

重金属层/铁磁层界面反演对称性破缺诱导的 垂直磁矩零场翻转

王佳才^{1,2}, 郭晓庆^{1,2}, 吴敏^{1,2}, 薛海斌^{1,2*}

(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, 研究了重金属层/铁磁层, 即 $L1_1$ 相 CuPt/CoPt 界面反演对称性破缺诱导的面外类场矩对铁磁层垂直磁矩零场翻转特性的影响。研究表明: 对于存在反演对称性破缺的 $L1_1$ 相 CuPt/CoPt 界面, 当沿着其重金属层的高对称轴通入一个合适的短脉冲电流时, 虽然界面反演对称性破缺诱导的面外类场矩, 即 $3m$ 力矩在 $x-y$ 平面内为零, 但是, 利用磁矩在 $x-y$ 平面上下产生的非稳定振荡效应同样可以实现垂直磁矩的确定性零场翻转。此外, 当该面外类场矩较大时, 其可以增大短脉冲电流的长度选择范围, 并进一步减小磁矩稳定翻转的阈值电流。上述结果为实现零场的自旋轨道矩磁随机存储器提供了一个可选择的理论方案。

关键词: 宏自旋模型; 自旋轨道矩; 磁随机存储器

中图分类号: O469

文献标志码: A

文章编号: 0253-2395(2024)05-1036-12

Field-free Switching of Perpendicular Magnetization Induced by Inversion Symmetry Breaking at the Heavy-metal/Ferromagnet Interface

WANG Jiakai^{1,2}, GUO Xiaoping^{1,2}, WU Min^{1,2}, XUE Haibin^{1,2*}

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

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

Abstract: In this paper, the influence of the out-of-plane field-like torque induced by the interfacial inversion symmetry breaking in the heavy-metal/ferromagnet (the $L1_1$ phase CuPt/CoPt) bilayer on the characteristics of field-free perpendicular magnetization switching in the ferromagnetic layer is studied based on the macro-spin model. It is demonstrated that in the $L1_1$ phase CuPt/CoPt bilayer with the inversion symmetry breaking, though the induced out-of-plane field-like torque, namely, the $3m$ torque is quenched in the $x-y$ plane, the field-free perpendicular magnetization switching can also be observed through the unsteady oscillating effect of the magnetization between above the $x-y$ plane and below the one, when an appropriate short pulsed electric current is to be applied along the high symmetry axis of the heavy metal layer. Moreover, when the induced out-of-plane field-like torque is large enough, it can increase the selection range of short pulsed current length and further reduce the threshold current density of the steady magnetization switching. These results suggest an alternative theoretical scheme for the realization of field-free perpendicular magnetization switching of spin-orbit torque-magnetic random access memory.

收稿日期: 2023-05-15; 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: 王佳才(1997-), 男, 江西吉安人, 硕士研究生, 研究方向为微纳信息存储器件。E-mail: 3030527524@qq.com

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

引文格式: 王佳才, 郭晓庆, 吴敏, 等. 重金属层/铁磁层界面反演对称性破缺诱导的垂直磁矩零场翻转[J]. 山西大学学报(自然科学版), 2024, 47(5): 1036-1047. DOI: 10.13451/j.sxu.ns.2023122

Key words: macro-spin model; spin-orbit torque; magnetic random access memory

0 引言

自旋轨道矩磁随机存储器 (spin-orbit torque-magnetic random access memory, SOT-MRAM) 由于其非易失性、高速、耐久性强而受到广泛关注^[1-5]。与传统自旋转移力矩磁随机存储器 (spin-transfer torque-MRAM, STT-MRAM) 不同的是,其通过在具有强自旋-轨道耦合作用的重金属层施加一个面内电流,由于自旋霍尔效应和 Rashba-Edelstein 效应,将会在重金属层的垂直方向形成一个沿横向方向极化的自旋流,从而使其相邻铁磁层的磁矩发生翻转^[6-8]。由于该自旋流的极化方向与薄膜面平行,因而,对于基于垂直磁化异质结 (perpendicular magnetic tunnel junction, PMTJ) 的 SOT-MRAM,需要一个沿电流方向的外加磁场来打破其自旋轨道矩的对称性,以保证其磁矩的确定性翻转。该特性制约了其进一步发展^[9-11]。因此,如何实现磁矩的零场翻转成为 SOT-MRAM 领域的重要问题之一。

目前,已有多种方案可以实现 PMTJ 的零场 SOT 翻转。例如,面内形状各向异性^[12-13]、层间交换耦合作用^[14-15]、SOT 和 STT 的联合效应^[16-18]等。但是,这些方案需要复杂的器件结构和制造工艺。最近,研究发现重金属层/铁磁层界面反演对称性破缺可以产生一个依赖于重金属层面内电流方向的面外 3 m 力矩,使铁磁层磁矩实现零场翻转^[19-22]。这里,当电流沿着重金属层的高对称轴时,该 3 m 力矩为零。此时,是否有其他物理机制可以使铁磁层磁矩实现零场翻转,以及能否进一步降低其磁矩翻转的阈值电流依然是一个开放的课题。

在本文中,将基于宏自旋模型研究在电流沿着重金属层高对称轴情形下重金属层/铁磁层界面反演对称性破缺产生的 3 m 力矩和脉冲电流长度对其铁磁层磁矩翻转特性的影响。研究结果发现:当电流沿着重金属层的高对称轴通入时,虽然铁磁层磁矩进动到 x - y 平面时,其 3 m 力矩为零,但是磁矩会由于动能而越过 x - y 平面,在类阻尼力矩的作用下,磁矩在 x - y 平面

上下衰减振荡弛豫到 x - y 平面内,最后会停留在 x - y 平面内,该效应称为磁矩在 x - y 平面上下产生的非稳定振荡效应。当脉冲电流的长度选择在磁矩由于动能而进动到 x - y 平面上方或下方对应的的时间范围内时,磁矩将由于没有足够能量而无法再次返回 x - y 平面。相应地,磁矩将弛豫到与初态相反的磁稳定态,从而实现自由层磁矩的零场翻转。这里,磁矩零场翻转的物理机制归结为磁矩在 x - y 平面上下产生的非稳定振荡效应导致的磁矩翻转。此外,与电流沿着重金属层的低对称轴情况相比,对于高对称轴的情形,3 m 力矩可以进一步降低磁矩翻转的阈值电流。

1 理论模型

本文考虑的 MTJ 由沉积在重金属层上沿垂直磁化的自由层、隧道势垒层和钉扎层组成,其结构示意图如图 1(a) 所示,其中,隧道结自由层为半径 $r = 50$ nm 的圆形膜面,重金属层和自由层由 $L1_1$ 相的 CuPt/CoPt 双层结构组成,并将其 $[1-10]$ 、 $[11-2]$ 和 $[111]$ 三个晶体方向分别选取为笛卡尔坐标系的 x 、 y 和 z 轴,规定电流方向与 $+x$ 轴的夹角为 φ 。为讨论方便,将自由层归一化的磁矩定义为 $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$,其动力学由如下的 Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) 方程描述^[23-26]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{m} \times \alpha \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \boldsymbol{\tau}_{\text{SOT}}, \quad (1)$$

其中 \mathbf{M} 和 M_s 分别为自由层磁矩和饱和磁化强度; γ 是旋磁比; μ_0 是真空磁导率; $\mathbf{H}_{\text{eff}} = (H_k - H_d)m_z\mathbf{e}_z$ 是自由层受到的有效场, H_k 为自由层的磁晶各向异性场强度, H_d 为退磁场强度; α 代表 Gilbert 阻尼系数。这里,(1) 式右侧的第一项和第二项分别表示有效场 \mathbf{H}_{eff} 力矩和阻尼力矩;第三项为 SOT 等效场力矩,可以表示为^[27-29]:

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{SOT}} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{SOT}}, \quad (2)$$

其中 \mathbf{H}_{SOT} 表示 SOT 等效场,可写为^[28-29]:

$$\mathbf{H}_{\text{SOT},i} = [\eta(\mathbf{m}, \nabla\mathbf{m})]_{ij} \mathbf{J}_j, \quad (3)$$

