



上海科技大学
ShanghaiTech University

硕士学位论文

赛道存储器和自旋转移磁随机存储器的改进研究

作者姓名: 龙靖威

指导教师: 祝智峰 助理教授 后摩尔器件与集成系统中心

学位类别: 工学硕士

一级学科: 电子科学与技术

学校/学院名称: 信息学院

2023 年 6 月

**Research on Improvements of Racetrack Memory and
Spin-Transfer Torque MRAM**

**A thesis submitted to
ShanghaiTech University
in fulfillment of the requirement
for the degree of
Master of Science in Engineering
in Electronic Science and Technology**

By

Long Jingwei

Supervisor : Professor Zhu Zhifeng

School of information science and technology

June 2023

上海科技大学
研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

龙靖威

作者签名：

日期：2023. 6. 12

上海科技大学
学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守上海科技大学有关保存和使用学位论文的规定，即上海科技大学有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分內容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

龙靖威

作者签名：

日期：2023. 6. 12

祝智峰

导师签名：

日期：2023. 6. 12

摘 要

大数据时代,利用电子的自旋属性承载和传输信息的自旋电子器件吸引了广泛的关注。其中,基于隧穿磁阻效应的磁随机存储器因其高容量,低功耗、快速读写等特点,成为了通用存储技术的有力竞争者。其利用铁磁体的磁矩存储数据,因此还具有非易失性的优势。磁随机存储器主要包括基于垂直磁化磁隧道结的随机存储器和基于铁磁长条的赛道存储器。前者通常利用自旋转移力矩翻转磁隧道结从而写入信息。其集成了动态随机存储器的高存储密度、静态存储器的快速读写能力和闪存技术的非易失性。然而由于垂直磁隧道结较窄的工作温度范围,其不同温度下的性能表现限制了其应用场景。后者通过自旋轨道力矩驱动奈尔磁畴壁运动写入和读取信息。得益于其三维结构,具有极高存储密度的优势。同样地,由于铁磁磁畴壁运动的速度不够高,赛道存储器的信息读取和写入性能发展受到了极大地限制。本文立足于对垂直各向异性自旋转移力矩磁随机存储器和赛道存储器的工作原理介绍,对两者面对的困境和瓶颈提出了潜在的解决方案,主要得到了以下创新结果:

1. 对于赛道存储器面对的低磁畴壁运动速度和磁畴壁类型束缚问题,本研究提出利用垂直极化自旋电流产生的类场力矩驱动磁畴壁运动。本文首先对传统自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动的速度饱和以及磁畴壁构型限制问题进行了理论分析,论证了垂直极化自旋电流驱动磁畴壁运动的可行性;然后利用微磁模拟软件 Mumax³ 进行了数值模拟,验证了垂直极化自旋电流驱动磁畴壁运动可以驱动任意构型的磁畴壁发生运动;最后利用外加磁场和引入 Dzyaloshinskii-Moriye 相互作用的方法,延缓了限制磁畴壁运动速度提升的沃克击穿现象,最高实现了速度为 506m/s 的磁畴壁运动。

2. 对于垂直磁隧道结面对的高驱动电流密度和窄工作温度范围,本研究提出利用易锥磁隧道结替代垂直磁隧道结进来改进。对两者的热稳定性、翻转电流密度和写入延时,本文进行了详细地公式推导,证明了易锥磁隧道结的优势。同时,基于宏自旋模型,利用四阶龙格库塔算法解磁动力学方程,深入对比研究了两者在温度变化时,热稳定性和写入性能的温度依赖性,并对仿真结果进行深入分析。结果证明,在高温下,易锥磁隧道结具有更低的驱动电流密度和更低的翻

转延迟。在热场引入情况时,同等电流密度下,易锥磁隧道结的写入错误率更低。此外,在 273K-373K 范围内,易锥磁隧道结的各项性能指标变化幅度更小,可以预测其具有更宽的工作温度范围。

本文的仿真结果及分析针对自旋转移力矩磁随机存储器和赛道存储器的困境给出了可靠的解决方案,为器件设计提供了一定的理论指导。

关键词: 磁随机存储器, 微磁模型, 宏自旋模型, 自旋转移力矩, 磁畴壁运动

Abstract

In the era of big data, spintronic devices that utilize the spin properties of electrons to carry and transfer information have attracted widespread attention. Among them, magnetic random access memory (MRAM) based on Giant magnetoresistance effect and Tunneling magnetoresistance effect has become a competitive candidate for universal memory technology benefiting from its high capacity, low power consumption, fast read/writing speed and other characteristics. It utilizes the magnetic moment of ferromagnets to store information, thus also having the advantage of nonvolatility. MRAM mainly includes the perpendicularly magnetized magnetic tunneling junction (MTJ) based MRAM and ferromagnetic strips-based Racetrack memory. The former is usually driven by spin transfer torque to switch the magnetization of MTJ to write the information. It integrates the high storage density of DRAM, the fast read and write speed of SRAM and the nonvolatility of Flash. However, due to the narrow operating temperature window of perpendicularly magnetized MTJ, its application scenarios are greatly limited. Racetrack memory depends on spin orbital torque driving Neel domain wall motion to write and read information. Benefiting from its three-dimensional structure, it has the advantage of extremely high storage density. However, due to the insufficiently high domain wall velocity, the development of writing and reading performance of Racetrack memory is significantly hampered. This thesis is based on the introduction to the working principles of Racetrack memory and spin transfer torque based MRAM (STT-MRAM), proposing potential solutions to the difficulties and bottlenecks faced by both. The main innovative results are as follows:

1. In response to the low domain wall velocity and domain wall structure constraints issues faced by Racetrack memory, this thesis proposes to use the filed-like torque generated by the out-of-plane spin polarized current to drive the domain motion. The thesis firstly provides a theoretical analysis of the velocity saturation and domain wall configuration limitations of domain walls driven by traditional spin orbital torquer, and further demonstrating the feasibility of perpendicularly polarized spin current driving domain wall motion. Then, numerical simulations are conducted using micromagnetic software Mumax³, verifying that any type of domain wall can be driven by the perpendicularly polarized spin current.

Finally, by employing an external field or introducing Dzyaloshinskii-Moriye interaction, the Walker breakdown phenomenon, which limits the increase in domain wall motion speed, is delayed, achieving a maximum domain wall motion speed of 506m/s.

2. For the high driving current density and narrow operating temperature window of perpendicularly magnetized MTJ, this study proposes to replace it with the easy-cone MTJ for improvement. In this thesis, we provide a detailed formula derivation for the thermal stability, switching current density, and writing delay of both MTJs, demonstrating the advantages of easy-cone MTJ. Then, based on the macrospin model, the Fourth-order-Runge-Kutta algorithm is used to solve the magnetodynamic equation, and a deep comparative study is conducted on the temperature dependence of the thermal stability and writing performance of both MTJs under temperature changes. The simulation results were analyzed in depth. The results show that at high temperatures, the easy-cone MTJ has lower driving current density switching delay. When the thermal field is introduced, the write error rate of the easy-cone MTJ is lower at the same current density. In addition, within the range of 273K-373K, the performance indicators of the easy-cone MTJ vary less significantly, which can be predicted to have a wider operating temperature range.

The simulation results and analysis in this thesis provide reliable solutions to the dilemma of STT-MRAM and Racetrack memory, providing theoretical guidance for device design.

Key Words: Magnetic random access memory, Micromagnetic model, Macrospin model, Spin transfer torque, Domain wall motion

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
第 1 章 绪论.....	1
1.1 存储器发展现状.....	1
1.2 MRAM 工作原理.....	3
1.2.1 自旋阀和磁隧道结.....	3
1.2.2 STT-MRAM 工作原理.....	6
1.2.3 赛道存储器.....	8
1.3 MRAM 的发展.....	11
1.3.1 STT-MRAM 的发展.....	11
1.3.2 赛道存储器的发展.....	13
1.4 本文研究的意义.....	15
1.5 本文研究的目的及内容.....	16
第 2 章 磁性系统的数值模拟模型.....	17
2.1 微磁学模型.....	17
2.1.1 微磁学系统中的能量.....	18
2.1.2 微磁学系统的动力学.....	20
2.1.3 微磁学理论的局限.....	23
2.2 宏自旋模型.....	24
2.2.1 宏自旋系统中的磁场.....	24
2.2.2 宏自旋系统的数值计算.....	25
2.3 本章小结.....	26
第 3 章 垂直极化电流驱动磁畴壁运动.....	27
3.1 自旋霍尔效应驱动奈尔壁.....	27
3.1.1 磁畴壁运动机制.....	27
3.1.2 垂直极化自旋电流.....	29
3.2 不同磁畴壁类型的稳定.....	30
3.3 类场力矩驱动磁畴壁运动.....	31
3.4 沃克击穿的延缓方法.....	33

3.4.1 外加磁场.....	33
3.4.2 Dzyaloshinsky-Moriya 相互作用的引入.....	35
3.5 本章小结.....	38
第 4 章 垂直和易锥磁隧道结的对比研究	41
4.1 垂直磁隧道结的改进	42
4.2 垂直和易锥磁隧道结的对比	45
4.2.1 垂直和易锥磁隧道结的热稳定性.....	45
4.2.2 垂直和易锥磁隧道结的翻转电流密度.....	47
4.2.3 垂直和易锥磁隧道结的翻转延时.....	49
4.3 垂直和易锥磁隧道结的温度依赖性对比	51
4.3.1 本征写入性能温度依赖性对比.....	54
4.3.2 随机写入性能温度依赖性对比.....	57
4.4 本章小结	61
第 5 章 总结与展望	63
参考文献.....	65
致 谢.....	71
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	73

