# 三端磁性隧道结中面内磁化无场切换的阈值电流

Hongjie Ye 和 Zhaohao Wang

**摘要：三端磁性隧道结（MTJ）可通过自旋轨道转矩（SOT）切换非易失性磁化状态，具有高速、低功耗和近乎无限的耐久性等特点，因此备受关注。阈值开关电流是 MTJ 的关键参数，因为它决定了能效。本文采用劳斯-赫尔维茨判据，从理论上推导了三端 MTJ 中面内磁化切换的阈值电流。研究了两种具有无场切换模式的器件：一种是通过自旋轨道力矩（SOT）与自旋转移转矩（STT）共同作用进行切换的 Type-x 器件；另一种是具有倾斜易轴的三端 MTJ。据我们所知，这是首次针对这两种器件的阈值开关电流开展理论研究。我们提出的理论方法清晰地揭示了物理图像，同时理论推导结果与数值模拟结果吻合良好。**

索引词**—磁性隧道结、自旋轨道转矩、自旋转移转矩、劳斯-赫尔维茨判据**

## 一、引言

M磁性随机存取存储器（MRAM）凭借诸多优势，被视为未来通用存储器的有力候选者。MRAM 的开关机制长期以来一直是研究重点，因为它直接影响写入性能。目前，可由自旋轨道转矩（SOT）驱动切换的三端磁性隧道结（MTJ），凭借超低功耗、亚纳秒级切换速度和高可靠性 [1]，正成为下一代 MRAM（通常称为 SOT-MRAM）的热门选择。因此，针对三端 MTJ 已开展了大量理论研究。其中，阈值开关电流受到更多关注，因为它对评估能效至关重要。然而，大多数其中大部分研究聚焦于垂直磁化 [2]-[7],，而仅有少数文献研究了面内磁化 [8]。实际上，已报道的 SOT-MRAM 芯片和阵列均采用面内磁化的三端磁性隧道结制备 [9]-[11]。因此，仍需进一步研究面内磁化三端磁性隧道结的阈值开关电流。

在实际应用中，SOT-MRAM 必须在不存在外部磁场的情况下实现开关，即实现无场确定性开关。根据[12], 的分类标准，面内磁化的三端磁性隧道结（MTJ）分为两类：Type-x 器件和 Type-y 器件。Type-y 器件能够以无场方式实现确定性开关。相反，Type-x 器件的确定性开关则需要磁场辅助。为避免使用磁场，目前已提出并通过实验验证了两种解决方案。一种是结合自旋轨道力矩（SOT）和自旋转移力矩（STT）[13], ，如图1(a)所示。另一种是倾斜 MTJ 的易轴以打破对称性[14], ，如图1(b)所示。据我们所知，目前尚无相关理论工作针对这两种无场 Type-x 器件的阈值开关电流进行求解。本文提出了一种新颖的理论方法来解决这一问题，从而深入揭示磁化翻转的特性。

本文其余部分安排如下：第二节介绍理论模型和详细推导；第三节展示并讨论结果；最后，第四节总结本研究。

### II. 理论推导

首先，我们从理论上研究由 SOT 和 STT 共同驱动切换的 Type-x 器件。其详细结构如图1(a)所示。分别向自旋轨道力矩通道和磁性隧道结施加两路电流，以产生 SOT 和 STT。在 SOT 和 STT 的共同作用下，自由层的磁化强度实现确定性切换 [13]。磁化强度动力学可由下列修正的 Landau-Lifshitz-Gilbert（LLG）方程建模。

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} - \gamma H_{SOT} \vec{m} \times (\vec{\sigma} \times \vec{m}) - \gamma H_{STT} \vec{m} \times (\vec{m}_p \times \vec{m}) \quad (1)$$

本研究得到国家自然科学基金（项目编号：62171013）、国家重点研发计划（项目编号：2021YFB3601303、2021YFB3601304、2021YFB3601300）以及中央高校基本科研业务费的资助。（通信作者：Zhaohao Wang）。

