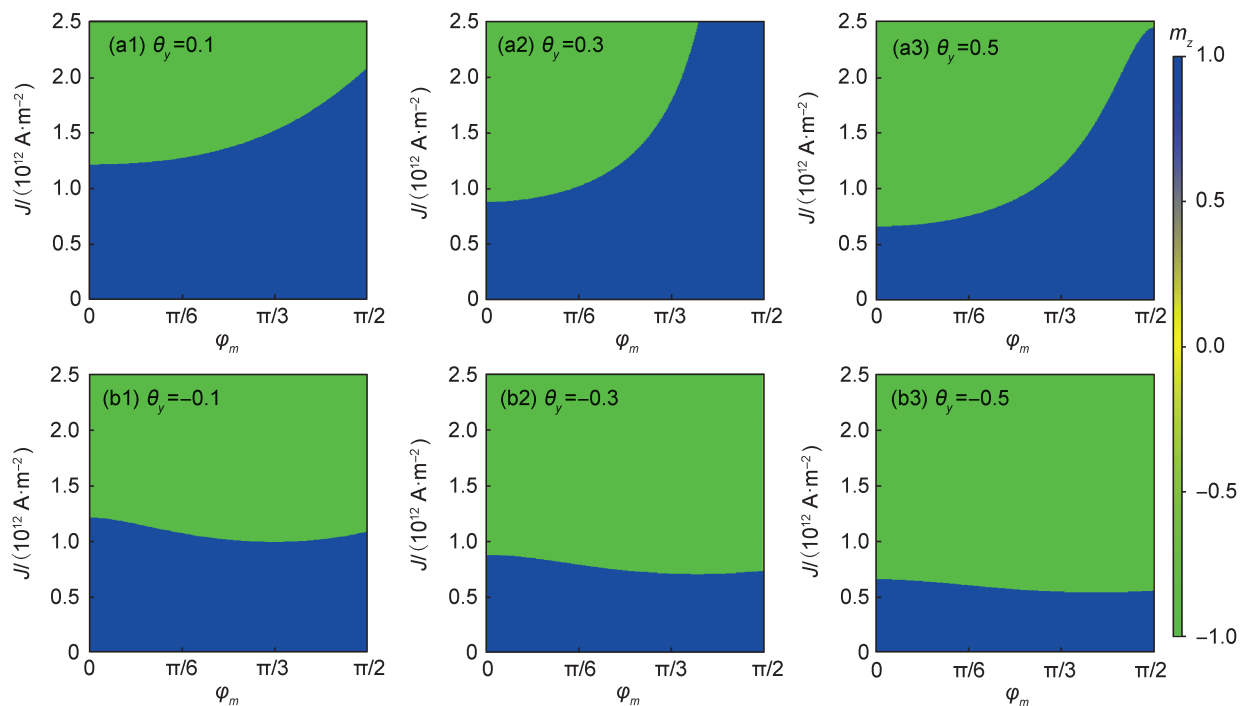


图5 自由层磁矩不同 $\theta_y$ 情形下随着电流密度 $J$ 和夹角 $\varphi_m$ 变化的确定性翻转相图

(a1)  $\theta_y=0.1$ , (a2)  $\theta_y=0.3$ , (a3)  $\theta_y=0.5$ , (b1)  $\theta_y=-0.1$ , (b2)  $\theta_y=-0.3$ , (b3)  $\theta_y=-0.5$ 。绿色区域代表自由层磁矩发生了翻转,蓝色区域代表自由层磁矩未发生翻转。器件的其它参数与图3相同。

Fig. 5 Phase diagram of magnetization switching of free layer as a function of the current density  $J$  and the angle  $\varphi_m$  for different values of  $\theta_y$

(a1)  $\theta_y=0.1$ , (a2)  $\theta_y=0.3$ , (a3)  $\theta_y=0.5$ , (b1)  $\theta_y=-0.1$ , (b2)  $\theta_y=-0.3$ , (b3)  $\theta_y=-0.5$ . The green area indicates that the magnetization of free layer has successfully switched, while the blue area indicates that the magnetization of free layer has not been switched. The other parameters of the device are the same as in Fig. 3.