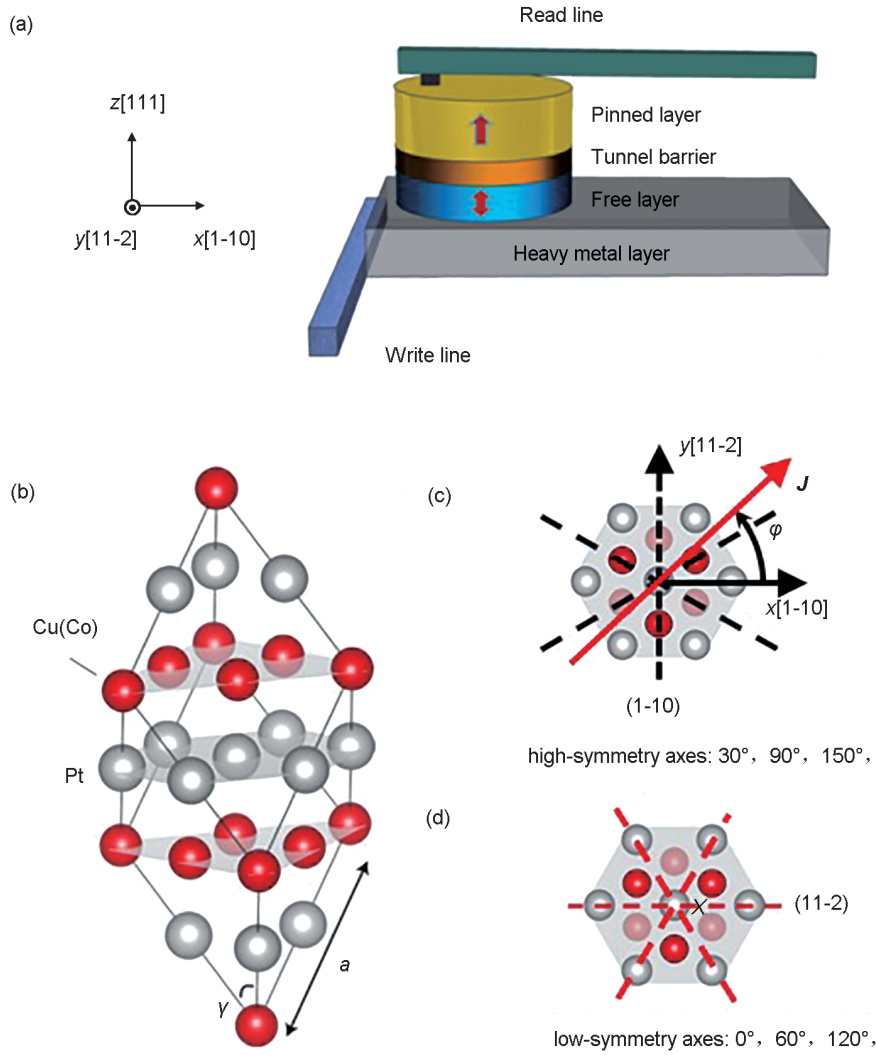


图1 物理模型和晶体结构

(a) 本文考虑的自旋轨道矩磁随机存储器示意图,其中,隧道结自由层为半径 $r=50\text{ nm}$ 的圆形膜面。这里,重金属层和铁磁层由 L_{11} 相的CuPt/CoPt双层结构构成,并且将该晶体的 $[1-10]$ 、 $[11-2]$ 、 $[111]$ 三个晶向分别选取为直角坐标系的 x 、 y 、 z 轴;(b) L_{11} 相CuPt/CoPt双层的单个晶胞结构示意图;(c) L_{11} 相CuPt/CoPt双层沿 $[111]$ 晶向投影的平面视图,黑色虚线为高对称轴,红色箭头为电流通入方向,其与 x 轴,即 $[1-10]$ 晶向的夹角定义为 φ ;(d) L_{11} 相CuPt/CoPt双层沿 $[111]$ 晶向投影的平面视图,红色虚线为低对称轴

Fig. 1 Physical model and crystal structure

(a) Schematic diagram of spin-orbit torque-magnetic random access memory considered here, in which the shape of the free layer of the tunnel junction is a circular membrane surface with $r=50\text{ nm}$. Here, the heavy metal layer and the ferromagnetic layer are composed of L_{11} -ordered CuPt/CoPt bilayer and the three crystal directions $[1-10]$, $[11-2]$, $[111]$ are chosen as the x , y , z axes of the coordinate system; (b) Schematic diagram of a single unit cell structure of L_{11} -ordered CuPt/CoPt bilayer; (c) Plane view of the L_{11} -ordered CuPt/CoPt bilayer along the $[111]$ direction, in which the black dashed lines denote the three high-symmetry axes and the angle between the current flow direction and the $[1-10]$ crystal direction is defined as φ ; (d) Plane view of the L_{11} -ordered CuPt/CoPt bilayer along the $[111]$ direction, the three red dashed lines denote the three low-symmetry axes

其中 $J_j(j=x,y)$ 是施加到重金属层的电流密度分量,这里, $J=JJ_0$, J 为电流密度的大小, $J_0=(\cos\varphi,\sin\varphi,0)$ 为电流密度方向的单位矢量; $[\eta(\mathbf{m},\nabla\mathbf{m})]_{ij}$ 是一个与磁矩 \mathbf{m} 和磁矩梯度 $\nabla\mathbf{m}$

相关的二阶张量,它包含了电流诱导的所有SOT力矩,其简化表达式可以写为^[27,30]:

$$[\eta(\mathbf{m},\nabla\mathbf{m})]_{ij} = \Lambda_{ij} + \Gamma_{ijk}m_k + \dots = \Lambda_{ij} + \Gamma_{ix}m_x + \Gamma_{iy}m_y + \Gamma_{iz}m_z + \dots, \quad (4)$$

其中张量 $\Lambda_{ij}, \Gamma_{ijk}$ 满足如下对称关系^[28-31]:

$$\Lambda_{ij} = |R| R_{ii} R_{jj} \Lambda_{ij'}, \quad (5)$$

$$\Gamma_{ijk} = R_{ii} R_{jj} R_{kk} \Gamma_{i'j'k'}. \quad (6)$$

对于 $L1_1$ 相的 CuPt/CoP 双层结构, 其示意图如图 1(b) 所示, 其反演对称性在界面处被破坏, 而中心镜像对称性“ M ”在 (1-10) 面 (黑色虚线) 中保留, 如图 1(c) 所示, 在 (11-2) 平面 (红色虚线) 破坏, 如图 1(d) 所示。相应地, 可以在 (111) 晶面上定义三个低对称轴和三个高对称轴, 分别如图 1(c) 黑色虚线和图 1(d) 红色虚线所示。其中, 低对称轴与 x 轴的夹角分别为 $0^\circ, 60^\circ$ 和 120° ; 而高对称轴与 x 轴的夹角则分别 $30^\circ, 90^\circ$ 和 150° 。由于 $L1_1$ 相的 CuPt/CoP 双层结构的界面反演对称性破缺, 其结构对称性所属点群为 C_{3v} , 该点群的生成元为 C_3^+ 和 σ_v 。由式 (4) 可知, C_{3v} 点群对应的 SOT 等效场为:

$$H_{\text{SOT}} = \chi_{\text{DL}} [(\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) \times \mathbf{m}] - \chi_{\text{FL}} (\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) + \chi_{3\text{m}} [(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \mathbf{e}_x + (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \mathbf{e}_y], \quad (7)$$

因而, C_{3v} 点群对应的 SOT 力矩可以写为:

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{SOT}} = -\gamma \mu_0 \chi_{\text{DL}} \mathbf{m} \times [(\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) \times \mathbf{m}] + \gamma \mu_0 \chi_{\text{FL}} \mathbf{m} \times (\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) - \gamma \mu_0 \chi_{3\text{m}} \mathbf{m} \times [(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \mathbf{e}_x + (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \mathbf{e}_y], \quad (8)$$

其中式 (8) 右侧第一项和第二项分别为传统的类阻尼矩和类场项, 第三项为界面反演对称性破缺诱导的面外类场矩, 该力矩称为 3 m 力矩^[22]。 $\chi_{\text{DL}}, \chi_{\text{FL}}$ 和 $\chi_{3\text{m}}$ 分别是类阻尼矩参数, 类场矩参数和重金属层/铁磁层界面反演对称性破缺引入的 3 m 力矩参数。为方便讨论, 选取 $\chi_{\text{FL}} = \eta_{\text{FL}} \chi_{\text{DL}}, \chi_{3\text{m}} = \eta_{3\text{m}} \chi_{\text{DL}}$, 其中类阻尼矩参数为^[32]:

$$\chi_{\text{DL}} = \hbar J \xi_{\text{DL}} / (2e \mu_0 M t_{\text{FL}}), \quad (9)$$