H. Ye 和 Z. Wang 就职于中国北京市 100191 的北京航空航天大学集成电路科学与工程学院、工信部自旋电子学重点实验室及费尔北京研究院。（电子邮箱：zhaohao.wang@buaa.edu.cn）。

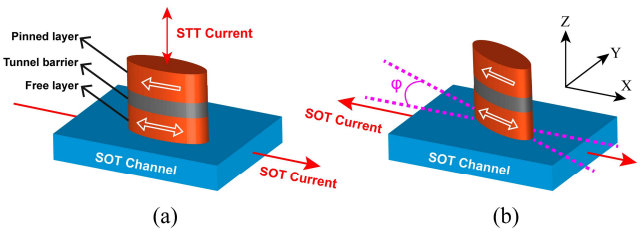


图 1. 所研究器件的结构。(a) 由自旋轨道力矩和自旋转移力矩共同驱动切换的 Type-x 器件。(b) 具有倾斜易轴的 Type-x 器件。

其中，$\gamma$ 和 $\alpha$ 分别为回磁比和 Gilbert阻尼常数。$\vec{\sigma}$ 为自旋轨道力矩诱导的自旋极化方向单位矢量。 $\vec{m}_p$ 为钉扎层中磁化强度方向的单位矢量。$\vec{\sigma}$ 和 $\vec{m}_p$ 分别沿 y 轴和 x 轴排列。$\vec{H}_{eff}$ 为有效场，如

$$\vec{H}_{eff} = (H_k m_x, 0, -4\pi M_s m_z) \tag{2}$$

其中，$H_k$ 为有效面内各向异性场，$M_s$ 为饱和磁化强度， $m_x$ 和 $m_z$ 分别为单位磁化矢量的 x 分量和 z 分量。$H_{SOT}$ 和$H_{STT}$ 分别为自旋轨道力矩和自旋转移力矩所产生的有效场，如下所示

$$H_{SOT} = \frac{\hbar \theta_{SHE} J_{SOT}}{2 e t_F M_s} \tag{3}$$

$$H_{STT} = \frac{\hbar P J_{STT}}{2 e t_F M_s} \tag{4}$$

其中，ħ 为约化普朗克常数，$\theta_{SHE}$ 为自旋霍尔角，$P$ 为自旋转移力矩效应的自旋极化效率，$e$ 为电子电荷，$t_F$ 为自由层厚度，$J_{SOT}$ 和$J_{STT}$ 分别为自旋轨道力矩和自旋转移力矩的电流密度。

将$\partial m_{x、y、z}/\partial t = 0$ 代入（1）式，可得其中的两个平衡态:

$$4\pi M_s m_y m_z + H_{SOT} m_x m_y - H_{STT}\left(m_y^2 + m_z^2\right) = 0 \tag{5}$$

$$-(4\pi M_s + H_k) m_x m_z - H_{SOT}(m_x^2 + m_z^2) + H_{STT} m_x m_y = 0 \tag{6}$$

$$H_k m_x m_y + H_{SOT} m_y m_z + H_{STT} m_x m_z = 0 \tag{7}$$

这两个平衡态分别位于点 (1,0,0) 和 (−1,0,0) 附近。假设初始平衡态为 (1,0,0)，则 $m_{y、z} \approx 0$。此外，通常 $4\pi M_s$ 远大于 $H_{STT}$。因此，可在（5）式中忽略$H_{STT}\left(m_y{}^2 + m_z{}^2\right)$：

$$4\pi M_s m_y m_z + H_{SOT} m_x m_y = 0 \tag{8}$$

结合（7）式和（8）式，可得两个平衡态:

$$E = \pm\left(m_x, \frac{H_{STT} H_{SOT} m_x}{4\pi M_s H_k - H_{SOT}{}^2}, -\frac{H_{SOT} m_x}{4\pi M_s}\right) \tag{9}$$