流长度的影响。对于不同的电流密度,自由层磁矩翻转所需的脉冲电流长度会随着电流密度的增大而减小,如图6(a)和图6(b)所示。因此,这里选取一个足够大的电流密度,例如, $J=2.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ ,在图6(c)和图6(d)中给出了,自由层磁矩翻转所需的脉冲电流长度随夹角 $\varphi_m$ 的变化。当 $\theta_y > 0$ 时,自由层磁矩翻转所需的脉冲电流长度会随着 $\varphi_m$ 的增大而逐渐增大,如图6(a)所示。需要说明的是,当 $\theta_y=0.3$ 时,由于矢量 $\vec{\sigma}_{\text{DLT},x-y}$ 和 $\vec{\sigma}_{\text{DLT},z}$ 的模在 $\varphi_m > \pi/3$ 情形下数值太小,(如图4所示),根本无法使自由层磁矩发生翻转,[如图5(a2)所示],因而,自由层磁矩翻转所需的脉冲电流长度大小在 $\varphi_m > \pi/3$ 情形下未在图6(c)中展示。而当 $\theta_y < 0$ 时,磁矩翻转所需的脉冲电流长度随着夹角 $\varphi_m$ 的增大而不断减小,并在 $\varphi_m = \pi/3$ 附近达到其最小值,如图6(d)所示。特别是,对于 $\theta_y < 0$ 且其绝对值 $|\theta_y|$ 较小的情形,引

入夹角 $\varphi_m$ 对于缩短脉冲电流长度的效果越明显,例如,当 $\theta_y = -0.1$ 时,磁矩翻转所需的脉冲电流长度减小了一个数量级,如图6(d)所示。这里,自由层磁矩翻转所需脉冲电流长度减小的物理机制与其阈值电流降低的物理机制相同。

### 3 结论

本文基于宏自旋模型,在理论上给出了铁磁层/重金属层/外延铁磁层异质结中沿 $\vec{y}$ 、 $\vec{m} \times \vec{y}$ 和 $\vec{m}$ 三个方向极化的自旋流对自由层磁矩翻转的协同作用条件:沿 $\vec{y}$ 和 $\vec{m}$ 两个方向极化的自旋流的自旋极化系数 $\theta_y$ 和 $\theta_m$ 为异号,沿 $\vec{m} \times \vec{y}$ 方向极化的自旋流的自旋极化系数 $\theta_{m \times y}$ 为正值;在 $\vec{y}$ 和 $\vec{m}$ 两个方向等效磁场相应的类场矩系数与类阻尼矩系数的比值为负值,而在 $\vec{m} \times \vec{y}$ 方向等效磁场相应的类场矩系数与类阻尼矩系数的比值为正值。在三个方向极化的自旋流对自由层磁