其中 \hbar 为归一化的普朗克常量, ξ_{DL} 为电流的极化率, e 为电子的电量, t_{FL} 为自由层厚度。将式 (8) 代入到式 (1), 则 LLGS 方程可以写为:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} - \gamma \mu_0 \chi_{\text{DL}} \mathbf{m} \times [(\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) \times \mathbf{m}] + \gamma \mu_0 \chi_{\text{FL}} \mathbf{m} \times (\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) - \gamma \mu_0 \chi_{3\text{m}} \mathbf{m} \times$$

$$[(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \mathbf{e}_x + (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \mathbf{e}_y]. \quad (10)$$

为了消去 (10) 式右边的 $d\mathbf{m}/dt$ 项, 将 (10) 式两边同时左叉乘 \mathbf{m} 可得:

$$\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \mathbf{m} \times \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) - \gamma \mu_0 \chi_{\text{DL}} \mathbf{m} \times \{ \mathbf{m} \times [(\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) \times \mathbf{m}] \} + \gamma \mu_0 \chi_{\text{FL}} \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0)] - \gamma \mu_0 \chi_{3\text{m}} \mathbf{m} \times \{ \mathbf{m} \times [(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \mathbf{e}_x + (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \mathbf{e}_y] \}, \quad (11)$$

然后, 将式 (11) 代入式 (10) 得:

$$\Gamma \frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha \mu_0 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) - (\chi_{\text{DL}} + \alpha \chi_{\text{FL}}) \mu_0 \mathbf{m} \times [(\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) \times \mathbf{m}] + (\alpha \chi_{\text{DL}} - \chi_{\text{FL}}) \mu_0 (\mathbf{z} \times \mathbf{J}_0) \times \mathbf{m} - \mu_0 \chi_{3\text{m}} \mathbf{m} \times [(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \mathbf{e}_x + (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \mathbf{e}_y] - \alpha \mu_0 \chi_{3\text{m}} \mathbf{m} \times \{ \mathbf{m} \times [(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \mathbf{e}_x + (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \mathbf{e}_y] \}, \quad (12)$$

其中 $\Gamma = 1 + \alpha^2/\gamma$ 。在直角坐标系中, 式 (12) 的 x, y 和 z 三个分量的微分方程可写为:

$$\Gamma \frac{dm_x}{dt} = -\mu_0 m_y m_z (H_k - H_d) - \alpha \mu_0 (H_k - H_d) m_z^2 m_x - (\chi_{\text{DL}} + \alpha \chi_{\text{FL}}) \mu_0 [(m_x \sin \varphi - m_y \cos \varphi) m_x - \sin \varphi] + (\alpha \chi_{\text{DL}} - \chi_{\text{FL}}) \mu_0 m_z \cos \varphi - \alpha \mu_0 \chi_{3\text{m}} [m_x (m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) + m_y (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi)] m_x + \alpha \mu_0 \chi_{3\text{m}} (m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) + \mu_0 \chi_{3\text{m}} [m_z (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi)], \quad (13a)$$

$$\Gamma \frac{dm_y}{dt} = \mu_0 m_x m_z (H_k - H_d) - \alpha \mu_0 (H_k - H_d) m_z^2 m_y - (\chi_{\text{DL}} + \alpha \chi_{\text{FL}}) \mu_0 [(m_x \sin \varphi - m_y \cos \varphi) m_y + \cos \varphi] + (\alpha \chi_{\text{DL}} - \chi_{\text{FL}}) \mu_0 m_z \sin \varphi - \alpha \mu_0 \chi_{3\text{m}} \cdot$$

$$\begin{aligned} & \left[m_x(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) + \right. \\ & \left. m_y(m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \right] m_y + \\ & \alpha \mu_0 \chi_{3m} (m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) - \\ & \mu_0 \chi_{3m} m_z (m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi), \quad (13b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Gamma \frac{dm_z}{dt} = & -\alpha \mu_0 (H_k - H_d) m_z^3 + \\ & \alpha \mu_0 (H_k - H_d) m_z - (\chi_{DL} + \alpha \chi_{FL}) \mu_0 \\ & (m_x \sin \varphi - m_y \cos \varphi) m_z + \\ & (\alpha \chi_{DL} - \chi_{FL}) \mu_0 (m_x \cos \varphi + m_y \sin \varphi) - \\ & \alpha \mu_0 \chi_{3m} \left[m_x(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) + \right. \\ & \left. m_y(m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) \right] m_z - \\ & \mu_0 \chi_{3m} \left[m_x(m_x \cos \varphi - m_y \sin \varphi) - \right. \\ & \left. m_y(m_y \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \right]. \quad (13c) \end{aligned}$$

2 数值结果讨论

在下面的数值计算中,器件的相关参数选取为:阻尼系数 $\alpha = 0.1$,旋磁比 $\gamma = 1.761 \times 10^{11} \text{ A} \cdot \text{s/kg}$,电流极化率 $\xi_{DL} = 0.4$,自由层厚度 $t_{FL} = 5 \text{ nm}$,饱和磁化强度 $M_s = 1.43 \times 10^5 \text{ A/m}$,磁晶各向异性场强度 $H_k = 1.75 \times 10^5 \text{ A/m}$,退磁场强度 $H_d = 1.09 \times 10^5 \text{ A/m}$ 。

2.1 电流脉冲长短对磁矩动力学的影响

在本节中,讨论电流脉冲沿着低对称轴和高对称轴两种情形下脉冲长度对自由层磁矩动力学特性的影响。对于长脉冲电流作用的情形,例如, $\tau_c = 10 \text{ ns}$,自由层磁矩进动到 x - y 平面的平衡态时,电流密度矢量 J_0 和磁矩 m 的方向分别满足 $J_0 = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$ 和 $m = (-\sin \varphi, \cos \varphi, 0)$ 。由式(8)可知, τ_{SOT} 只有沿 z 轴方向的 3 m 力矩不为零^[33],即

$$\tau_{SOT} = \gamma \mu_0 \chi_{3m} \cos 3\varphi e_z. \quad (14)$$

对于低对称轴的情形,即脉冲电流方向与 x 轴的夹角分别为 0° 、 60° 和 120° ,式(14)给出的面外 3 m 力矩 $\tau_{SOT} = \pm \gamma \mu_0 \chi_{3m} e_z$ 不为零。因此,自由层磁矩可以实现零场翻转,如图 2(a1)—(a3)所示。但是,当长脉冲的电流沿着高称轴通入时,即脉冲电流方向与 x 轴的夹角分别为 30° 、 90° 和 150° ,此时, SOT 有效场产生的力矩 $\tau_{SOT} = 0$,因而,自由层磁矩无法实现确定性的

零场翻转,如图 2(b1)—图 2(b3)、图 2(c1)—图 2(c3) 和图 2(d1)—图 2(d3) 所示。此时,磁矩零场翻转依赖于界面反演对称性破缺诱导的 3 m 力矩。

与长脉冲电流作用情形不同的是,当短脉冲电流沿高对称轴通入时,例如, $\tau_c = 0.5 \text{ ns}$,自由层磁矩首次进动到 x - y 平面时,磁矩由于具有动能会短暂越过 x - y 平面,若此时脉冲电流撤销,磁矩将由于没有足够能量而无法再次返回 x - y 平面。相应地,磁矩将弛豫到与初态相反的磁稳定态,从而实现自由层磁矩的零场翻转,如图 3(b1)—图 3(b3)、图 3(c1)—图 3(c3) 和图 3(d1)—图 3(d3)。这里,上述磁矩翻转的物理机制可以归结为磁矩在 x - y 平面上下产生的非稳定振荡效应导致的磁矩翻转。