函数 $\partial m_{x,\ y,\ z}/\partial t = f_{x,\ y,\ z}(m_x, m_y, m_z)$ 的雅可比矩阵的特征多项式写作

$$P = a_0\lambda^3 + a_1\lambda^2 + a_2\lambda + a_3 \tag{10}$$

根据劳斯-赫尔维茨判据，使平衡态稳定的条件是当 $a_0 > 0$ 时满足 $\Delta_1, \Delta_2 > 0$，或当 $a_0 < 0$ 时满足 $\Delta_1, \Delta_2 < 0$。$\Delta_1$ 和$\Delta_2$ 由以下公式给出。

$$\Delta_1 = a_1 \tag{11}$$

$$\Delta_2 = \begin{Vmatrix} a_1 & a_0 \\ a_3 & a_2 \end{Vmatrix} \tag{12}$$

从雅可比矩阵可以很容易地推断出 $a_0 < 0$ in thi s 情况。因此，在该条件下，平衡态可能是不稳定的。 n $\Delta_1 > 0$。将平衡态 (9) 代入 $\Delta_1$ an d 考虑到 $m_x \approx 1$，可以推导出切换条件为

$$H_{STT} > \frac{\alpha}{4\pi M_s H_k}\left(H_k + 2\pi M_s - \frac{3H_{SOT}{}^2}{8\pi M_s}\right) \times\left(4\pi M_s H_k - H_{SOT}{}^2\right) \tag{13}$$

将（4）代入（13），即可求得阈值切换电流密度，即

$$J_{STT,th} = \frac{2\alpha e t_F M_s}{\hbar P}\left(H_k + 2\pi M_s - \frac{3H_{SOT}{}^2}{8\pi M_s}\right) \times\left(1 - \frac{H_{SOT}{}^2}{4\pi M_s H_k}\right) \tag{14}$$

当 $H_{SOT} = 0$ 时，方程 (14) 与纯自旋转移力矩切换的阈值电流密度表达式一致[15]。当 $J_{STT,\ th} = 0$ 时，方程 (14) 可得 $H_{SOT} = \sqrt{4\pi M_s H_k}$，这与激活纯 Type-x 器件失稳的临界条件相同 [8]。因此，方程 (14) 与已报道的结论相符。

按照上述方法，我们可以计算倾斜 Type-x 器件的阈值切换电流密度。相应的结构如图 1(b) 所示，其中磁性隧道结的易轴相对于自旋轨道力矩通道倾斜。在此情形下，LLG 方程修改为

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma\, \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha\, \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} - \gamma H_{SOT} \vec{m} \times (\vec{\sigma} \times \vec{m}) \tag{15}$$

由于施加的自旋轨道力矩电流相对于易轴倾斜，自旋极化单位矢量 $\vec{\sigma}$ 可表示为 (sin$\varphi$, cos$\varphi$, 0)，其中 $\varphi$ 为倾斜角。

采用上述方法并考虑 $m_x \approx 1$、 $m_z \ll 1$，我们可以得到倾斜 Type-x 器件的阈值切换电流密度:

$$J_{SOT,th} = \frac{e t_F M_s}{\hbar \theta_{SHE}} \cdot \frac{4\pi M_s H_k \sin\varphi}{\alpha\left(H_k + 2\pi M_s\right)\cos^2\varphi} \times\left[\sqrt{1 + \frac{\alpha^2\left(H_k + 2\pi M_s\right)^2 \cos^2\varphi}{\pi M_s H_k \sin^2\varphi}} - 1\right] \tag{16}$$

在 $\varphi \to 0$ 和 $\varphi \to \pi/2$的情况下，方程（16）分别与纯 Type-x 器件 [8] 和

Type-y 器件的公式一致。如果 $\tan\varphi \gg \alpha(H_k + 2\pi M_s)/\sqrt{\pi M_s H_k}$，则方程（16）可近似表示为

$$J_{SOT,th} \approx \frac{2\alpha e t_F M_s \left(H_k + 2\pi M_s\right)}{\hbar \theta_{SHE} \sin\varphi} \tag{17}$$