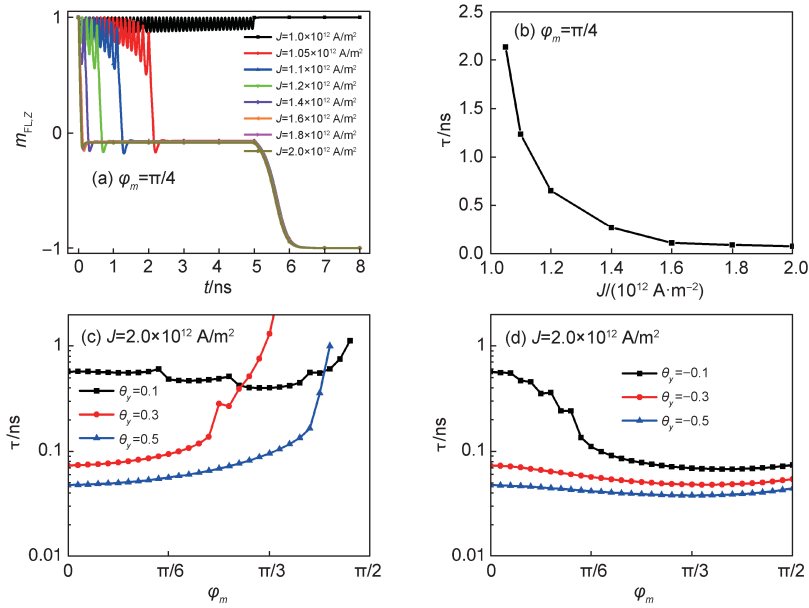


图6 电流密度对自由层磁矩翻转所需脉冲电流长度的影响

(a) 当  $\varphi_m = \pi/4$  时,自由层磁矩的  $z$  轴分量  $m_{FL,z}$  在不同电流密度情形下随时间的变化。(b) 自由层磁矩翻转时所需脉冲长度在  $\varphi_m = \pi/4$  情形下随电流密度  $J$  的变化。(c) 和 (d) 自由层磁矩翻转时所需脉冲长度在  $J = 2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  情形下随  $\varphi_m$  的变化。(a) 和 (b)  $\theta_y = -0.1$ , (c)  $\theta_y > 0$ , (d)  $\theta_y < 0$ 。器件的其他参数与图 2 相同。

Fig. 6 The influence of the magnitude of the current intensity on the required current pulse length of the magnetization switching of the free layer

(a) The  $z$  components of the free layer magnetization  $m_{FL,z}$  as a function of time for different magnitudes of the current intensity at  $\varphi_m = \pi/4$ . (b) Required current pulse length of magnetization switching of free layer as a function of the current intensity  $J$  at  $\varphi_m = \pi/4$ . (c) and (d) Required current pulse length of magnetization switching of free layer as a function of  $\varphi_m$  at  $J = 2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ . (a) and (b)  $\theta_y = -0.1$ , (c)  $\theta_y > 0$ , (d)  $\theta_y < 0$ . The other parameters of the device are the same as in Fig. 2.

矩翻转的协同作用条件下,研究外延铁磁层的面内磁矩方向  $\vec{m}$  与电流方向  $\vec{J}$  夹角  $\varphi_m$  对自由层磁矩零场翻转特性的影响。研究表明:通过调节  $\vec{m}$  与  $\vec{J}$  的夹角  $\varphi_m$ ,可以进一步降低自由层磁矩零场翻转所需的阈值电流,并缩短施加脉冲电流的长度。这些结果可以为低功耗的零场 SOT-MRAM 实现提供一些有益的理论指导。

#### 参考文献:

- [1] MANCHON A, ZHANG S F. Theory of Spin Torque Due to Spin-orbit Coupling[J]. *Phys Rev B*, 2009, **79**(9): 094422. DOI: 10.1103/PHYSREVB.79.094422.
- [2] ANDO K. Generation and Manipulation of Current-induced Spin-orbit Torques[J]. *Proc Jpn Acad B Phys Biol Sci*, 2021, **97**(9): 499–519. DOI: 10.2183/pjab.97.025.
- [3] 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. DOI: 10.1038/nature10309.
- [4] SONG C, ZHANG R Q, LIAO L Y, *et al.* Spin-orbit Torques: Materials, Mechanisms, Performances, and Potential Applications[J]. *Prog Mater Sci*, 2021, **118**: 100761. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2020.100761.
- [5] SHAO Q M, LI P, LIU L Q, *et al.* Roadmap of Spin - Orbit Torques[J]. *IEEE Trans Magn*, 2021, **57**(7): 1–39. DOI: 10.1109/TMAG.2021.3078583.
- [6] KUMAR P, NAEEMI A. Benchmarking of Spin-Orbit Torque vs Spin-Transfer Torque Devices[J]. *Appl Phys Lett*, 2022, **121**(11): 112406. DOI: 10.1063/5.0101265.
- [7] CUBUKCU M, BOULLE O, DROUARD M, *et al.* Spin-Orbit Torque Magnetization Switching of a Three-Terminal Perpendicular Magnetic Tunnel Junction [J]. *Appl Phys Lett*, 2014, **104**(4): 042406. DOI: 10.1063/1.4863407.
- [8] KRIZAKOVA V, PERUMKUNNILM, COUET S, *et al.* Spin-orbit Torque Switching of Magnetic Tunnel Junctions for Memory Applications[J]. *J Magn Magn Mater*, 2022, **562**: 169692. DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.169692.
- [9] YU G Q, UPADHYAYA P, FAN Y B, *et al.* Switching of Perpendicular Magnetization by Spin-orbit Torques in the Absence of External Magnetic Fields[J]. *Nat Nanotechnol*,