2.2 高对称轴情形下磁矩在 x - y 平面上下的非稳定振荡特性

为了进一步研究短脉冲电流沿高对称轴通入情形下自由层磁矩的零场翻转机制,在图 4 中给出了自由层磁矩的 z 分量 m_z 在不同电流密度大小 J 、不同类场矩参数与类阻尼矩参数比值 η_{FL} 、不同 3 m 力矩参数与类阻尼矩参数比值 η_{3m} 情形下随时间的变化。对于给定的参数 η_{FL} 和 η_{3m} ,当电流(其密度大小 J 大于临界电流密度)沿高对称轴通入时,自由层磁矩从初始态 $m_z = 1$ 进动到 x - y 平面时,虽然界面反演对称性破缺诱导的 3 m 力矩为零,但是磁矩会由于动能而越过 x - y 平面到达其下方 ($m_z < 0$),从而在 x - y 平面下方和上方作衰减振荡,直到最后停留在 x - y 平面内。对于初始态为 $m_z = -1$ 的情形,磁矩则会由于动能而越过 x - y 平面到达其上方,从而在 x - y 平面上方和下方作衰减振荡,同样最后会停留在 x - y 平面内,如图 4(a1)—图 4(c1)所示。因此,自由层磁矩在长脉冲电流沿着高对称轴通入情形下不会发生确定性的翻转。但是,当脉冲电流的长度选择在磁矩由于动能而进动到 x - y 平面上方或下方对应的的时间范围内时,即选择一个合适长度的脉冲电流,磁矩就可以实现零场翻转。特别是,当电流密度 J 越小(大于临界电流密度)时,脉冲电流长度可选择范围则越大,并且自由层磁矩 z 分量 m_z 的幅值也越大。这里,需要说明

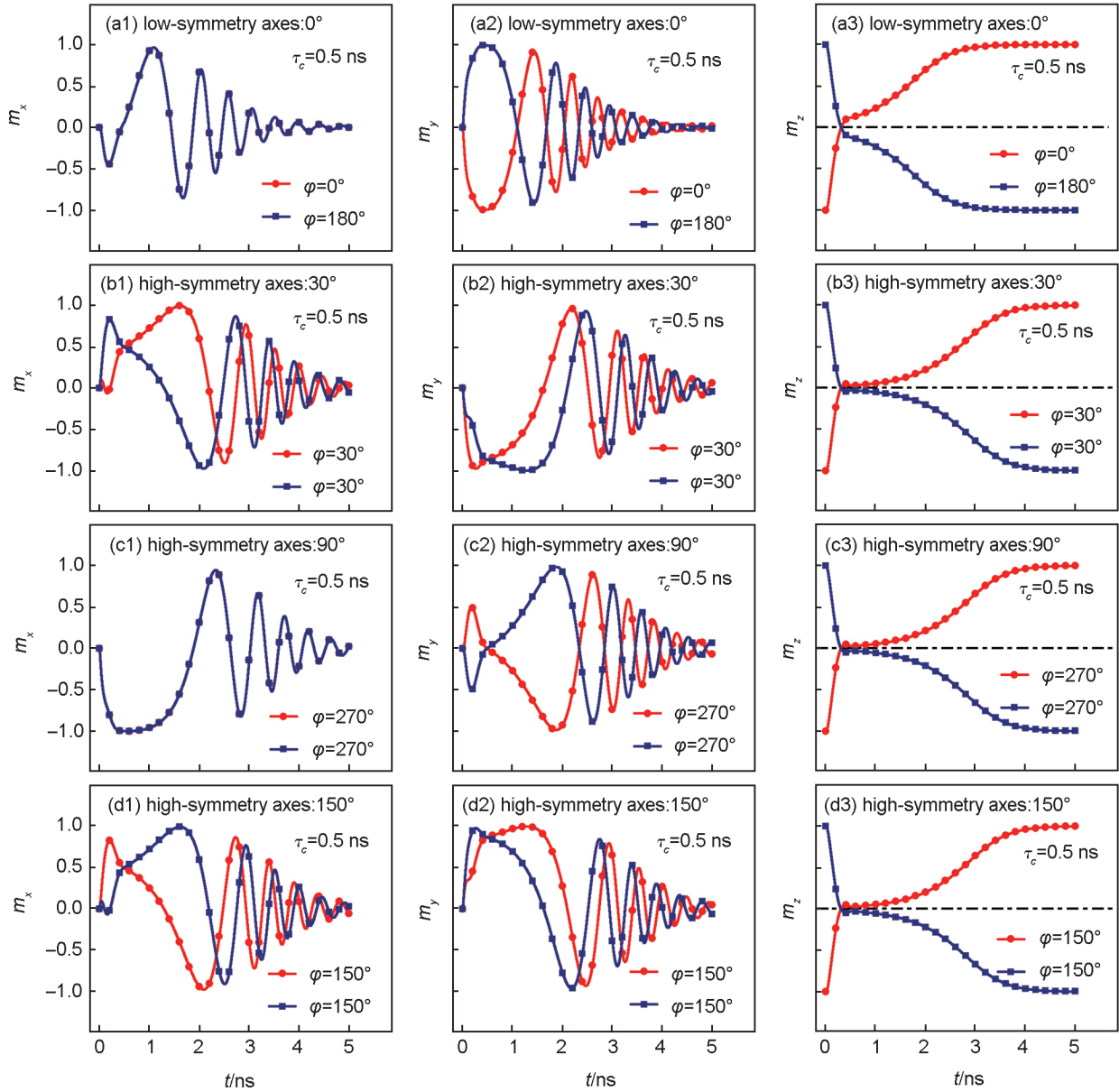


图2 当脉冲长度为10 ns的电流沿低、高对称轴通入时,自由层磁矩的三个分量随时间的演化

(a) $\varphi=0^\circ$; (b) $\varphi=30^\circ$; (c) $\varphi=270^\circ$; (d) $\varphi=150^\circ$ 。这里,电流密度大小为 $J=3 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$,类场矩参数与类阻尼矩参数比值 $\eta_{FL}=0.1$,3 m力矩参数与类阻尼矩参数比值 $\eta_{3m}=0.1$

Fig. 2 The three components of the free layer magnetization as a function of time when a 10 ns pulsed current is to be applied along the low- and high-symmetry axes

(a) $\varphi=0^\circ$; (b) $\varphi=30^\circ$; (c) $\varphi=270^\circ$; (d) $\varphi=150^\circ$. Here, magnitude of the current density is chosen as $J=3 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$, the ratios between the field-like torque and the damping-like torque $\eta_{FL}=0.1$, and the ratios between the 3 m torque and the damping-like torque $\eta_{3m}=0.1$

的是,自由层磁矩的 z 分量 m_z 从初始态 $m_z=1$ ($m_z=-1$)进动到 $x-y$ 平面下方(上方)具有的幅值越大,其磁矩翻转的热稳定性就越强。自由层磁矩翻转的热稳定性问题将在下面的小节中详细讨论。

另外,对于给定电流密度大小和3 m力矩

参数与类阻尼矩参数比值 η_{3m} 的情形下,类场矩参数与类阻尼矩参数比值 η_{FL} 的增大,对自由层磁矩在 $x-y$ 平面上非稳定振荡特性的影响不大,如图4(a2)—图4(c2)所示。但是,对于给定电流密度大小和类场矩参数与类阻尼矩参数比值 η_{FL} 的情形,当3 m力矩参数与类阻尼矩