其形式与倾斜Type-z器件的阈值切换电流密度 [17] 相似。

## III. 结果与讨论

为验证上述理论公式，我们采用四阶Runge-Kutta方法求解LLG 方程进行数值模拟，以便进行比较。除非另有说明，主要参数设置如下 [12]-[16], α = 0 02 $t_F$ = 1 5 $M_s$ = 1000 / $^3$ $\theta_{SHE}$ = 0 3 $P$ =。,. 0 6 $H_k$ = 300 nm，emu cm，, ., Oe，这些参数能够反映面内磁化三端MTJ的典型制造工艺。理论公式与数值模拟的比较如图2所示。

图2(a)显示了与图1(a)所示器件对应的$J_{STT,\,th}$ 随外加$J_{SOT,}$ 的变化关系。可以看出，$J_{STT,\,th}$ 随着$J_{SOT}$的增大而减小，这与实验报告[13]一致。此外，理论公式与数值结果吻合良好。这也表明，我们在理论推导中采用的近似条件是合理的。图2(b)显示了$J_{STT,\,th}$ 对Gilbert阻尼常数（α）的依赖关系。从理论公式和数值模拟中都可以看出明显的线性关系，二者也吻合良好。图2(c)-(d)对应图1(b)所示器件。如图2(c)所示，阈值开关电流随着倾斜角的增大而减小。此外，$J_{SOT,\,th}$ 是

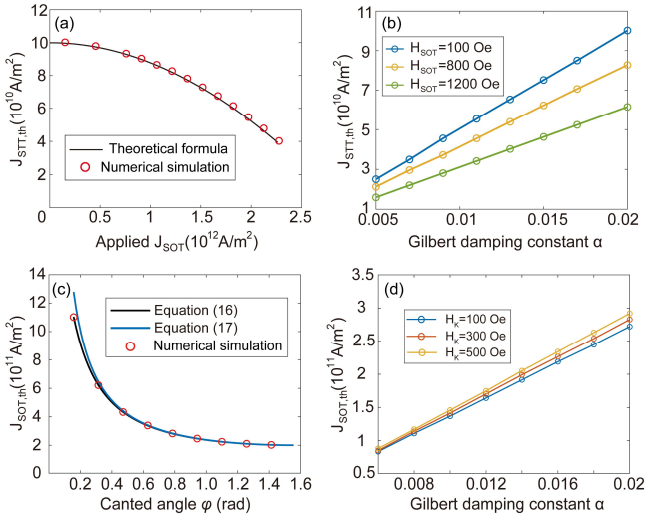


图 2. 理论公式与数值模拟结果吻合良好。(a) 和 (b) 为 Type-x 器件在自旋轨道力矩与自旋转移力矩共同作用下切换的结果。(c) 和 (d) 为具有倾斜易轴的 Type-x 器件的结果。(a) $J_{STT,\,th}$ 随所施加的 $J_{SOT}$ 变化。(b) $J_{STT,\,th}$ 对 Gilbert阻尼常数的依赖关系。(c) $J_{SOT,\,th}$ 随倾斜角变化。(d) $J_{SOT,\,th}$ 对 Gilbert阻尼常数的依赖关系。

几乎与1 sin/ $\varphi$成正比，但在$\varphi$较小时会出现偏差。这一趋势不仅验证了式(16)-(17)的准确性，而且与已报道的实验结果[18]-[19]高度一致。此外，图2(d)表明，$H_k$ 对$J_{SOT,\,th}$影响很小，这可以用$2\pi M_s \gg H_k$这一事实来解释。

## IV. 结论

我们从理论上推导了Type-x 磁隧道结无场切换的阈值电流。理论公式与数值模拟结果吻合良好，验证了结果的准确性。所推导的理论公式揭示了关键参数对磁化翻转的影响。此外，我们提出的理论方法简洁明了。本研究将为Type-x 磁隧道结的设计与优化提供指导。