图目录

图 1-1	计算机系统的存储器架构	2
图 1-2	自旋阀和磁隧道结	4
图 1-3	双电流模型	5
图 1-4	自旋阀结构的进化过程	6
图 1-5	STT-MRAM 基础单元	7
图 1-6	(a)垂直; (b)水平赛道存储器	9
图 1-7	布洛赫壁和奈尔壁的构型	10
图 1-8	MRAM 和 STT-MRAM 器件结构对比	11
图 2-1	(a) 宏自旋模型对象(b)微磁模型对象	24
图 3-1	(a)自旋轨道力矩驱动奈尔壁运动(b) σ_z 驱动奈尔壁运动(c) σ_z 驱动布洛赫壁运动.....	28
图 3-2	磁畴壁运动的简化过程	28
图 3-3	速度饱和现象	29
图 3-4	磁畴壁中心磁矩随铁磁长条宽度的变化	30
图 3-5	(a)奈尔壁速度关于电流密度的函数; (b)沃克击穿期间, 奈尔壁中心磁矩的时间演化图.....	32
图 3-6	(a)布洛赫壁运动速度关于电流密度的函数(b)奈尔壁和布洛赫壁运动速度差异.....	33
图 3-7	(a)施加 x 方向磁场下, 奈尔壁运动速度关于电流密度的函数(b)施加 y 方向磁场下, 布洛赫壁运动速度关于电流密度的函数.....	35
图 3-8	不同手性的奈尔壁	36
图 3-9	不同 DMI 强度下的磁畴壁运动速度和电流密度关系	37
图 3-10	磁畴壁运动中的倾斜现象	38
图 4-1	STT-MRAM 的三难困境	41
图 4-2	增加自由层与扎钉层角度的器件结构(a)采用易锥倾斜的磁扎钉层; (b)磁扎钉层水平磁化.....	43
图 4-3	易锥磁隧道结	44
图 4-4	易锥磁隧道结的极化角关于 $K_{u1,eff}$ 和 K_{u2} 的函数.....	45
图 4-5	(a)垂直磁隧道结; (b)易锥磁隧道结自由层能量密度关于磁矩极化角的函数.....	46
图 4-6	自由层磁矩的球坐标表示	47

图 4-7	易锥磁隧道结和垂直磁隧道结的翻转过程对比	50
图 4-8	(a)饱和磁化强度 M_{sat} (b)一阶各向异性常数 K_{u1} (c)自旋极化率 P (d)热稳定性 Δ 关于温度 T 的函数图像	53
图 4-9	易锥自由层磁矩的 z 方向分量以及稳定极化角关于温度的函数	55
图 4-10	易锥和垂直磁隧道结的临界翻转电流密度 J_{sw0} 关于温度的函数	56
图 4-11	(a)易锥; (b)垂直磁隧道结的翻转延时 t_{sw} 关于温度的函数.....	56
图 4-12	(a)易锥和垂直磁隧道结的 θ_{thermal} 关于温度的函数(b)易锥磁隧道结中热扰动极化角和本征极化角之间的差关于温度的函数.....	58
图 4-13	(a)垂直和(b)易锥磁隧道结的电流过载关于温度的函数	59
图 4-14	(a) $\tau=2\text{ns}$ 时, 写入错误率关于电流密度 (由 J_{sw0} 归一化) 的函数。易锥磁隧道结和垂直磁隧道结分别由星形和三角符号表示。图中的箭头表示温度增加的方向。(b) $\tau=2\text{ns}$ 时, 得到 10^{-3} 写入错误率需要的电流密度。(c) $\tau=1\text{ns}$ 和(d) $\tau=5\text{ns}$ 时写入错误率关于电路密度 (由 J_{sw0} 归一化) 的函数.....	60

表目录

表 1-1	市场主流存储器性能比较	2
表 1-2	面内和垂直磁化磁隧道结对比	12
表 3-1	不同符号 D 下各类磁畴壁的 DMI 能量密度	36
表 4-1	不同应用场景下电子器件的工作温度范围	51
表 4-2	系统的物理参数	54

第 1 章 绪论

随着信息产业的飞速发展,计算机以及各种电子设备产生了巨量数据,这极大提高了对存储器件的性能要求。同时,随着对高性能计算机系统的深入研究,急需一种通用存储器件(Universal Memory)统一替代当前计算机中的各种存储器。磁随机存储器(Magnetic Random Access Memory, MRAM)凭借其同时具有动态随机存储器(Dynamic Random Access Memory, DRAM)的高集成度,静态随机存储器(Static Random Access Memory, SRAM)的快速读写能力以及闪存(Flash)的非易失性,成为通用存储器件的最佳候选之一^[1]。MRAM 是以磁性材料的电阻性质来存储数据的随机存储器,具有近乎无限次的读写次数,零待机漏电流和与 CMOS 工艺的高度适配性等优势^[2]。早期 MRAM 通过磁场驱动来改变器件的信息存储状态,然而随着 CMOS 工艺制程的不断提高,器件的尺寸也在持续缩减,用于产生磁场的电流急剧增加。另一方面,电流导线产生的环形磁场并不能被很好地束缚,很难控制其不对邻近存储单元造成影响,极大地限制了磁随机存储器的存储密度。自旋转移力矩(Spin Transfer Torque, STT)磁随机存储器则可以克服上述问题。它利用电子的自旋特性来改变磁性存储材料的磁性,从而显著降低了驱动电流密度,提高了磁随机存储器的信息存储密度^[3]。而基于 STT-MRAM 的工作原理和磁畴壁运动(Domain Wall Motion, DW motion),科研人员后续提出了三维形态的赛道存储器^[4-6],进一步提升了存储容量。

1.1 存储器发展现状

半导体存储器是计算机系统中存储和计算数据的重要载体。随着我国电子制造业水平的不断提高,半导体存储器的需求量持续扩大,中国半导体存储器的市场规模显著增长。自 2016 年至 2021 年,我国半导体存储器市场规模从 2930 亿元增长到了 5494 亿元,年复合平均增长率在 13.4%。目前,在细分市场中,DRAM 和 NAND Flash 占比分别 53%和 44%,合计占据了 95%以上的市场份额。不同类型的半导体存储器可以应用在不同的应用场景中以满足多样化的性能需求。DRAM 凭借其极高的存储容量被广泛应用于计算机的内存中;SRAM 具有最快

的读写速度，主要用作于处理器系统的一二级缓存；Flash 得益于其非易失性和较高的存储密度，被广泛应用于移动存储设备中。

表 1-1 市场主流存储器性能比较^[2]

存储器类别	SRAM	DRAM	NAND Flash	FeRAM	磁场翻转 MRAM	STT-MRAM
非易失性	否	否	是	是	是	是
单元尺寸(F ²)	50-120	4-12	4	12-22	16-40	8-20
写入速度(ns)	0.2-2	2-10	1ms/0.1ms	65	3-20	2-20
读取速度(ns)	0.2-2	2-10	100	40	3-20	2-20
可写入次数	>10 ¹⁶	>10 ¹⁶	10 ⁵	10 ¹⁴	>10 ¹⁵	>10 ¹⁵
保留时间	64ms	4ms	10 年	10 年	>10 年	>10 年

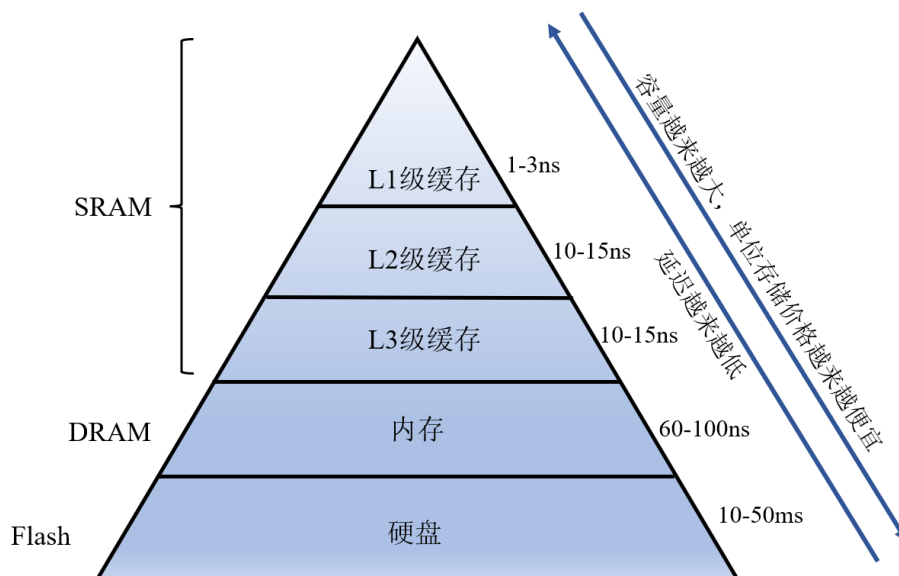


图 1-1 计算机系统的存储器架构^[2]

Figure 1-1 The memory architecture of computer system

SRAM、DRAM 以及 Flash 在半导体行业的历史中取得了辉煌的成就，在现代计算机架构中也有着举足轻重的位置。然而，随着先进的逻辑工艺制程已经减小到 14nm 的水平，传统存储器技术的缺点逐渐显现出来。首当其冲的是 Flash 和 SRAM 的尺寸很难随着工艺技术的提升而减小。Flash 由于本身存在着“缩放限制”，无论 CMOS 器件能够依靠 Fin-FET 技术缩小到多少，Flash 都很难跟上步伐。此外，在 45nm 的工艺节点，Flash 技术就面临着可靠性降低、数据保留

时间短和编程速度缓慢的问题；对于 SRAM，由于存储单元的尺寸无法与工艺制程成比例的缩小，其发展也较受限制。同时，处理器芯片的发展也对缓存器件的性能要求大幅度提高，SRAM 面临着极大的挑战；至于 DRAM，其漏电流不断增大，单位电容持续减小，保存数据的可靠性也受到质疑。另外，DRAM 由于不具有非易失性，即使在系统的闲置情况下，仍需要进行不断刷新，消耗了大量能量。

1.2 MRAM 工作原理

MRAM 的数据存储单元为自旋阀或磁隧道结。其通过磁场或者电流改变存储单元的磁化方向来写入数据。由于巨磁阻效应和隧穿磁阻效应，在不同磁化状态下，存储单元的电阻阻值有高低之分。因此，通过测量存储单元的电阻阻值便能读取存储的信息。

1.2.1 自旋阀和磁隧道结

电子具有电荷和自旋两个属性。传统 CMOS 器件仅仅运用了电子的电荷属性，通过控制电荷电流来实现逻辑表达和信息存储。MRAM 则主要利用了电子的自旋属性，通过电子自旋和铁磁磁矩之间的互相作用来实现数据的写入。MRAM 器件的结构基础为自旋阀(Spin Valve)和磁隧道结(Magnetic Tunneling Junction, MTJ)^[1]。如图 1-2 所示，它们具有相同的三明治结构。三层结构中，外部两层铁磁材料包夹着中间一层非磁性材料。其中，两层铁磁材料的磁化方向受到磁各向异性性能的限制，只能沿着材料的易轴(Easy axis)方向。此外，两层铁磁材料的易轴方向一定是共线的，它们磁化方向之间只存在平行状态或者反平行状态。自旋阀和磁隧道结的区别在于非磁性层材料的选取。前者选用了非磁性金属，例如铜，作为中间层，对应了巨磁阻效应(Giant Magneto-Resistance effect, GMR)^[7,8]。后者采用了绝缘体，例如氧化铝、氧化镁，作为中间层，其对应的是隧穿磁阻效应(Tunneling Magneto-Resistance effect, TMR)^[9]。巨磁阻效应和隧穿磁阻效应具有相同的作用，即当外部两侧铁磁的磁化方向平行时，器件的电阻较低；当外部两侧铁磁的磁化方向反平行时，器件的电阻较高。将低电阻态记作“0”，高电阻态记作“1”，就可以实现二进制的表达，存储数据。对于自旋阀和磁隧道结，一个十分重要的参数是磁阻比率(Magneto Resistance Ratio, MR Ratio)，它的表达