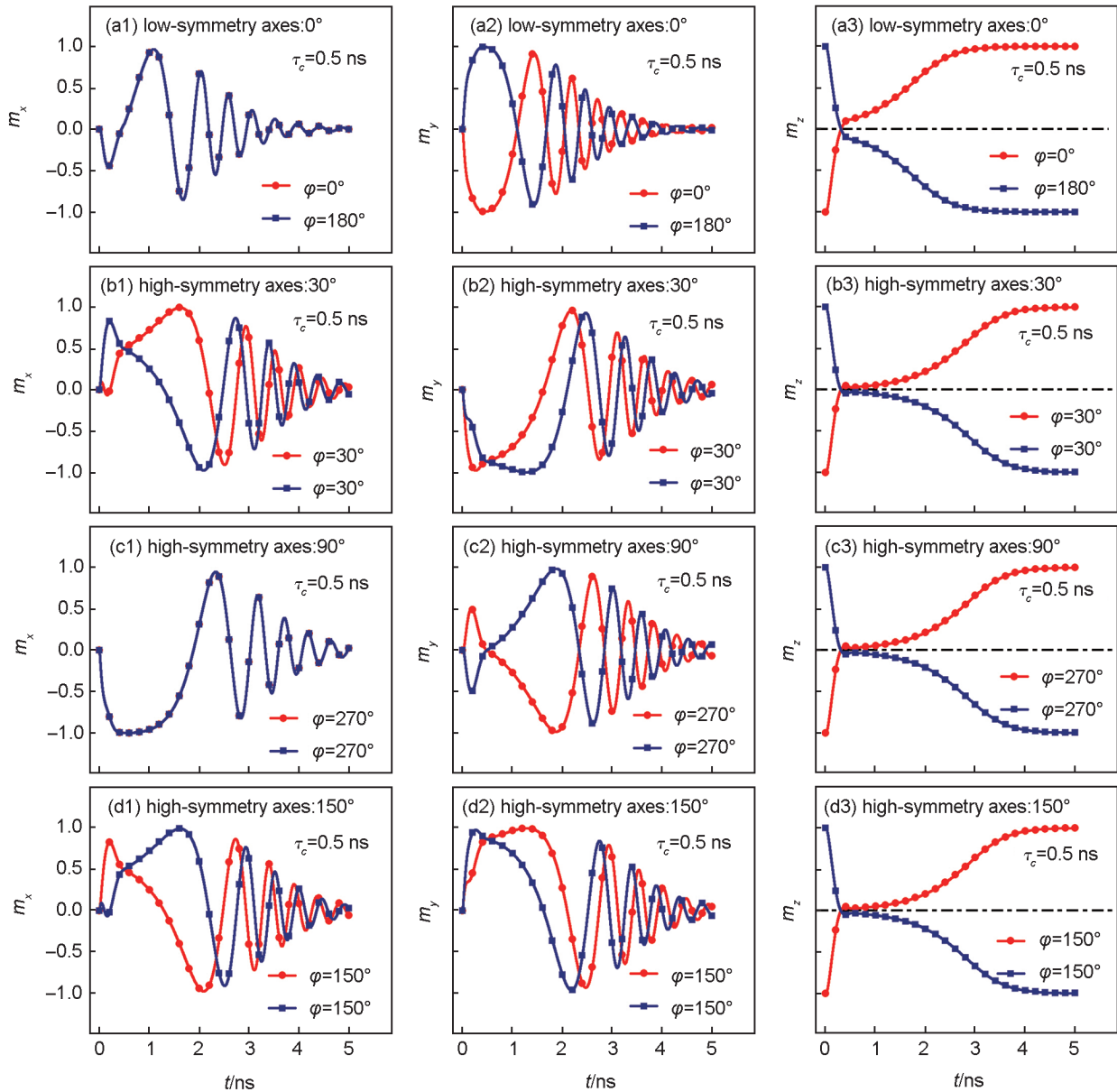


图3 当脉冲长度为0.5 ns的电流沿低、高对称轴通入时,自由层磁矩的三个分量随时间的演化

(a) $\varphi=0^\circ$; (b) $\varphi=30^\circ$; (c) $\varphi=270^\circ$; (d) $\varphi=150^\circ$ 。其他参数与图2相同

Fig. 3 The three components of the free layer magnetization as a function of time when a 0.5 ns pulsed current is to be applied along the low- and high-symmetry axes

(a) $\varphi=0^\circ$; (b) $\varphi=30^\circ$; (c) $\varphi=270^\circ$; (d) $\varphi=150^\circ$. The other parameters are the same as Fig. 2

参数比值 η_{3m} 增大时,自由层磁矩 z 分量 m_z 越过 $x-y$ 平面的最大幅值也随之变大,相应地,其翻转时间也将缩短,如图4(a3)—图4(c3)所示。此特性可以用类阻尼力矩和 $3m$ 力矩之间的竞争来解释。对于类阻尼力矩,其主要作用是使自由层磁矩靠近 $x-y$ 平面,并使自由层磁矩在 $x-y$ 平面上下的非稳定振荡弛豫到 $x-y$ 平面内;而重金属层/铁磁层界面反演对称性破缺产生的 $3m$ 力矩则是使自由层磁矩越过 $x-y$

平面,进而使其产生确定性的翻转。由于自由层磁矩在进动到 $x-y$ 平面之前, $3m$ 力矩 z 轴方向的分量不为零,因而,当 $3m$ 力矩足够大时,磁矩在弛豫到 $x-y$ 平面内之前会在 $x-y$ 平面上下做一个幅值变化和振荡时间都较大的非稳定振荡。此特性对于实现磁矩的确定性翻转和选择合适长度的脉冲电流将非常有用。

2.3 $3m$ 力矩对阈值电流的影响

为了研究自由层磁矩在 $x-y$ 平面上下非稳

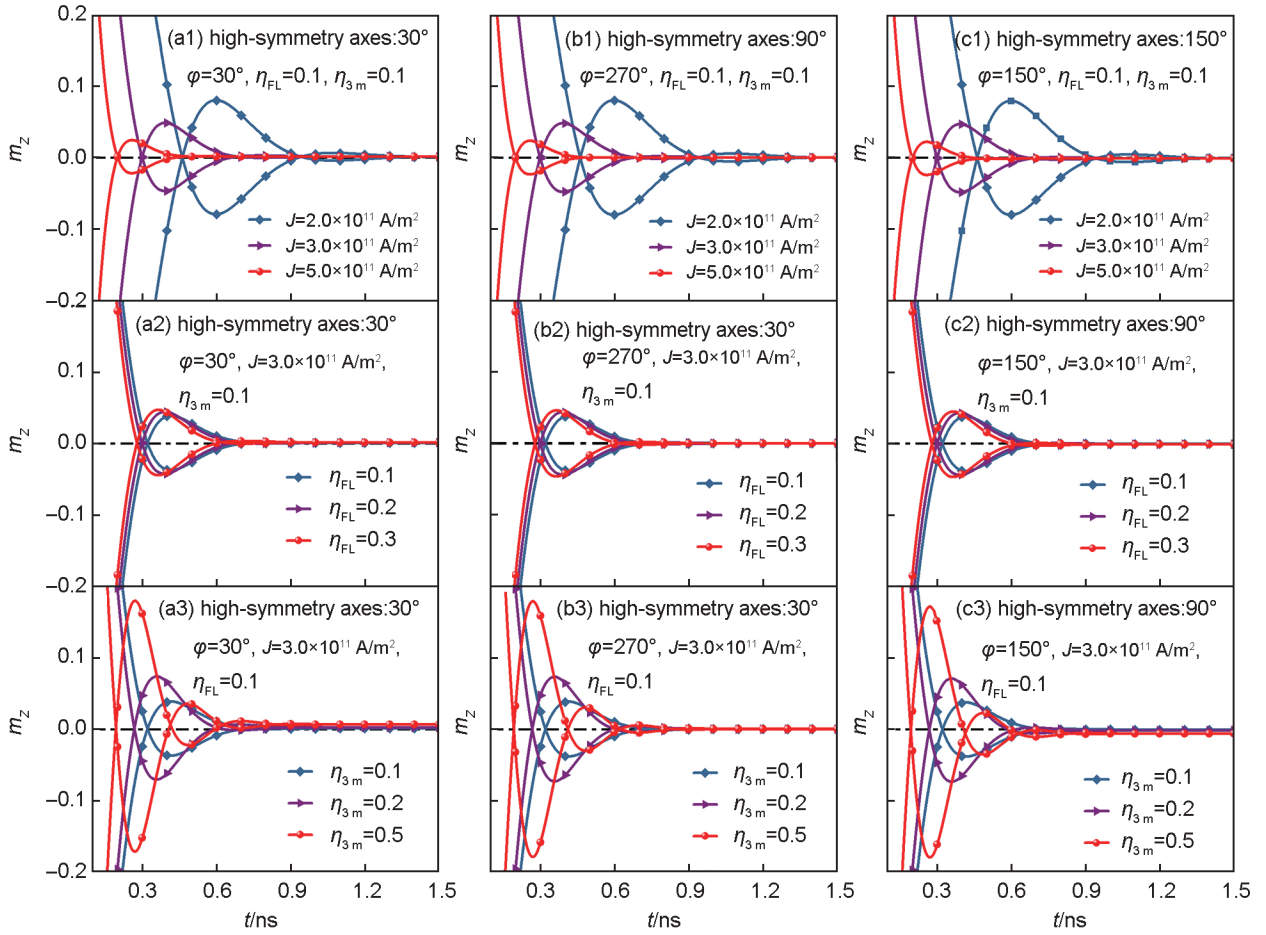


图4 当电流沿不同高对称轴通入时,自由层磁矩的 z 轴分量 m_z 在不同电流密度大小 J ,不同类场矩参数与类阻尼矩参数的比值 η_{FL} 以及不同3 m力矩参数和类阻尼矩参数比值 η_{3m} 情形下随时间的变化