- 2014, **9**(7): 548–554. DOI: 10.1038/nnano.2014.94.
- [10] AKYOL M, YU G Q, WONG K, *et al.* Current-driven Magnetization Switching Under Zero Field in Pt/Ta (Wedge)/CoFeB/MgO Multilayers[J]. *Appl Phys Lett*, 2022, **121**(11): 112407. DOI: 10.1063/5.0104427.
- [11] FUKAMI S, ZHANG C L, DUTTAGUPTA S, *et al.* Magnetization Switching by Spin-orbit Torque in an Antiferromagnet-ferromagnet Bilayer System[J]. *Nat Mater*, 2016, **15**(5): 535–541. DOI: 10.1038/nmat4566.
- [12] WANG M X, CAI W L, ZHU D Q, *et al.* Field-free Switching of a Perpendicular Magnetic Tunnel Junction through the Interplay of Spin-orbit and Spin-transfer Torques[J]. *Nat Electron*, 2018, **1**(11): 582–588. DOI: 10.1038/s41928-018-0160-7.
- [13] SONG Y H, DAI Z M, LIU L, *et al.* Field-free Spin-orbit Torque Switching of Perpendicular Magnetization by Making Full Use of Spin Hall Effect[J]. *Adv Electron Mater*, 2023, **9**(1): 2200987. DOI: 10.1002/aelm.202200987.
- [14] SHENG Y, LI Y C, MA X Q, *et al.* Current-induced Four-state Magnetization Switching by Spin-orbit Torques in Perpendicular Ferromagnetic Trilayers[J]. *Appl Phys Lett*, 2018, **113**(11): 112406. DOI: 10.1063/1.5034380.
- [15] LI R X, YUAN X J, TU H Y, *et al.* High Spin Hall Conductivity Induced by Ferromagnet and Interface[J]. *Adv Funct Mater*, 2022, **32**(35): 2112754. DOI: 10.1002/adfm.202112754.
- [16] DYAKONOV M I, PEREL V I. Current-induced Spin Orientation of Electrons in Semiconductors[J]. *Phys Lett A*, 1971, **35**(6): 459–460. DOI: 10.1016/0375-9601(71)90196-4.
- [17] SINOVA J, VALENZUELA S O, WUNDERLICH J, *et al.* Spin Hall Effects[J]. *Rev Mod Phys*, 2015, **87**(4): 1213–1260. DOI: 10.1103/revmodphys.87.1213.
- [18] BAEK S H C, AMIN V P, OH Y W, *et al.* Spin Currents and Spin-orbit Torques in Ferromagnetic Trilayers[J]. *Nat Mater*, 2018, **17**(6): 509–513. DOI: 10.1038/s41563-018-0041-5.
- [19] AMIN V P, ZEMEN J, STILES M D. Interface-generated Spin Currents[J]. *Phys Rev Lett*, 2018, **121**(13): 136805. DOI: 10.1103/physrevlett.121.136805.
- [20] LIFSHITS M B, DYAKONOV M I. Swapping Spin Currents: Interchanging Spin and Flow Directions[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**(18): 186601. DOI: 10.1103/physrevlett.103.186601.
- [21] BEN M S H, MANCHON A. Spin-swapping Transport and Torques in Ultrathin Magnetic Bilayers[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, **117**(3): 036601. DOI: 10.1103/physrevlett.117.036601.
- [22] TANIGUCHI T, GROLLIER J, STILES M D. Spin-transfer Torques Generated by the Anomalous Hall Effect and Anisotropic Magnetoresistance[J]. *Phys Rev Applied*, 2015, **3**(4): 044001. DOI: 10.1103/physrevapplied.3.044001.