式为:

$$MR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \times 100\% \quad (1.1)$$

其中, R_{AP} 和 R_P 分别为反平行态和平行态下的磁隧道结电阻。磁阻比率衡量了器件电阻在平行态和非平行态的差值比例,对数据的读取有很大的影响。磁阻比率越大,磁隧道结存储的信息更容易被读取电路精准读出。

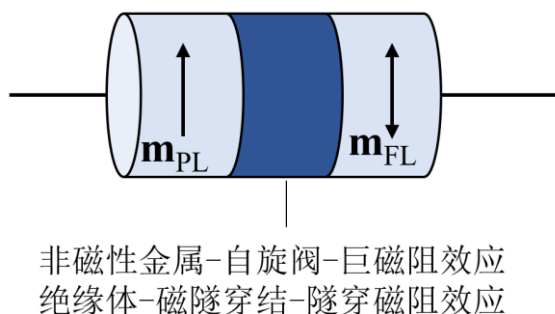


图 1-2 自旋阀和磁隧道结

Figure 1-2 Spin valve and MTJ

在1988年,巨磁阻效应由Fert和Grünberg分别独立发现:在磁性材料中,极其微小的磁性变化就可以引起磁性材料电阻的巨大变化^[7,8]。巨磁阻效应可以理解为自旋极化电子通过自旋阀结构时受到的散射作用^[11]。当自旋阀结构为平行态时,极化电子受到的散射作用较小,自旋阀的电阻较低。反之,在反平行态的自旋阀结构中,极化电子受到较强的散射作用,很难通过自旋阀器件,从而呈现出较大的电阻。巨磁阻效应最早被应用于磁盘的磁头中。IBM公司在1997年利用巨磁阻效应生产的磁盘具有体积小且敏感度高的磁头,大大减少了磁盘中磁性材料的尺寸,使得磁盘的存储容量和读取速度都得到了显著提升。

1975年,Jullière在Co/Ge/Fe的磁隧道结发现了隧穿磁阻效应^[9]。从经典物理的角度来看,电子无法通过绝缘层到达另一侧磁性材料层。而从量子力学出发,由于量子隧穿效应,自旋极化电子有一定概率隧穿过磁隧道结的中间势垒层,隧穿概率和两磁性层的相对磁化方向相关,其可以由双电流模型来解释^[10]。如图1-3所示,当两磁性层的磁化方向平行时,多数和少数自旋子带的电子和另一侧多数和少数自旋子带的空态一一对应。因此,总的隧穿电流较大,器件显示出较小的电阻。相反地,当两磁性层的磁化方向反平行时,多数自旋子带的电子只能进入

到少数自旋子带的空态，而少数自旋子带的电子只能进入到多数自旋子带的空态，总的隧穿电流较小，器件显示出较大的电阻。由于电子隧穿的概率与铁磁层的相对磁化方向高度相关，隧穿磁阻效应能够实现的磁阻比率要高于巨磁阻效应。在室温情况下，隧穿磁阻效应能够实现 $MR > 100\%$ ，而巨磁阻效应仅能够实现 $MR < 100\%$ 。这表明磁隧道结在读取存储数据时更容易被CMOS电路的电信号感应到，基于磁隧道结的MRAM器件更适合用作片上存储器件。

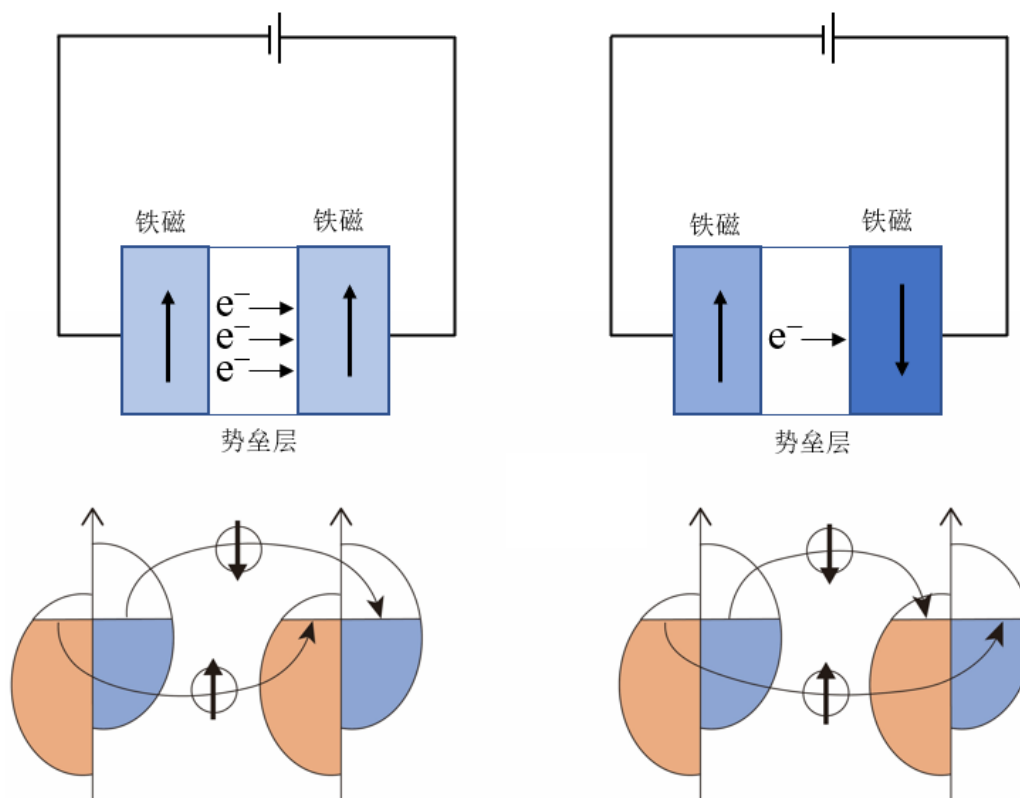


图 1-3 双电流模型

Figure 1-3 Two current model

在磁隧道结的两层铁磁层中，其中一层的磁化方向极难被改变，称为磁扎钉层(Pinned Layer)。另一层的磁化方向可以被外界磁场或者电流改变，称为自由层(Free Layer)。数据的写入是通过外加磁场或者电流改变自由层的磁矩方向实现的。第一代自旋阀结构为软磁层/非磁性层/硬磁层，被称为伪自旋阀(Pseudo Spin-Valve)^[11,12]。在伪自旋阀结构的两层铁磁材料中，硬磁层具有更大的矫顽力场，意味着磁化方向更难被外界激励改变。它的优点是结构简单，且硬磁材料的选择范围较广，可以根据应用场景选用不同性质的硬磁材料。然而，由于伪自旋

阀的硬磁层和软磁层之间存在着静磁耦合，软磁层的矫顽力场也会增加，提升了数据写入的难度。再加上其磁阻比率较低，CMOS传感器读取数据的难度很大，该结构逐渐被淘汰。1991年，IBM公司提出了铁磁层/非磁性层/铁磁层/反铁磁层的自旋阀结构^[13]。在该结构中，与反铁磁层相邻的铁磁层为扎钉层。如图1-4所示，由于反铁磁耦合，扎钉层和反铁磁层的界面处会产生一个交换场将扎钉层的磁矩严格地固定在易轴方向。同时，中间非磁性层的厚度被精心设计，消除了两铁磁层之间的耦合。因此，较小的外加磁场就可以改变自由层的磁矩方向，显著改善了数据的写入性能。基于IBM公司提出的自旋阀结构，科研人员后续提出了如今应用最为广泛的合成自旋阀 (Synthetic Spin Valve)结构^[14-16]。如图1-4(c)所示，扎钉层1和扎钉层2中夹杂了一层厚度在0.6nm到0.8nm之间的钉(Ru)金属，使得两层扎钉层之间产生了反铁磁耦合^[17,18]。同时，由于两者的净磁矩降低，薄膜中的退磁场也大幅度降低。得益于这两种效应的结合，合成反铁磁的扎钉层极其稳定。同时，反铁磁层与铁磁扎钉层之间的耦合作用能够进一步提供扎钉层的稳定性。

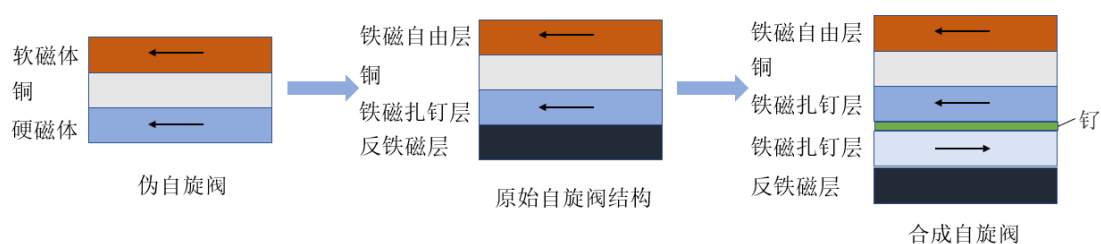


图 1-4 自旋阀结构的进化过程

Figure 1-4 The evolution of spin valve structure

1.2.2 STT-MRAM 工作原理

STT-MRAM 是利用自旋转移力矩翻转磁隧道结自由层来实现数据写入的非易失性磁随机存储器。当自旋极化电子经过自由层时，会与自由层的磁矩之间存在着交换耦合作用，自旋电子的自旋角动量会被自由层的磁矩吸收。当自旋角动量积累到一定阈值后，自由层磁矩将会发生翻转，从而实现数据的写入，同时电子的自旋方向也会被极化到与扎钉层相反的方向。这种自旋角动量交换产生的力矩被称为自旋转移力矩。在自旋阀或者磁隧道结器件中，扎钉层由于反铁磁耦合作用，磁矩方向十分稳定，极难发生改变。所以扎钉层可以起到类似于“光偏振片”的作用来极化电子；同时也可以起到类似于“滤波器”的作用，过滤掉与扎钉层磁矩方向不同的自旋极化电子^[19,20]。