(a) $\varphi = 30^\circ$; (b) $\varphi = 270^\circ$; (c) $\varphi = 150^\circ$

Fig. 4 The z component of the free layer magnetization as a function of time for the different magnitude of current density J , the different ratios between the field-like torque and the damping-like torque η_{FL} , and the different ratios between the 3 m torque and the damping-like torque η_{3m} when the current is to be applied along the different high-symmetry axes

(a) $\varphi = 30^\circ$; (b) $\varphi = 270^\circ$; (c) $\varphi = 150^\circ$

定振荡特性诱导的磁矩翻转的稳定性问题,在本节中考虑热涨落效应对磁矩翻转特性的影响,这里热扰动场通过朗之万随机场^[34]来模拟:

$$H_{th,i} = \frac{1}{\mu_0 \sqrt{\gamma VM_s \Delta t}} \cdot N_i, \quad (15)$$

其中 T 表示开尔文温度, k_B 为玻尔兹曼常数, V 为自由层体积, Δt 为时域步长, N_i 为满足标准正态分布的随机量, i 代表了笛卡尔坐标 x 、 y 、 z ,因此, H_{th} 在三个方向上的分量互不影响。这里,温度选取为 $T = 300$ K,并通过100次模拟来统计自由层的磁矩翻转概率,其中每次模拟的磁矩弛豫时间均选取为5.5 ns。在图5中,给出了自由层

磁矩初始态为 $m_z = -1$ 的翻转概率随着电流密度大小 J 和脉冲电流长度 τ_c 变化的相图。在该相图中,红色区域代表自由层磁矩可以实现稳定的翻转,而绿色区域则表示自由层磁矩在热涨落效应作用下随机地向上或向下翻转。相应地,与红色区域接壤的绿色区域的等高线即为阈值电流的变化曲线。在该相图中,红色区域代表自由层磁矩可以实现稳定的翻转,而绿色区域则表示自由层磁矩在热涨落效应作用下随机地向上或向下翻转。相应地,与红色区域接壤的绿色区域的等高线即为阈值电流的变化曲线。

对于电流沿低对称轴通入的情形,自由层磁矩在进入 x - y 平面内时,3 m力矩的 z 分量不为

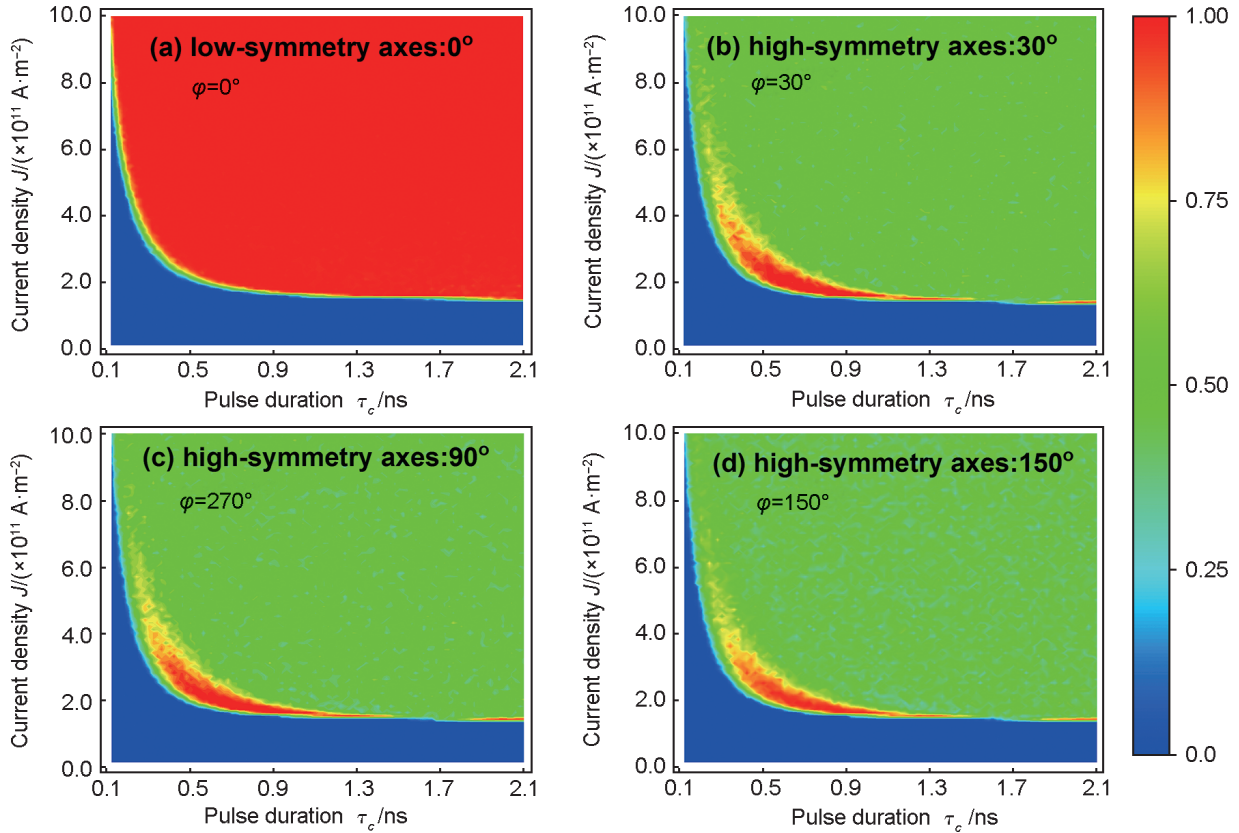


图5 当电流分别沿着低对称轴(a) $\varphi=0^\circ$ 和高对称轴(b) $\varphi=30^\circ$; (c) $\varphi=270^\circ$ 和(d) $\varphi=150^\circ$ 通入脉冲电流时,自由层磁矩的翻转概率随电流密度大小 J 和电流脉冲长度 τ_c 变化的相图

这里,磁矩的初始态为 $m_z=-1$,每个数据均来自100次的数值模拟,其他参数与图2相同

Fig. 5 Phase diagrams of switching and non-switching probabilities as a function of the magnitude of current density J and pulse duration τ_c when a current is to be applied along the low-symmetry axis (a) $\varphi=0^\circ$ and the three high-symmetry axes (b) $\varphi=30^\circ$; (c) $\varphi=270^\circ$ and (d) $\varphi=150^\circ$

Here, the initial state of the magnetization is given as $m_z=-1$, the data are obtained from 100 trials, and the other parameters are the same as Fig. 2

零。当脉冲电流的密度不变而其长度增大时,磁矩获得的能量就越多,此时,磁矩就越容易克服阻尼力矩而实现确定性的翻转。因此,磁矩翻转的阈值电流也会降低,如图5(a)中红色区域与蓝色区域之间绿色区域的变化所示。相应地,当脉冲电流密度稍大于其阈值电流密度时,自由层磁矩的翻转概率将很快达到1,如图5(a)红色区域与蓝色区域之间很窄的绿色区域所示。

与脉冲电流沿着低对称轴通入不同的是,对于高对称轴的情形,在 $x-y$ 平面内不存在3 m力矩,此时,自由层磁矩的翻转只能通过其在 $x-y$ 平面上下产生的非稳定振荡效应来实现。由此可知,仅当自由层磁矩由于动能而越过 $x-y$ 平面并且其 z 轴分量 m_z 的绝对值足够大时,磁矩在该长度脉冲电流作用下才可以实现确定性的翻

转。相应地,其相图是被绿色区域包围的一个较小区域,如图5(b)、图5(c)、图5(d)所示。因而,对于长度太短和太长的脉冲电流沿高对称轴通入的情形,自由层磁矩在 $x-y$ 平面上下产生的非稳定振荡都将在类阻尼矩作用下最终弛豫到 $x-y$ 平面内而无法实现磁矩的零场翻转。

最后,讨论在短脉冲电流沿不同方向通入情形下,3 m力矩对磁矩翻转阈值电流的影响。在图6中,给出了自由层磁矩初始态为 $m_z=-1$ 的翻转概率随着电流密度大小 J 和3 m力矩参数与类阻尼力矩参数比值 η_{3m} 变化的相图。当3 m力矩参数与类阻尼力矩参数比值 η_{3m} 增大时,其磁矩稳定翻转的短脉冲电流密度在减小。特别是,与短脉冲电流沿着低对称轴或其他方向通入的情形相比,自由层磁矩确定性翻