- [23] IIHAMA S, TANIGUCHI T, YAKUSHIJI K, *et al.* Spin-transfer Torque Induced by the Spin Anomalous Hall Effect[J]. *Nat Electron*, 2018, **1**(2): 120–123. DOI: 10.1038/s41928-018-0026-z.
- [24] GIBBONS J D, MACNEILL D, BUHRMAN R A, *et al.* Reorientable Spin Direction for Spin Current Produced by the Anomalous Hall Effect[J]. *Phys Rev Applied*, 2018, **9**(6): 064033. DOI: 10.1103/physrevapplied.9.064033.
- [25] BOSE A, LAM D D, BHUKTARE S, *et al.* Observation of Anomalous Spin Torque Generated by a Ferromagnet [J]. *Phys Rev Applied*, 2018, **9**(6): 064026. DOI: 10.1103/physrevapplied.9.064026.
- [26] RYU J, THOMPSON R, PARK J Y, *et al.* Efficient Spin-orbit Torque in Magnetic Trilayers Using all Three Polarizations of a Spin Current[J]. *Nat Electron*, 2022, **5**(4): 217–223. DOI: 10.1038/s41928-022-00735-9.
- [27] KONG W J, WAN C H, GUO C Y, *et al.* All-electrical Manipulation of Magnetization in Magnetic Tunnel Junction via Spin-orbit Torque[J]. *Appl Phys Lett*, 2020, **116**(16): 162401. DOI: 10.1063/5.0001758.
- [28] OH Y W, RYU J, KANG J, *et al.* Material and Thickness Investigation in Ferromagnet/Ta/CoFeB Trilayers for Enhancement of Spin-orbit Torque and Field-free Switching[J]. *Adv Electron Mater*, 2019, **5**(12): 1900598. DOI: 10.1002/aelm.201900598.
- [29] YANG Y M, LUO Z Y, WU H J, *et al.* Anomalous Hall Magnetoresistance in a Ferromagnet[J]. *Nat Commun*, 2018, **9**(1): 2255. DOI: 10.1038/s41467-018-04712-9.
- [30] GILBERT T L. A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials[J]. *IEEE Trans Magn*, 2004, **40**(6): 3443–3449. DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740.
- [31] HILLEBRANDS B, THIAVILLE A. Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III[M]. Berlin Heidelberg: Springer Berlin, 2006. DOI: 10.1007/b12462.
- [32] LEE D K, LEE K J. Spin-orbit Torque Switching of Perpendicular Magnetization in Ferromagnetic Trilayers[J]. *Sci Rep*, 2020, **10**(1): 1772. DOI: 10.1038/s41598-020-58669-1.
- [33] AMIN V P, HANEY P M, STILES M D. Interfacial Spin-orbit Torques[J]. *J Appl Phys*, 2020, **128**(15): 151101. DOI: 10.1063/5.0024019.
- [34] DAVIDSON A, AMIN V P, ALJUAID W S, *et al.* Perspectives of Electrically Generated Spin Currents in Ferromagnetic Materials[J]. *Phys Lett A*, 2020, **384**(11): 126228. DOI: 10.1016/j.physleta.2019.126228.
- [35] RAMASWAMY R, LEE J M, CAI K M, *et al.* Recent Advances in Spin-orbit Torques: Moving Towards Device Applications[J]. *Appl Phys Rev*, 2018, **5**(3): 031107. DOI: 10.1063/1.5041793.