基于上述原理，通过控制电流的输入方向，我们可以成功实现数据“0”或“1”的写入。当电流从扎钉层流入自由层，电子的运动方向相反，首先进入自由层。由于自由层厚度较薄，磁性较弱，几乎不会改变电子的自旋极化方向。此时，扎钉层起到“滤波器”的作用，只有自旋极化方向与扎钉层磁矩方向相同的电子能够通过。而与扎钉层磁矩方向相反极化的电子会反射回来，形成极化方向与扎钉层方向相反的自旋极化电流。该自旋极化电流在自由层与自由层磁矩发生角动量交换，从而使得自由层的磁矩方向与扎钉层磁矩方向呈反平行状态，写入的数据“1”。相反地，当电流从自由层流入扎钉层，电子运动方向为扎钉层到自由层，此时扎钉层起到了“偏振片”的作用。在扎钉层，电子的自旋会被极化到与扎钉层磁矩一致的方向。同时，由于强大的反铁磁耦合，扎钉层的磁矩方向不会受到影响，保持不变。经过扎钉层极化的自旋电子流到达自由层后，会与自由层磁矩发生交换耦合作用，对自由层磁矩施加自旋转移力矩，将自由层磁矩翻转到与扎钉层相同的方向，实现数据“0”的写入。从上述原理中可以看出，将磁隧道结由平行态翻转到反平行态对电子的利用效率低于从反平行态翻转到平行态，因此写入数据“1”需要的电流是大于写入“0”的。同时，中间非磁性层的厚度需要被严格控制，过大会扰动极化电流的极化方向，过小则容易被极化电流击穿，损毁器件。

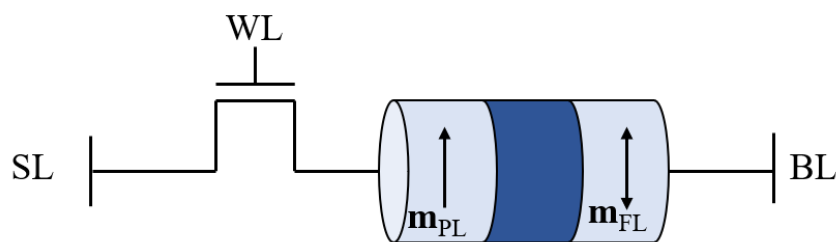


图 1-5 STT-MRAM 基础单元

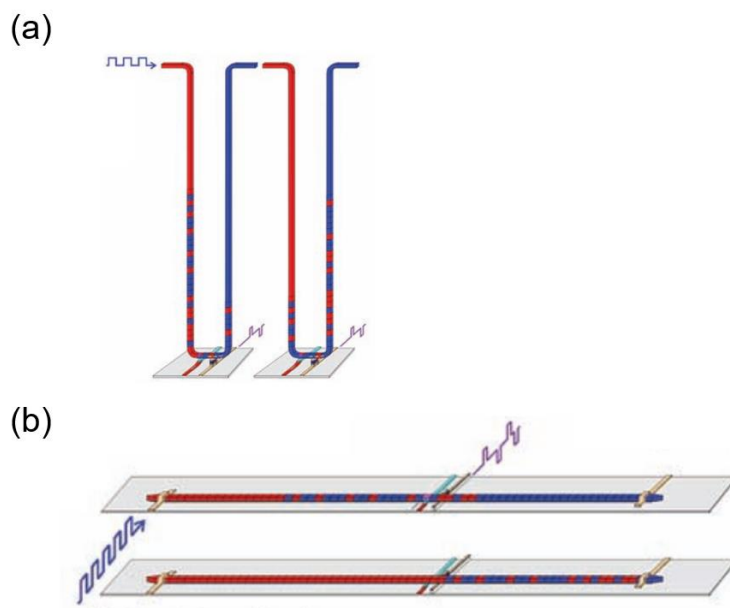
Figure 1-5 The basic bit-cell of STT-MRAM

一个最简单的 STT-MRAM 单元电路可由一个晶体管和一个磁隧道结组成，即 1T1MTJ 电路^[21-23]。如图 1-5 所示，通过基本单元中的晶体管栅极连接的字线 (Word Line, WL) 可以实现存储单元的寻址。当字线连接至 V_{DD} 时，晶体管连通，电流可以在位线 (Bit Line, BL) 和源线 (Source Line, SL) 之间流通，通过控制位线和源线电压，可以实现电流不同方向的流通，进一步实现了不同数据的写入。数

据的读取操作则有两种模式：电压感应模式(Voltage Sensing Scheme)和电流感应模式(Current Sensing Scheme)^[24-26]。以电压感应模式为例，当需要读取数据时，将字线连接至 V_{DD} 使得晶体管连通，并在电路中通过一个较小的读取电流， I_{read} 。此时，位线和源线之间会产生电压 V_{cell} 。通过电压感应放大器(Voltage Sense Amplifier)将 V_{cell} 与一个参考电压 $V_{reference}$ 比较。如果 $V_{cell} < V_{reference}$ ，表明磁隧道结的电阻较低，从而读取数据“0”。相反地，如果 $V_{cell} > V_{reference}$ ，则说明磁隧道结的电阻较高，读取数据为“1”。电流感应模式则是在位线和源线直接加一个较小的电压，通过电流感应放大器将单元中的电流与参考电流比较，从而判断存储数据为“1”或者“0”。

1.2.3 赛道存储器

赛道存储器(Racetrack Memory)是基于磁畴壁运动和磁隧道结的一种新型存储器^[4-6]。当铁磁体的半径超过80nm时，它的磁矩不会随着空间均匀分布，而是产生了不同方向的磁畴(Magnetic Domain)。在一个磁畴里，磁矩在空间上均匀分布，不同磁畴被磁畴壁(Domain Wall)隔开。在磁畴壁中，磁矩的方向是随着空间渐变的，它是不同磁畴之间的一个过渡形态^[27-29]。如图1-6(a)所示，赛道存储器的基本概念是通过控制长条铁磁体中磁畴壁的运动，使铁磁体中的磁畴与读取点下方的扎钉层组成磁隧道结来实现数据的读取和写入。赛道存储器的数据保留在长条铁磁体的磁畴中，而长条铁磁体可以向垂直方向折叠。这就意味着赛道存储器是一种三维器件，具有极高的存储容量。最近Parkin团队将剥离和转移技术与传统的二维器件制作工艺结合实现的三维赛道存储器已获得极大的发展，其以低廉的价格和优越的性能被认为是最新一代的存储器^[30]。然而三维赛道存储器的制备工艺难度极高，工序复杂，因此也可以考虑如图1-6(b)中的水平赛道存储器。即使是二维形态，它的信息存储密度仍然远高于几乎所有的固态存储。

图 1-6 (a)垂直; (b)水平赛道存储器^[4]Figure 1-6 (a)Perpendicular; (b) Horizontal Racetrack memory^[4]

赛道存储器的数据寻址便是通过磁畴壁运动来实现的^[31]。在数据读取点附近,另外存在驱动装置通过自旋轨道力矩(Spin Orbit Torque)驱动磁畴壁的运动^[32]。自旋轨道力矩是由自旋霍尔效应产生的自旋极化流与铁磁材料中的磁矩产生角动量交换耦合作用。在重金属/铁磁的双层薄膜中,当电荷电流水平经过重金属层时,根据自旋霍尔效应(Spin Hall Effect),会在垂直方向上产生自旋极化电流^[33,34]。自旋极化电流的极化方向与重金属材料选取和电荷电流之间的关系由下式给出:

$$\mathbf{J}_s = \theta_{SH} \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{J}_c \quad (1.2)$$

其中 \mathbf{J}_s 为自旋极化电流, $\boldsymbol{\sigma}$ 为自旋极化电流的极化方向, \mathbf{J}_c 为电荷电流。 θ_{SH} 为自旋霍尔角, 是由重金属材料本身性质决定的一个参数, 表征了重金属材料将电荷电流转化为自旋极化电流的能力。由自旋霍尔效应产生的自旋轨道力矩包含两部分, 分别是 $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$ 形式的类阻尼力矩(Damping Like Torque)以及 $\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}$ 形式的类场力矩(Field Like Torque), 其中 \mathbf{m} 为磁畴磁矩。在自旋霍尔效应中, 类阻尼力矩远大于类场力矩。除了自旋霍尔效应, 在结构对称性破坏的系统中(如重金属/铁磁/氧化物), 还存在着 Rashba 效应能够产生自旋轨道力矩^[35-38]。当电荷电流流过重金属层时, 由于电子在 \mathbf{k} 空间中分布不对称, 在器件的垂直方向产生了一个净有效电场, 并在垂直于电荷电流方向上引发了自旋密度不平衡, 在铁

磁和重金属界面处形成了自旋累积。累积的自旋极化方向与自旋霍尔效应中的自旋极化电流的极化方向一致，也记为 σ 。该自旋累积与铁磁中的磁矩之间存在交换耦合作用，产生了类阻尼力矩和类场力矩，且类场力矩远大于类阻尼力矩。

除却两种不同类型的自旋轨道力矩外，在长条状铁磁体中也存在着两种构型的磁畴壁：奈尔壁(Néel wall)和布洛赫壁(Bloch wall)^[39,40]。如图 1-7 所示，两者的区别在与磁畴壁中磁矩翻转的平面不同。对于奈尔壁，磁矩在 x - z 平面内翻转，而布洛赫壁则在 y - z 平面内翻转。这就意味着奈尔壁中心处的磁矩指向 x 方向，而布洛赫壁则指向 y 方向。长条状铁磁体的宽度决定了磁畴壁的类型^[41]。对于宽度较小的铁磁体，静磁能量主要由沿着 y 方向的面磁极(Magnetic Surface Pole)贡献，因此磁化方向指向 x 方向的奈尔壁的能量更低，结构更加稳定。相反地，当铁磁体的宽度持续增加到比磁畴壁的宽度更大时，沿着 x 方向的磁畴壁的对静磁能贡献更多，磁化方向指向 y 方向的布洛赫壁更加稳定。



图 1-7 布洛赫壁和奈尔壁的构型

Figure 1-7 The configuration of Bloch wall and Neel wall

从赛道存储器的工作原理我们得知，它的性能表现主要取决于驱动磁畴壁运动的电流密度大小和磁畴壁运动的速度^[4]。2013 年，A.V.Khvalkovskiy 等人提出了结合奈尔壁和自旋霍尔效应产生的类阻尼力矩可以实现高效稳定的单向磁畴壁运动^[42]。他们指出，只有当磁畴壁中心处的磁场或者有效场方向与邻近磁畴的磁化方向一致时，才会产生稳定的磁畴壁运动。而自旋霍尔效应产生的自旋电流极化方向在奈尔壁中心处产生的有效场为 $\mathbf{m} \times \sigma$ 。通常情况下，对于异质结构的奈尔壁器件， \mathbf{m} 和 σ 皆为面内方向，从而奈尔壁中心处有效场为垂直于面方向，