## 参考文献


[1] Z. Guo、J. Yin、Y. Bai、D. Zhu、K. Shi、G. Wang、K. Cao 和 W. Zhao，《面向节能计算的自旋电子学：综述与展望》，Proc. IEEE，第109卷，第8期，第1398–1417页，2021年8月，doi: 10.1109/JPROC.2021.3084997。[2] K.-S. Lee、S.-W. Lee、B.-C. Min 和 K.-J. Lee，《自旋霍尔效应诱导的垂直磁化层翻转阈值电流》，《应用物理学快报》，第102卷，第11期，文章号112410，2013年3月，doi: 10.1063/1.4798288。[3] T. Taniguchi，《通过自旋霍尔效应翻转垂直磁化铁磁体磁化强度的理论条件》，Phys. Rev. B，第100卷，第17期，文章号174419，2019年11月，doi: 10.1103/PhysRevB.100.174419。[4] D. Zhu 和 W. Zhao，《通过自旋轨道转矩实现垂直磁化翻转的阈值电流密度》，《物理评论：应用》，第13卷，第4期，文章号044078，2020年4月，doi: 10.1103/PhysRevApplied.13.044078。[5] S. Wasef 和 H. Fariborzi，《结合注入自旋转移力矩与自旋轨道力矩电流实现PMA-MTJ无场翻转的理论研究》，Micromachines，第12卷，第11期，文章号1345，2021年10月，doi: 10.3390/mi12111345。[6] D. H. Kang、J.-H. Byun 和 M. Shin，《自旋转移力矩与自旋轨道力矩相互作用导致的垂直磁性磁隧道结临界翻转电流》，J. Phys. D: Appl. Phys.，第54卷，第43期，文章号5001，2021年8月，doi: 2021 10.1088/1361-6463/ac181a。[7] H. Lim、S. Lee 和 H. Shin，《磁隧道结翻转行为的统一分析模型》，IEEE Electron Device Lett.，第35卷，第2期，第193-195页，2014年2月，doi: 10.1109/LED.2013.2293598。[8] T. Taniguchi，《易轴平行于电流的面内磁化铁磁体中的自旋霍尔效应诱导翻转》，Phys. Rev. B，第102卷，第10期，文章号104435，2020年9月，doi: 10.1103/PhysRevB.102.104435。[9] M. Natsui、A. Tamakoshi、H. Honjo、T. Watanabe、T. Nasuno、C. Zhang、T. Tanigawa、H. Inoue、M. Niwa、T. Yoshiduka、Y. Noguchi、M. Yasuhira、Y. Ma、H. Shen、S. Fukami、H. Sato、S. Ikeda、H. Ohno、T. Endoh 和 T. Hanyu，《无外场辅助条件下实现90 MHz读取和60 MHz写入操作的双端口SOT-MRAM》，IEEE J. Solid-State Circuits，第56卷，第4期，第1116–1128页，2021年4月，doi: 10.1109/JSSC.2020.3039800。[10] G.-L. Chen、I-J. Wang、P.-S. Yeh、S.-H. Li、S.-Y. Yang、Y.-C. Hsin、H.-T. Wu、H.-M. Hsiao、Y.-J. Chang、K.-M. Chen、SK Z. Rahaman、H.-H. Lee、Y.-H. Su、F.-M. Chen、J.-H. Wei、S.-S. Sheu、C.-I. Wu 和 D. Tang，《一种8 kb自旋轨道转矩磁随机存取存储器》，载于2021年国际超大规模集成电路技术、系统与应用研讨会（VLSI-TSA），中国台湾新竹：IEEE，2021年4月，第1–2页，doi: 10.1109/VLSI-TSA51926.2021.9440096。[11] M. Y. Song、C. M. Lee、S. Y. Yang、G. L. Chen、K. M. Chen、I J. Wang、Y. C. Hsin、K. T. Chang、C. F. Hsu、S. H. Li、J. H. Wei、T. Y. Lee、M. F. Chang、X. Y. Bao、C. H. Diaz 和 S. J. Lin，《8Kb自旋轨道转矩磁随机存取存储器阵列的高速（1 ns）、低电压（1.5 V）演示》，载于2022年IEEE超大规模集成电路技术与电路研讨会（超大规模集成电路技术与