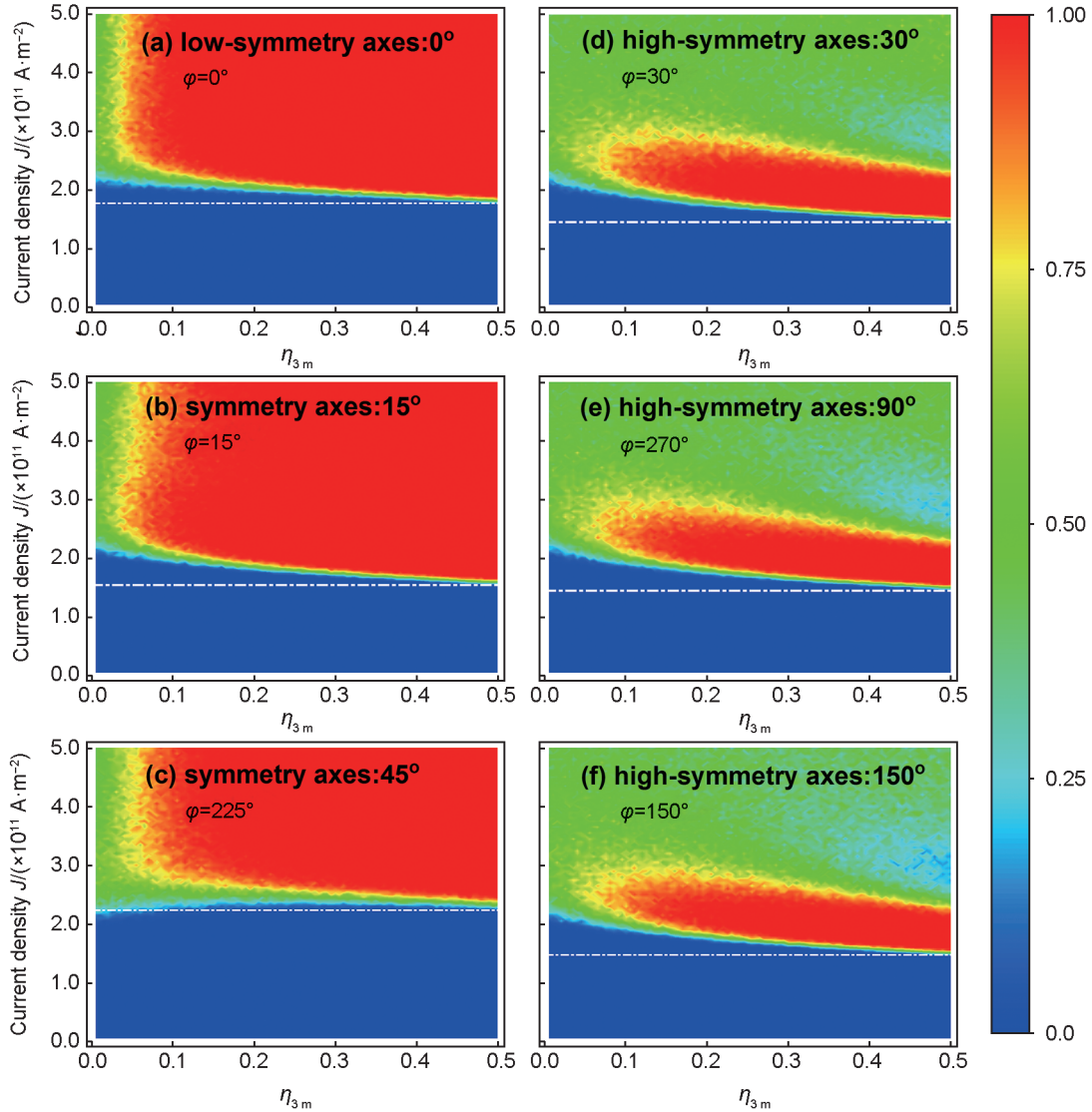


图 6 当 0.5 ns 的短脉冲电流沿着不同方向通入时, 自由层磁矩的翻转概率随电流密度大小 J 和 3 m 力矩参数与类阻尼力矩参数比值 η_{3m} 变化的相图

(a) $\varphi = 0^\circ$; (b) $\varphi = 15^\circ$; (c) $\varphi = 225^\circ$; (d) $\varphi = 30^\circ$; (e) $\varphi = 270^\circ$; (f) $\varphi = 150^\circ$

这里, 磁矩的初始态为 $m_z = -1$, 每个数据均来自 100 次的数值模拟, 其他参数与图 2 相同

Fig. 6 Phase diagrams of switching and non-switching probabilities as a function of the magnitude of current density J and the ratio between the 3 m torque and the damping-like torque η_{3m} when a 0.5 ns pulsed current is to be applied along the different directions

(a) $\varphi = 0^\circ$; (b) $\varphi = 15^\circ$; (c) $\varphi = 225^\circ$; (d) $\varphi = 30^\circ$; (e) $\varphi = 270^\circ$; (f) $\varphi = 150^\circ$

Here, the initial state of the magnetization is given as $m_z = -1$, the data are obtained from 100 trials, and the other parameters are the same as Fig. 2

转的阈值电流大小在高对称轴情形下随着 3 m 力矩的增大而降低的最多。由有效场的定义 $\mu_0 \mathbf{H}_{3m} = -M_s^{-1} \nabla_m W_{3m}$ 可知, 3 m 力矩引入的磁能 W_{3m} 可以表示为^[22]:

$$W_{3m} = -\mu_0 \chi_{3m} M_s \left[\frac{1}{2} (m_x^2 - m_y^2) \sin \varphi + m_x m_y \cos \varphi \right]. \quad (16)$$

在图 7 中, 给出了为 3 m 力矩引入的磁能 W_{3m} 在 0.5 ns 脉冲电流沿不同方向通入情形下随时间的演化。当脉冲电流沿着高对称轴通入时, 3 m 力矩引入的磁能 W_{3m} 始终大于其他方向情形, 相应地, 其克服阻尼力矩所需的最小脉冲电流密度大小也相应最低。因此, 与短脉冲电流沿着低对称轴通入的情形相比, 3 m 力

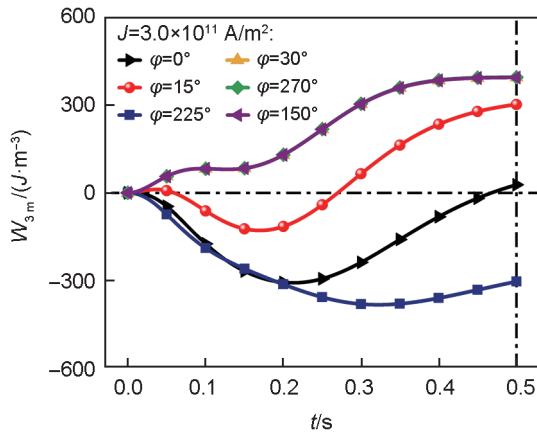


图7 当0.5 ns的短脉冲电流沿着不同方向通入时,3 m力矩对应的磁能 W_{3m} 随时间的演化。其他参数与图2相同

Fig. 7 The magnetic energy W_{3m} of the 3m torque as a function of time when a 0.5 ns pulsed current is to be applied along the different directions. The other parameters are the same as Fig. 2

矩在高对称轴情形下的阈值电流密度会更低。

3 结论

本文研究了重金属层/铁磁层界面反演对称性破缺产生的面外3 m力矩对自由层垂直磁矩零场翻转特性的影响。研究表明:对于存在反演对称性破缺的重金属层/铁磁层界面,当沿着重金属层的高对称轴通入电流时,铁磁层磁矩进动到 $x-y$ 平面时,虽然界面反演对称性破缺诱导的面外3 m力矩为零,但是,磁矩由于有动能会越过 $x-y$ 平面,若此时撤掉外加电流,磁矩将弛豫到与初始态相反的磁稳态。因此,当沿着其重金属层的高对称轴通入一个合适的短脉冲电流时,利用磁矩在 $x-y$ 平面上下产生的非稳定振荡效应同样可以实现垂直磁矩的确定性零场翻转;并且当该面外类场矩较大时,其可以增大短脉冲电流长度的选择范围,并进一步减小磁矩翻转的阈值电流。上述结果为实现零场的自旋轨道矩磁随机存储器提供了一个可选择的理论方案。

参考文献:

- [1] BHATTI S, SBIAA R, HIROHATA A, *et al.* Spintronics Based Random Access Memory: A Review[J]. *Mater Today*, 2017, **20**(9): 530–548. DOI: 10.1016/j.mattod.2017.07.007.
- [2] DIENY B, PREJBEANU I L, GARELLO K, *et al.* Opportunities and Challenges for Spintronics in the Microelectronics Industry[J]. *Nat Electron*, 2020, **3**(8): 446–459. DOI: 10.1038/s41928-020-0461-5.
- [3] 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.
- [4] LEE S W, LEE K J. Emerging Three-terminal Magnetic Memory Devices[J]. *Proc IEEE*, 2016, **104**(10): 1831–1843. DOI: 10.1109/JPROC.2016.2543782.
- [5] 何聪丽, 许洪军, 汤建, 等. 基于二维材料的自旋-轨道矩研究进展[J]. *物理学报*, 2021, **70**(12): 127501. DOI: 10.7498/aps.70.20210004.
- [6] HE C L, XU H J, TANG J, *et al.* Research Progress of Spin-Orbit Torques Based on Two-Dimensional Materials [J]. *Acta Phys Sin*, 2021, **70**(12): 127501. DOI: 10.7498/aps.70.20210004.
- [6] LIU T X, WANG Z H, WANG M, *et al.* Multiple Modes of Perpendicular Magnetization Switching Scheme in Single Spin-orbit Torque Device[J]. *Chin Phys B*, 2022, **31**(10): 107501. DOI: 10.1088/1674-1056/ac6ed9.
- [7] 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.
- [8] 田志欣, 李再东. 自旋轨道转矩下的各向异性铁磁线中的孤子解[J]. *山西大学学报(自然科学版)*, 2022, **45**(6): 1536–1541. DOI: 10.13451/j.sxu.ns.2022003.
- [8] TIAN Z X, LI Z D. Soliton Solutions in Anisotropic Ferromagnetic Wires Under Spin-orbit Torque[J]. *J Shanxi Univ Nat Sci Ed*, 2022, **45**(6): 1536–1541. DOI: 10.13451/j.sxu.ns.2022003.
- [9] ROY K. Electric Field-induced Magnetization Switching in Interface-coupled Multiferroic Heterostructures: a Highly-dense, Non-volatile, and Ultra-low-energy Computing Paradigm[J]. *J Phys D Appl Phys*, 2014, **47**(25): 252002. DOI: 10.1088/0022-3727/47/25/252002.
- [10] 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.
- [11] HAN X F, WANG X, WAN C, *et al.* Erratum: "Spin - Orbit Torques: Materials, Physics, and Devices," [Appl. Phys. Lett. 118, 120502 (2021)] [J]. *Appl Phys Lett*, 2021, **118**: 189902. DOI: 10.1063/5.0054656.
- [12] WANG Z H, LI Z W, WANG M, *et al.* Field-free Spin-

- orbit-torque Switching of Perpendicular Magnetization Aided by Uniaxial Shape Anisotropy[J]. *Nanotechnology*, 2019, **30**(37): 375202. DOI: 10.1088/1361-6528/ab2831.
- [13] LIU L, QIN Q, LIN W N, *et al.* Current-induced Magnetization Switching in All-oxide Heterostructures[J]. *Nat Nanotechnol*, 2019, **14**(10): 939–944. DOI: 10.1038/s41565-019-0534-7.
- [14] CHEN B J, LOUREMBAM J, CHUNG H J, *et al.* Design Parameters for Field-Free Spin-Orbit Torque Switching of Perpendicular Synthetic Antiferromagnets[J]. *J Appl Phys*, 2021, **129**(16): 163901. DOI: 10.1063/5.0033745.
- [15] 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.
- [16] WANG Z H, ZHAO W S, DENG E Y, *et al.* Perpendicular-anisotropy Magnetic Tunnel Junction Switched by Spin-hall-assisted Spin-transfer Torque[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2015, **48**(6): 065001. DOI: 10.1088/0022-3727/48/6/065001.
- [17] 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.
- [18] 王日兴, 曾逸涵, 赵婧莉, 等. 自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动磁化强度翻转[J]. *物理学报*, 2023, **72**(8): 087202. DOI: 10.7498/aps.72.20222433.
- WANG R X, ZENG Y H, ZHAO J L, *et al.* The Magnetization Reversal Driven by Spin-Orbit-Assisted Spin-Transfer Torque[J]. *Acta Phys Sin*, 2023, **72**(8): 087202. DOI: 10.7498/aps.72.20222433.
- [19] HALS K M D, BRATAAS A, TSERKOVNYAK Y. Scattering Theory of Charge-current-induced Magnetization Dynamics[J]. *EPL Europhys Lett*, 2010, **90**(4): 47002. DOI: 10.1209/0295-5075/90/47002.
- [20] MATOS-ABIAGUE A, RODRÍGUEZ-SUÁREZ R L. Spin-orbit Coupling Mediated Spin Torque in a Single Ferromagnetic Layer[J]. *Phys Rev B*, 2009, **80**(9): 094424. DOI: 10.1103/physrevb.80.094424.
- [21] LI H, GAO H, ZÁRBO L P, *et al.* Intraband and Interband Spin-orbit Torques in Noncentrosymmetric Ferromagnets [J]. *Phys Rev B*, 2015, **91**(13): 134402. DOI: 10.1103/physrevb.91.134402.
- [22] LIU L, ZHOU C H, SHU X Y, *et al.* Symmetry-dependent Field-free Switching of Perpendicular Magnetization[J]. *Nat Nanotechnol*, 2021, **16**(3): 277–282. DOI: 10.1038/s41565-020-00826-8.
- [23] BRATAAS A, KENT A D, OHNO H. Current-induced Torques in Magnetic Materials[J]. *Nat Mater*, 2012, **11**(5): 372–381. DOI: 10.1038/nmat3311.
- [24] SLONCZEWSKI J C. Currents, Torques, and Polarization Factors in Magnetic Tunnel Junctions[J]. *Phys Rev B*, 2005, **71**(2): 024411. DOI: 10.1103/physrevb.71.024411.
- [25] SLONCZEWSKI J C. Current-Driven Excitation of Magnetic Multilayers[J]. *J Magn Magn Mater*, 1996, **159**(1-2): L1–L7. DOI: 10.1016/0304-8853(96)00062-5.
- [26] SLONCZEWSKI J C. Conductance and Exchange Coupling of Two Ferromagnets Separated by a Tunneling Barrier[J]. *Phys Rev B*, 1989, **39**(10): 6995–7002. DOI: 10.1103/physrevb.39.6995.
- [27] VAN D B E, DUINE R A. Current-induced Torques in Textured Rashba Ferromagnets[J]. *Phys Rev B*, 2012, **86**(9): 094406. DOI: 10.1103/physrevb.86.094406.
- [28] HALS K M D, BRATAAS A. Phenomenology of Current-induced Spin-orbit Torques[J]. *Phys Rev B*, 2013, **88**(8): 085423. DOI: 10.1103/physrevb.88.085423.
- [29] HALS K M D, BRATAAS A. Spin-motive Forces and Current-induced Torques in Ferromagnets[J]. *Phys Rev B*, 2015, **91**(21): 214401. DOI: 10.1103/physrevb.91.214401.
- [30] JOHANSEN Ø, RISINGGÅRD V, SUDBØ A, *et al.* Current Control of Magnetism in Two-dimensional Fe₃GeTe₂[J]. *Phys Rev Lett*, 2019, **122**(21): 217203. DOI: 10.1103/physrevlett.122.217203.
- [31] ŽELEZNÝ J, GAO H, MANCHON A, *et al.* Spin-orbit Torques in Locally and Globally Noncentrosymmetric Crystals: Antiferromagnets and Ferromagnets[J]. *Phys Rev B*, 2017, **95**: 014403. DOI: 10.1103/physrevb.95.014403.
- [32] MANCHON A, ŽELEZNÝ J, MIRON I M, *et al.* Current-induced Spin-orbit Torques in Ferromagnetic and Antiferromagnetic Systems[J]. *Rev Mod Phys*, 2019, **91**(3): 035004. DOI: 10.1103/revmodphys.91.035004.
- [33] GARCÍA O D, PEZO A, MANCHON A. Spin-orbit Torque for Field-free Switching in C_{3v} Crystals[J]. *Phys Rev B*, 2023, **107**(9): 094422. DOI: 10.1103/physrevb.107.094422.
- [34] BROWN W F. Thermal Fluctuations of a Single-domain Particle[J]. *Phys Rev*, 1963, **130**(5): 1677–1686. DOI: 10.1103/physrev.130.1677.