与垂直磁化的磁畴方向相同。因此，结合了自旋轨道力矩和奈尔壁的是目前最有潜力的实现赛道存储器的技术。

1.3 MRAM 的发展

1.3.1 STT-MRAM 的发展

最初的 MRAM 技术是通过外加磁场来翻转自由层的磁化方向。1996 年, IBM 公司推出了磁场翻转的磁随机存储器^[43]。在该器件中存在一条位线和一条附加写信息线。当附加写信息先通入电流时会在周围产生环形磁场, 位线和附加写信息线会产生磁场。这个环形磁场在磁隧道结的自由层处的方向被设计地刚好沿着易轴方向。然而两条信息写入线会占据大量的空间, 限制了器件尺寸的缩小。同时, 磁场驱动翻转的 MRAM 所需要的电流密度不会随着器件尺寸的降低而削减, 导致了较大的能耗。另外, 环形磁场很难被控制, 极容易意外地翻转邻近单元的自由层。这些问题皆是由磁场翻转 MRAM 本身特性带来的, 很难在磁场翻转的框架下解决。因此, STT-MRAM 应运而生了。

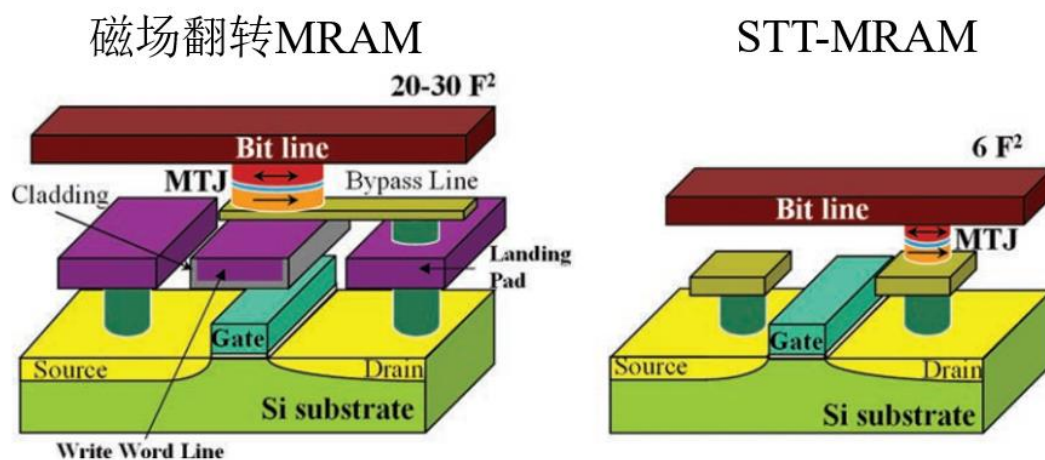


图 1-8 磁场翻转 MRAM 和 STT-MRAM 器件结构对比^[3]

Figure 1-8 The comparison of the structures of magnetic field switching MRAM and STT-MRAM ^[3]

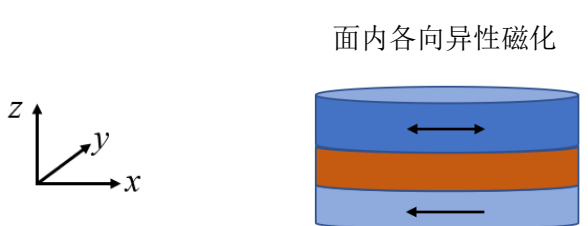
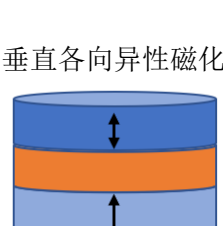
1996 年, Slonczewski 发现了一种新的自旋转移现象, 即在两个互相垂直的磁性层之间通过传输电流来实现磁矢量旋转, 从而改变磁性层之间的磁耦合^[19]。这是对自旋转移力矩的第一篇实验报道, 为 STT-MRAM 技术的发展奠定了基础。如图 1-8 所示, STT-MRAM 相比于传统 MRAM, 器件结构得到了优化, 它仅有

一条写入信息线，有利于器件尺寸缩小^[3]。同时，单个存储单元的翻转仅涉及到自身自由层的自旋角动量交换，不会对邻近单元产生影响。

第一代 STT-MRAM 的扎钉层和自由层的磁化方向都是面内各向异性的 (In-plane Magnetic Anisotropy, IMA), 即其磁各向异性易轴是在铁磁薄膜的面内方向^[44]。第二代 STT-MRAM 则是具有垂直各向异性 (Perpendicular Magnetic Anisotropy, PMA) 的铁磁层, 即其磁各向异性易轴垂直于铁磁薄膜^[45-47]。铁磁的磁化方向是由垂直各向异性 K_{\perp} 和形状各向异性 K_{shape} 之间的竞争所决定的^[45]。垂直各向异性起源于磁晶各向异性, 是由铁磁材料晶体结构引发的, 而形状各向异性起源于退磁场 (Demagnetizing field), 高度依赖于薄膜的三维尺寸。当易轴方向垂直于薄膜面时, 若 $K_{\perp} > K_{\text{shape}}$, 为保证各向异性能量最低, 铁磁薄膜倾向于垂直磁化。相反地, 若 $K_{\perp} < K_{\text{shape}}$, 薄膜倾向于面内磁化。在面内各向异性器件中, 形状各向异性占据了主导地位, 因此器件的形状被严格限制, 一般制成长宽比大于 2 的椭圆形; 而在垂直各向异性器件中, 由于磁晶体各向异性占主导地位, 器件形状影响较小, 因此可以制作成圆柱形状, 有利于实现最高的集成度, 降低制造工艺的难度^[48]。另一方面, 垂直各向异性器件中的磁各向异性场和退磁场是共线的, 自旋转移力矩在翻转过程中需要克服的磁场更小, 驱动电流相应也会减少^[49]。同时, 垂直各向异性器件还具有热稳定性更高, 功耗更低的优点。因此, STT-MRAM 的研究热点更多聚焦在垂直各向异性器件上。

表 1-2 面内和垂直磁化磁隧道结对比

Table 1-2 Comparison of In-plane and perpendicularly magnetized MTJ

	面内各向异性磁化	垂直各向异性磁化
		
自由层尺寸	长度>宽度>>厚度	长度≈宽度>>厚度
易轴方向	x	z
主导各向异性	形状各向异性	磁晶各向异性

垂直磁化薄膜材料主要分为四种: (1)Co/Pd 和 Co/Pt 等基于 Co 的铁磁多层

膜;(2) $L1_0(\text{Co,Fe})/(\text{Pt,Pd})$ 有序合金,如 FePt, FePd 以及 CoPt;(3)非晶态稀土过渡金属,如 GdFeCo 和 TbFeCo;(4)基于 CoFeB-MgO 的薄膜系统^[50]。其中,CoFeB-MgO 是最合适垂直磁隧道结的材料。CoFeB 具有极高的垂直各向异性,能够保证较高的热稳定性,同时其磁阻比率超过了 120%。MgO 作为 CoFeB 基垂直磁隧道结的中间层,它们的势垒相匹配,而且具有高自旋极化率和低阻尼系数,可以实现较低的翻转电流阈值。2010 年, S.Ikeda 等人在 Ta/CoFeB/MgO/CoFeB/Ta 的结构中,通过引入界面各向异性,在 1.5nm 厚度下的 CoFeB 中得到了垂直各向异性薄膜^[46]。在该结构中,存在着 CoFeB 与 MgO 之间的界面各向异性,它的强度取决于 CoFeB 材料的厚度。实验结果表明,体各向异性与退磁场产生的形状各向异性几乎相等,垂直各向异性完全来源于界面各向异性。仅仅通过调整 CoFeB 厚度,便可以得到垂直磁化薄膜,极大地降低了工艺难度。近年来,科研人员致力于通过调整制备工艺(如退火工艺),籽晶层(如 Ta 籽晶层)以及 Co、Fe 和 B 的配备比例来改善 CoFeB-MgO 基磁隧道结的阻尼系数和垂直各向异性来减小翻转电流和提高热稳定性,为垂直磁隧道结的实用性打下了可靠的基础^[51-55]。针对基于垂直磁隧道结的 STT-MRAM,世界各国的科技公司纷纷展开了商业化研究,2019 年韩国三星公司开始量产 1Gbit 嵌入式 STT-MRAM,其采用 1T-1MTJ 的单元结构,在 -40 至 105°C 的温度范围内得到了出色的读写性能,且在最高温度下工作寿命达到了 10 年^[56]。

1.3.2 赛道存储器的发展

另一种重要的 MRAM 赛道存储器的发展与磁畴壁运动技术的改进息息相关。根据驱动方式的不同,磁畴壁运动分为磁场驱动,自旋转移力矩驱动和自旋轨道力矩驱动三种种类。

首先被提出的是磁场驱动磁畴壁运动。由于磁性材料中的自旋相互作用和磁场的作用,当磁场方向与磁畴方向一致时,磁畴壁的磁化方向会逐渐与磁畴的磁化方向对齐。然而在该驱动方式下,磁畴壁运动的方向仅与外加磁场的方向有关,这导致了磁畴仅仅会收缩或者扩张而无法实现单方向的磁畴壁运动。

自旋转移力矩驱动则可以实现单向运动的磁畴壁运动。由于电子的自旋依赖性散射,大多数磁性材料中的电流是自旋极化的。在高自旋极化材料中,在平衡状态下,传导电子的自旋方向可以假定与磁畴磁矩方向一致。因此,当一个电子

穿过磁畴壁时，它的自旋方向从电子出发的磁畴的磁化方向改变为它进入的磁畴的磁化方向。电子自旋方向的变化可以看作是系统角动量的变化。为了保持角动量守恒，这种角动量的变化必须用其他方法来补偿。自旋转移力矩驱动磁畴壁运动的概念假设角动量的变化由磁畴壁的运动来补偿。也就是说，从电子传递过来的角动量引起了磁畴内磁矩的改变，从而导致磁畴壁运动。因此，自旋转移力矩驱动的磁畴壁运动方向是和导电电子的运动方向一致的。在该驱动方式中，根据施加电流密度的大小分为两个区域。当电流密度较小时，磁畴壁运动的速度会随着电流密度的增加线性提升。然而，当电流密度超过某个阈值，磁畴壁的位置会随着时间周期性来回波动，净运动速度急剧下降，这被称为沃克击穿(Walker Breakdown)，该阈值也被称为沃克击穿电流密度^[57]。实验数据表明，在线性区域内，自旋转移力矩驱动的磁畴壁速度最大能够达到 110m/s ^[58,59]。