电路），美国夏威夷州檀香山：IEEE，2022年6月，第377–378页，doi: 10.1109/VLSITechnologyandCir46769.2022.9830149。[12] S. Fukami、T. Anekawa、C. Zhang 和 H. Ohno，《一种磁易轴与电流构型共线的自旋轨道转矩翻转方案》，《自然·纳米技术》，第11卷，第7期，第621–625页，2016年7月，doi: 10.1038/nnano.2016.29。[13] C. Zhang、Y. Takeuchi、S. Fukami 和 H. Ohno，《结合自旋转移力矩与自旋轨道转矩实现磁隧道结的无场亚纳秒磁化翻转》，《应用物理学快报》，第118卷，第9期，文章号092406，2021年3月，doi: 10.1063/5.0039061。[14] H. Honjo、T. V. A. Nguyen、T. Watanabe、T. Nasuno、C. Zhang、T. Tanigawa、S. Miura、H. Inoue、M. Niwa、T. Yoshiduka、Y. Noguchi、M. Yasuhira、A. Tamakoshi、M. Natsui、Y. Ma、H. Koike、Y. Takahashi、K. Furuya、H. Shen、S. Fukami、H. Sato、S. Ikeda、T. Hanyu、H. Ohno 和 T. Endoh，《首次展示采用倾斜自旋轨道转矩结构及先进图形化/自旋轨道力矩通道技术的无场SOT-MRAM：写入速度达0.35 ns、热稳定性达70，并可耐受400°C热处理》，载于*2019*年*IEEE*国际电子器件会议（*IEDM*），美国加利福尼亚州旧金山：IEEE，2019年12月，第28.5.1–28.5.4页，doi: 10.1109/IEDM19573.2019.8993443。[15] Z. Diao、Z. Li、S. Wang、Y. Ding、A. Panchula、E. Chen、L.-C. Wang 和 Y. Huai，《磁隧道结中的自旋转移转矩翻转及自旋转移转矩随机存取存储器》，《物理学杂志：凝聚态物质》，第19卷，第16期，文章号165209，2007年4月，doi: 10.1088/0953-8984/19/16/165209。[16] L. Liu、C.-F. Pai、Y. Li、H. W. Tseng、D. C. Ralph 和 R. A. Buhrman，《利用钽的巨自旋霍尔效应进行自旋转矩翻转》，《科学》，第336卷，第6081期，第555–558页，2012年5月，doi: 10.1126/science.1218197。[17] D.-K. Lee 和 K.-J. Lee，《铁磁三层膜中的垂直磁化自旋轨道转矩翻转》，《科学报告》，第10卷，第1期，文章号1772，2020年2月，doi: 10.1038/s41598-020-58669-1。[18] Y. Takahashi、Y. Takeuchi、C. Zhang、B. Jinnai、S. Fukami 和 H. Ohno，《通过差分平面霍尔电阻测量具有不同易轴方向的面内磁化椭圆纳米点阵列中的自旋轨道转矩诱导翻转》，《应用物理学快报》，第114卷，第1期，文章号012410，2019年1月，doi: 10.1063/1.5075542。[19] Y.-T. Liu、Y.-H. Huang、C.-C. Huang、Y.-C. Li、C.-L. Cheng 和 C.-F. Pai，《通过易轴工程实现无场型x自旋轨道转矩翻转》，《物理评论：应用》，第18卷，第3期，文章号034019，2022年9月，doi: 10.1103/PhysRevApplied.18.034019