2008 年，Moore 等人在 Pt/Co/AlO_x 的三层结构中发现了极其高效的磁畴壁运动，其速度能够 130m/s ^[60]。同样的器件结构，在 2011 年，Miron 等人得到了 400m/s 的磁畴壁运动速度^[32]。在两个实验中，铁磁的磁化方向都为垂直于面的方向。最初这些观察结果被归因于 Rashba 效应产生的有效场。该有效场可以帮助稳定布洛赫磁畴壁从而延缓沃克击穿的到来，允许通过传统的自旋转移力矩进行高速运动。然而，磁畴壁运动的方向与电子运动方向相反，与自旋转移力矩驱动理论不一致。同时，在对称结构 Pt/Co/Pt 的结构中，磁畴壁的运动是不存在的，这也说明了自旋转移力矩驱动的解释不合理。2013 年，Satoru 等人的实验表明，自旋霍尔效应能够高效驱动磁畴壁运动，且该磁畴壁运动仅能够通过具有特定手性的奈尔壁得到解释^[61]。在重金属/铁磁/氧化物的异质结中，由于结构反演对称性被破坏，会在铁磁磁矩之间产生 Dzyaloshinskii-Moriye 相互作用(DMI)。DMI 能量上更倾向于形成具有特定手性的奈尔壁。他们的实验表明，自旋霍尔效应产生的类阻尼力矩对布洛赫壁没有任何的驱动作用，而对特定手性的奈尔壁的驱动异常的高效。2013 年，A.V.Khvalkovskiy 等人对此给出了理论解释^[42]。他们指出只有当磁畴壁中心处的磁场或者有效场方向与邻近磁畴的磁化方向一致时，才会产生稳定的磁畴壁运动。在确立了自旋霍尔效应和 DMI 配合驱动手性奈尔壁运动的应用方案后，铁磁磁畴壁运动的机理研究便停滞不前。相反地，针对合成反铁磁和亚铁磁材料磁畴壁运动的研究不断取得突破。2015 年，Parkin 等人在合成

反铁磁中实现了 750m/s 的磁畴壁运动速度^[62]。在合成反铁磁中，由于反铁磁耦合，交换场产生了交换耦合力矩，该力矩能够大大提升磁畴壁运动的速度。而在稀土金属和过渡金属组成的亚铁磁合金或多层膜的磁矩之间能够表现出比合成反铁磁更强的反铁磁耦合。2018 年，Geoffrey 等人在补偿亚铁磁的角动量补偿温度附近实现了 1.3km/s 的磁畴壁运动速度^[63]。2020 年，Cai 等人在 GdCo 亚铁磁合金中，利用自旋轨道力矩实现了高达 5.4km/s 的磁畴壁运动速度^[64]。

1.4 本文研究的意义

伴随着半导体行业半个多世纪的发展，摩尔定律已经走到了它的瓶颈，逐渐失效。先进工艺驱动芯片微缩的同时，单个晶体管的成本不降反升，性能提升也逐渐趋缓。传统半导体行业利用电子的电荷运动承载信息的方式已经走到了发展的尽头。在后摩尔时代，电子的另一个性质自旋显得愈发重要。一方面，随着电子器件的尺寸持续缩小，电子的量子效应愈发不可忽视，而电子的自旋就是电子重要的量子效应之一。另一方面，为节省功耗，未来信息存储技术的趋势是非易失性存储技术，而电子的自旋可以运用于非易失性存储技术。因此，自旋电子器件是后摩尔时代极具潜力的新型电子器件。

结合了量子力学、微电子学和磁学的自旋电子学(Spintronics)是基于电子自旋的新兴学科，其利用外部磁场、电场和光控制电子的自旋运动，并通过电子自旋和磁性材料磁矩之间的相互作用，实现信息的传递、存储和读取。磁随机存储器作为自旋电子学最有应用潜力的器件之一，具有非易失性、高存储密度、低能耗和读写速度快等优点，是实现通用存储器的有力竞争者。此外，磁性存储器的应用前景并不局限于计算机架构中。例如在互联网和大数据新兴领域，广泛存在的传感器时刻搜集着数据，非易失性的磁性存储器可以大大减少数据存储功耗。同时，磁性存储器在军事应用方面也大有可为，如在高辐射，高温等恶劣环境下，高性能军事计算机、导弹、火箭、飞行系统和军事卫星的数据存储系统。

磁随机存储器目前最有希望投入应用的为基于磁畴壁运动的赛道存储器和基于磁隧道结的 STT-MRAM。前者的读写性能高度依赖于磁畴壁的运动。如前文分析，自旋轨道力矩仅能够驱动奈尔磁畴壁运动，且运动的速度很难再提升。而 STT-MRAM 目前大都采用垂直磁隧道结作为基础元件。垂直磁隧道结在室温下具有较好的性能表现，然而在高温和低温情况下分别面临着热稳定性下降和翻

转电流密度增加的问题，限制了其在实际应用中的应用场景。本文针对赛道存储器提出了垂直极化电流驱动磁畴壁运动，在这种新的驱动机制下，磁畴壁的构型不再受到限制，且磁畴壁的运动速度能够得到极大地提升。针对垂直磁隧道结的工作温度范围问题，本文创新地提出了利用易锥磁隧道结替代垂直磁隧道结的方案，成功得到了更宽的工作温度范围。以上两项研究对磁随机存储器的设计起到一定的指导作用。

1.5 本文研究的目的及内容

本文旨在利用数值模拟计算的方法，使用微磁学模型和宏自旋模型研究两种磁随机存储器：STT-MRAM 和赛道存储器。针对两种不同存储器面临的技术问题，提出可行的解决方案，并对这些方案进行仿真研究，为器件的实验研究提供理论基础和技术研究。研究内容如下：

1. 赛道存储器的性能取决于驱动磁畴壁运动的电流密度大小和磁畴壁运动的速度。同时，理论指出，自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动只存在于奈尔壁中，如何实现所有类型磁畴壁的运动也具有相当的研究价值。本文提出利用垂直极化的自旋电流产生的自旋轨道力矩能够实现高效，且不拘束于磁畴壁类型的磁畴壁运动，并使用微磁学模型对磁畴壁的运动速度和电流密度进行了仿真模拟。

2. 基于垂直磁隧道结的 STT-MRAM 的写入性能受温度影响较大，在高温时其热稳定性急剧下降，在低温时其翻转电流增加。本文提出利用易锥磁隧道结代替垂直磁隧道结可以大幅度提升 STT-MRAM 在不同温度下的表现，且性能在温度变化时波动更小。对此，本文对两种器件在不同温度下的临界翻转电流密度、翻转时间、过载电流密度以及写入错误率进行了对比仿真模拟。

第 2 章 磁性系统的数值模拟模型

随着人类对磁学理论的深入研究，经典磁学理论已经初步成型。同时，新的物理现象层出不穷，丰富着对磁学的研究认知。计算技术的飞速发展对磁学的模拟研究提供了重要工具。依托于微磁学和宏自旋模型，我们能够根据能量最小化原理，对自旋电子器件中铁磁材料的内部结构和磁矩分布有清晰的认识。同时，根据磁动力学方程，磁矩的进动，磁畴壁的运动和成核过程等也能够计算得到。

2.1 微磁学模型

微磁学模型是解决磁学系统静力学和动力学的重要工具。1935 年，朗道和栗弗席兹首次提出了描述磁矩动力学的 Landau-Lifshitz 方程。然而，由于该方程为偏微分方程，计算难度巨大，无法广泛地应用到实际问题中去。为了计算磁动力学方程，在 1950 至 1960 年代期间，布朗首次提出了“微磁学”概念，并使用计算磁学解释了薄膜材料中的磁畴壁运动。后续研究中，科研人员相继提出了利用有限差分方法和快速傅里叶变换来进行磁学计算，进一步完善了微磁学仿真^[65,66]。随着磁学研究的深入，磁性系统变得越来越复杂，微磁学计算量日益增加。得益于计算机软件和硬件的突破，微磁学计算逐渐程序化。科研人员基于不同的计算方法和硬件设计，开发出了各类微磁学计算软件。微磁学模拟也得到了广泛地使用和认可，出现在越来越多的科研文献报道中。

微磁学仿真的基本原理是从能量最小化和磁动力学方程出发，求解磁性系统中的磁矩演化和分布。在数值模拟中，第一步是把磁性系统离散化，利用离散化后的基本单元来近似表征连续系统。在磁学仿真中，离散方法主要有两类：有限差分法和有限元法。有限差分法将正方体作为离散化后的基本单元，因此其对薄膜和立方体结构的表征精度较高。有限元法以四面体为基本单元，在处理球类等曲面图形时更具有优势。目前，使用最多的微磁学软件 oommf 和 Mumax³ 皆是使用了有限差分法。对系统离散化后，微磁学软件需要对系统中的能量进行计算，从而求得使系统能量最低的磁化分布。因此，对于磁学系统中需要考虑的能量，需要通过数学表达才能够进行计算。

2.1.1 微磁学系统中的能量

在铁磁材料中，我们主要需要考虑交换能(Exchange energy)、各向异性能(Anisotropy energy)、静磁能(Demagnetizing energy)和兹曼能(Zeeman energy)。

磁性相互交换作用是指在磁性物质中相邻的原子之间的相互作用^[67]。这种相互作用是由于原子中的电子自旋和轨道运动引起的。当原子之间的电子自旋方向相同时，它们的相互作用会导致磁性物质的磁化。这种磁化可以在没有外部磁场的情况下发生，因为相邻的原子之间的相互作用会引起彼此之间的电子自旋方向的同步。当磁性物质中的相邻原子之间的电子自旋方向不同时，它们的相互作用会抵消，从而减弱磁性物质的磁化。磁性相互交换作用在固体磁性物质中起着重要作用，可以解释固体磁性物质的许多性质，如磁化强度、磁畴结构等。相互作用产生的交换能可由下式表示：

$$\varepsilon_{\text{ex}} = -2J_{\text{ex}} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2。 \quad (2.1)$$

其中， \mathbf{S}_1 和 \mathbf{S}_2 分别为两个晶格的磁矩方向， J_{ex} 为晶格之间的交换常数。当 J_{ex} 为正数时，若要使交换能最小，则 \mathbf{S}_1 和 \mathbf{S}_2 之间应相互平行，即不同晶格的磁矩方向平行排列，对应铁磁材料。当 J_{ex} 为负数时， \mathbf{S}_1 和 \mathbf{S}_2 之间应反平行，即相邻晶格的磁矩方向呈反平行排列，对应反铁磁材料。从交换相互作用我们可以求得其有效场为：

$$H_{\text{ex}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \left(\frac{\delta \varepsilon_{\text{ex}}}{\delta m} \right) = \frac{2A}{\mu_0 M_{\text{sat}}} (\nabla^2 m), \quad (2.2)$$

这里， A 表示交换作用强度，与材料晶格的尺寸和结构有关； μ_0 为真空磁导率； \mathbf{m} 为归一化的原子磁矩。可以看出，交换场倾向于使邻近磁矩平行排布。因此磁畴壁的形成过程是会消耗能量的。

在一些如 Pt/Co/AlO_x 的对称性被破坏的结构中，还存在着 Dzyaloshinskii-Moriye 相互作用^[61,68]。DMI 为自旋轨道耦合的一种形式，描述了自旋轨道耦合导致的自旋旋转效应。其能量可表示为

$$\varepsilon_{\text{ex}} = -D_{12} \mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2, \quad (2.3)$$

其中 D 为 DMI 作用常数，表征了 DMI 作用的强度。分析能量可知，DMI 倾向于使晶格之间的磁矩呈垂直状态。然而，DMI 作用是一种高阶作用效果，相对于交换相互作用弱两个数量级。因此，当两种相互作用皆存在时，DMI 仅

会使得相邻自旋之间存在一定的夹角。这个夹角对磁畴壁类型分布、斯格明子的形成等有重要影响^[69,70]。

在铁磁材料中，存在着一条易轴。当铁磁材料的磁化方向沿着易轴方向时，铁磁能量最低，垂直易轴方向时，铁磁能量最高。以垂直于面的易轴为例，该种各向异性主要可表达为：

$$\varepsilon_{\text{anis}} = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + K_{u3} \sin^6 \theta + \dots \quad (2.4)$$

其中， θ 为磁矩和磁各向异性易轴之间的夹角； K_{un} 为 n 阶各向异性常数。通常情况下，一阶项 K_{u1} 相比于高阶项大很多，因此我们只需要考虑一阶各向异性。对于常见椭圆柱型磁隧道结，一阶各向异性主要包含三部分：磁晶各向异性能，形状各向异性能和界面各向异性^[45]。

$$K_{u1} = K_b - \frac{\mu_0}{2} M_{\text{sat}}^2 + \frac{K_i}{t} \quad (2.5)$$

其中， K_b 为磁晶各向异性常数。磁晶各向异性起源于电子的轨道运动和磁性晶体晶格间强烈的耦合作用。在磁性晶体中，晶格结构的非对称性会进一步加强自旋轨道耦合效应，从而导致了在不同方向上的磁矩具有不同的磁性能；第二项代表形状各向异性，即当铁磁材料的形状不同时，其磁化方向也会发生改变。形状各向异性来源于静磁能，而静磁能高度依赖于铁磁材料的形状；第三项为界面各向异性，例如在 CoFeB-MgO 界面中，自旋轨道耦合会倾向于使 CoFeB 的磁化方向沿垂直于面的方向。这种界面效应起源于 Fe 原子的 3d 轨道和氧原子 2p 轨道杂化，与铁磁材料的厚度高度相关。因此我们可以通过减小铁磁体厚度来实现较强的垂直各向异性。三种各向异性的竞争决定了铁磁材料的磁化方向。当 K_{u1} 为正数时，磁体整体呈垂直磁化，当 K_{u1} 为负数时，磁体整体呈面内磁化。仅考虑一阶项的各向异性场可表达为：

$$H_{\text{anis}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \left(\frac{\delta \varepsilon_{\text{anis}}}{\delta m} \right) = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M_{\text{sat}}} m_z \cdot \mathbf{z}, \quad (2.6)$$

这里， m_z 为归一化磁矩垂直于面方向分量。由式(2.6)可以看出，各向异性场的存在使得铁磁自发磁化于垂直于面方向，是磁矩翻转中需要克服的磁场之一。静磁能指在磁场中，磁体和磁场之间相互作用的能量。对于铁磁体，自身会产生磁场，因此存在自身静磁能。对于磁化强度空间分布为 $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ 的铁磁，其自身静

磁能由体积分表示：

$$E_{\text{mag}} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M}(r) \cdot \mathbf{H}_d(r) d^3r. \quad (2.7)$$

其中， \mathbf{H}_d 表示退磁场。在一个均匀磁化的铁磁体中，其磁化方向指向于各向异性场的方向。然而，磁体本身是倾向于退磁化的，即存在退磁场 \mathbf{H}_d ，其方向与磁体磁化方向相反。对于一个均匀磁化的铁磁体，静磁能总是大于零的，不满足能量最低原理。因此，在磁体中倾向于形成磁畴来降低静磁能。静磁能的计算主要利用离散法。首先将磁体离散化为 N 个正方体单元，每个单元的磁矩相等且位于单元正中心。假设单元内磁矩大小为 $\boldsymbol{\mu}_i$ ，则距离单元位移为 \mathbf{r} 处的磁场为：

$$\mathbf{H}_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - r^2\boldsymbol{\mu}_i}{r^5} \right]. \quad (2.8)$$

单元 i 和 j 之间的静磁能密度可表示为：

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{mag}} &= \frac{E_{\text{mag}}}{V} = -\frac{1}{2V} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (\mathbf{H}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j) \\ &= -\frac{\mu_0 V}{8\pi} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{3(\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{M}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}) - r_{ij}^2 (\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{M}_j)}{r_{ij}^5} \end{aligned} \quad (2.9)$$

这里， \mathbf{r}_{ij} 为两个单元之间的相对位置矢量， V 是正方体单元的体积。将该公式对 $N \times N$ 个磁矩对进行遍历加和便能够得到磁体的总静磁能。不同于磁各向异性能、兹曼能(它们是局部的)和交换能(短程的，与邻近磁矩的相互作用最为显著)，静磁能是长程相互作用。即使是距离无限远处的单元，其带来的静磁能也不能够被忽略。因此，静磁能的计算是微磁模拟中最为消耗计算时间和计算资源的。同时，体积越大的铁磁体，其静磁能计算也更为复杂，耗时更长。

兹曼能是由于外磁场与磁矩之间的相互作用产生的能量。它与静磁能相似，只不过磁场是外磁场 \mathbf{H}_{ext} 而非内部的退磁场 \mathbf{H}_d 。兹曼能的表达形式为

$$E_{\text{zec}} = -\mu_0 \int_V \mathbf{M}(r) \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}(r) d^3r. \quad (2.10)$$

2.1.2 微磁学系统的动力学

1935 年，朗道和栗弗席兹分别首次提出了描述磁矩在外部磁场作用下运动的 Landau-Lifshitz 方程，该方程包含了磁矩进动和阻尼运动两部分^[71]。本文给出

推导。假设磁矩 \mathbf{M} 处于磁场 \mathbf{H}_{ext} 中，其会受到力矩 \mathbf{T} 的作用：

$$\mathbf{T} = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}}。 \quad (2.11)$$

在力矩 \mathbf{T} 的作用下，磁矩的角动量 \mathbf{L} 会随时间变化，变化速率等于力矩的大小，即：

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}}。 \quad (2.12)$$

将磁矩与角动量之间的关系 $\mathbf{M} = -\gamma \mathbf{L}$ (γ 为旋磁比) 带入至 2.12 式中可得方程：

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}}。 \quad (2.13)$$

由 2.13 式我们可以得知在外部磁场 \mathbf{H}_{ext} 作用下，如图 3-1 所示，磁矩 \mathbf{M} 将会围绕 \mathbf{H}_{ext} 做无休止的进动。然而现实情况中，磁矩的进动引发磁振子的激发，消耗能量。磁矩将会受到阻尼力矩的作用逐渐靠近 \mathbf{H}_{ext} ，并最终停止运动与其同向。该阻尼项 \mathbf{T}_{damp} 的表达形式为：

$$\mathbf{T}_{\text{damp}} = -\frac{\alpha \gamma \mu_0}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}})。 \quad (2.14)$$

其中 α 为阻尼系数。自此我们得到了 LL 方程：

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{\alpha \gamma \mu_0}{M_{\text{sat}}} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}})。 \quad (2.15)$$

LL 方程另一种表达形式为 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程，其表达式为：

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}} + \frac{\alpha}{M_{\text{sat}} (1 + \alpha^2)} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}。 \quad (2.16)$$

LLG 方程相比 LL 方程更加直观，因为它包含了表示减缓磁矩运动的阻尼项，而 LL 方程中阻尼项以力矩的形式出现。通常情况下，阻尼系数 α 远小于 1，因此 LLG 方程可以改写为：

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ext}} + \frac{\alpha}{M_{\text{sat}}} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}。 \quad (2.17)$$

在 2.17 式两边同时在左边叉乘磁矩 \mathbf{M} ，能够得到式 2.15。这说明 LL 方程与 LLG 方程实际上是等价的。在等式两边同时除以 M_{sat} 可以得到关于归一化磁矩 \mathbf{m} 的 LLG 方程：

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{ext}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}。 \quad (2.18)$$

使用归一化磁矩表达的 LLG 方程能够更好地描述磁矩的方向信息，便于对磁矩运动的计算，而磁矩的磁化强度信息包含在饱和磁化强度 M_{sat} 中。

1996 年，Slonczewski 和 Berger 分别提出了自旋转移作用，即自旋极化电子与磁矩之间存在角动量交换作用，而磁矩角动量的变化正对应于自旋转移力矩。自旋转移力矩包含两部分，形式为 $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p})$ 的类阻尼力矩和形式为 $\mathbf{m} \times \mathbf{p}$ 的类场力矩，这里 \mathbf{p} 为磁扎钉层的磁矩方向。因此，我们需要在 LLG 方程中加入自旋转移力矩才能够描述自由层磁矩的运动：

$$\mathbf{T}_{\text{STT}} = -\gamma a_j \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + \gamma b_j \mathbf{m} \times \mathbf{p}。 \quad (2.19)$$

其中 $a_j = \frac{JPh}{2etM_{\text{sat}}}$ ， $b_j = \epsilon a_j$ ， J 为流过磁自由层的电流密度， P 为自由层极

化率， \hbar 为约化普朗克常数， e 为电子电荷， t 为自由层厚度， ϵ 为类场力矩和类阻尼力矩之间的比例。将自旋转移力矩代入至 LLG 方程中可以得到 Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski 方程：

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} - \gamma a_j \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + \gamma b_j \mathbf{m} \times \mathbf{p} \quad (2.20)$$

在式 2.21 两边同时在左边叉乘 \mathbf{m} 可得：

$$\begin{aligned} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} &= -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha\mathbf{m} \times \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) \\ &\quad - \gamma a_j \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p})] + \gamma b_j \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

化简可得：

$$\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) - \alpha \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \gamma a_j (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + \gamma b_j \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p})。 \quad (2.22)$$

将 2.22 式代入 2.21 式，化简可得

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}}{dt} &= -\frac{\gamma\mu_0}{(1+\alpha^2)}\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma\mu_0\alpha}{(1+\alpha^2)}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \\ &\quad + \gamma \frac{\alpha b_j - a_j}{(1+\alpha^2)}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + \gamma \frac{b_j + \alpha a_j}{(1+\alpha^2)}\mathbf{m} \times \mathbf{p} \end{aligned} \quad (2.23)$$

在 2.23 式中，第一项和第二项分别为由自由层受到的有效场作用导致的进动和阻尼项。该有效场包括了交换场、各向异性场、退磁场以及外加磁场。第三项和第四项为自旋转移力矩导致的阻尼和进动项，即自由层磁矩运动包含围绕扎钉层磁矩进动和阻尼运动两部分，其中对磁矩翻转起主要作用的为阻尼项。不难发现，阻尼运动项中，类场力矩导致的进动项多了一个系数，阻尼系数 α 。通常情况下， $\alpha \ll 1$ ，这说明磁矩的翻转主要是类阻尼力矩起作用。当通入磁隧道结的电流足够大时，根据电流通入的方向，自由层磁矩会逐渐翻转，与扎钉层磁矩呈平行或者反平行的状态。

2.1.3 微磁学理论的局限

微磁学技术在长足发展中，其在部分磁学问题计算仿真中的正确性已经得到了实验的验证。然而，任何理论都有其适用范围，微磁学也并不能解决所有磁学问题。微磁学的局限主要来源于三个方面：离散法的局限，微磁学理论的局限以及物理学理论的局限。

微磁学理论运用有限元法或者有限差分法将现实世界中的连续系统离散化，通过对离散后的单元网格进行计算后总和，能够得到精确地模拟出系统的空间和时间依赖的磁化分布。然而，离散化的前提是在仿真设定的空间尺度和时间步长上，磁化分布变化不会过于剧烈。对于某些剧烈变化的实验现象，离散化后并不能很好地表征出磁性系统。诚然，我们可以通过增加采样点，减小单元网格的空间尺度和时间步长来提升仿真计算的准确性。然而，这将消耗大量的计算时间和计算资源，在实际操作中成本太高。

微磁学理论的一个基本假设是磁化强度在原子晶格尺度上缓慢变化。在铁磁系统中，由于交换作用，邻近晶格的磁化方向平行排布，因此微磁学理论能够适用于铁磁系统的静力学和动力学。然而对于亚铁磁或者反铁磁系统，其邻近晶格的磁化强度不相等或者磁化方向为反平行状态，更适用原子自旋模型，而微磁学理论便不再适用计算其动力学。

微磁学理论里的任何作用都是基于磁学物理理论的，微磁学的发展依托于磁学发展。从最初的 LL 方程计算磁矩的进动和阻尼运动开始，新的物理效应如自旋转移力矩、自旋轨道力矩和 DMI 等不断作为新的作用项加入到微磁学理论中。因此，微磁学能够仿真的系统中。所有物理效应必须已被磁学物理认知，并用数

学方法表达出来。

2.2 宏自旋模型

宏自旋模型(Macrospin)是另一种描述较为简单的磁性系统行为的物理模型^[72-74]。通常情况下,当铁磁体的直径小于80nm时,铁磁体的磁化强度在空间上均匀分布,因此可以将磁性材料视为一个大的自旋体。这个自旋体的自旋状态仅存在两个可能的取值(通常为上下自旋方向)。对比微磁学模型,宏自旋模型处理的系统相对简单,不需要考虑磁矩的空间分布,只需要计算求解时间依赖性的磁动力学。同时,由于宏自旋模型中只考虑一个总磁矩,我们仿真磁性系统时主要考虑作用于磁矩的磁场和自旋转移力矩即可,而非花费大量时间计算其各项磁性能量。通过解得含有有效场和自旋转移力矩的LLGS方程,可以高效得到磁矩的运动状态。

2.2.1 宏自旋系统中的磁场

在宏自旋模型中,我们需要考虑的磁场包括:各向异性场、退磁场和外加磁场,交换作用场在这里可以忽略。如图2-1(a)所示,由于原子磁矩空间上均匀分布,即相邻原子磁矩总是平行排布,铁磁交换能始终处于最小值,不随时间改变,因此在宏自旋模型中可以忽略交换磁场。而外部磁场可直接由矩阵形式引入到LLG方程中的有效场中,形式比较简单。各向异性场和退磁场的引入则需要考虑系统的本身磁学性质。

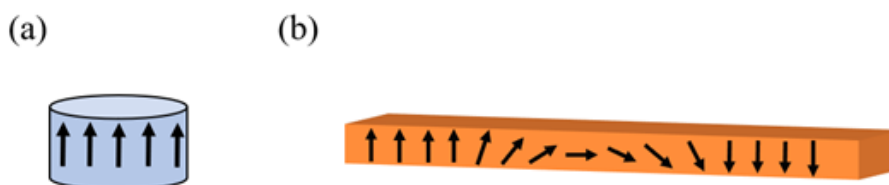


图 2-1 (a)宏自旋模型模拟对象;(b)微磁模型模拟对象

Figure 2-1 The simulation object of (a) Macrospin model (b) Micromagnetic model

在宏自旋模型中,各向异性场的计算也与微磁学模型不同,其只需要考虑体各向异性性和界面各向异性,形状各向异性直接包含在退磁场中。需要注意的是,磁矩是垂直于面或者面内方向仍然可以通过式 2.5 判断,但是在模型的计算中,

各向异性场只包含一阶各向异性(特殊情况下包含二阶各向异性)和界面各向异性。对于易轴垂直于面的铁磁体, 其各向异性场可以由式 2.6 给出。

退磁场起源于静磁能, 是铁磁体自身退磁化的体现。在微磁学模型中, 静磁能计算十分复杂, 消耗大量计算资源和计算时间。最主要的原因是磁矩的空间不均匀分布以及静磁能是长程作用, 每一个磁矩之间的相互作用都需要计算。然而在宏自旋模型中, 由于只含有一个总磁矩, 我们只需要考虑与总磁矩方向始终相反的退磁场的计算即可。退磁场表达式为:

$$\mathbf{H}_{\text{demag}} = -4\pi M_{\text{sat}} \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

其中, m_x 、 m_y 和 m_z 分别为单位磁矩在 x , y , z 三个方向上分量。 N_x , N_y , N_z 分别为在 x , y , z 方向上的退磁因子, 他们满足 $N_x+N_y+N_z=1$ 。退磁因子由铁磁体的形状决定, 在某一方向上的退磁因子与铁磁体在该方向的尺寸成反比。例如对于薄膜铁磁来说, 其厚度在几个纳米之间, 即在 z 方向的尺寸远远小于另外两个方向, 因此 N_z 远大于 N_x , N_y , 一般在 0.85-0.95 之间。退磁因子的尺寸依赖性正是形状各向异性的来源。对于垂直磁化的铁磁体, 其 m_x 与 m_y 皆为 0, 此时可将退磁场转换为如式 2.6 的形式:

$$\mathbf{H}_{\text{demag}} = \frac{2K_{\text{u,demag}}}{\mu_0 M_{\text{sat}}} m_z, \quad K_{\text{u,demag}} = -2\pi\mu_0 N_z M_{\text{sat}}^2 \quad (2.25)$$

通过单位的转换, 式 2.25 中的 $K_{\text{u,demag}}$ 与式 2.5 中的形状各向异性常数是等价的。

2.2.2 宏自旋系统的数值计算

在宏自旋模拟, 磁矩的状态全部由解 LLGS 方程得到。当我们设定好磁性材料参数和外界激励后, 相应的各向异性场、退磁场、外部磁场以及自旋转移力矩都能够被计算出来。再将磁场和力矩代入到 2.24 式后, 通过解 LLGS 方程, 得到稳定状态下的磁矩。LLGS 方程为微分方程, 这个方程可以用许多数值方法来求解。欧拉方法(Euler method)是最直接的一种, 其解的形式为 $y_{t+1}=y_t+hf(y_t, t)$ 。然而即使使用非常小的步长 h , 在欧拉方法中使用直线切线也不可避免地在大量计算步骤中造成误差积累。这种情况可以通过四阶龙格-库塔法(Fourth-order

Runge-Kutta method, RK4)来改善^[75]。

RK4 是应用于求解显式微分方程的重要数值方法，其计算步骤可由下式表示：

$$\begin{aligned}
 k_1 &= f(y_t, t) \\
 k_2 &= f\left(y_t + \frac{h}{2}k_1, t + \frac{h}{2}\right) \\
 k_3 &= f\left(y_t + \frac{h}{2}k_2, t + \frac{h}{2}\right) \\
 k_4 &= f(y_t + hk_3, t + h) \\
 y_{t+1} &= y_t + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \tag{2.26}
 \end{aligned}$$

RK4 方法存在一定的局限性。在某些系统中，LLG 方程的解变化极快，对此，显式方法不再可靠而需要采用隐式方法。但是对于宏自旋这种较为简单，且不会发生突变的系统，RK4 方法可以很好地解决动力学问题。因此，在本文对磁隧道结的仿真中，主要利用宏自旋模型，采用 RK4 方法解 LLGS 方程。

2.3 本章小结

随着磁学的发展，计算机辅助研究的重要性愈发显著。针对复杂磁学系统的微磁学模型，利用有限元法或有限差分法将连续系统离散化，并将磁学系统中的交换作用场、各向异性场、退磁场以及外加磁场进行数学表征，通过解磁动力学 LLGS 方程，能够解决大部分铁磁系统的物理问题。然而，受限于离散法以及微磁学理论，针对诸如亚铁磁或者反铁磁系统，由于其邻近晶格的磁化强度不相等或者磁化方向为反平行状态，微磁学模型不再适用于计算而应改用更加合适的原子自旋模型。同时，微磁学理论里的任何力矩和磁场都是基于磁学物理理论。因此微磁学理论无法发现任何新的物理效应。对于尺寸较小，磁学性质较为简单的系统，宏自旋模型是一个能够很好地描述磁性系统行为的物理模型。当铁磁体的直径小于 80nm 时，铁磁的磁畴在空间中均匀分布，因此无需考虑交换作用场。宏自旋模型对于磁隧道结的仿真十分重要，在本文中，利用宏自旋模型，通过 RK4 方法解 LLGS 方程，磁性系统的动态行为能够被精确地计算出。

第3章 垂直极化电流驱动磁畴壁运动

电流驱动的单向磁畴壁运动催生了赛道存储器的概念。赛道存储器是一种天生的三维器件，在超密集数据存储技术上极具潜力。赛道存储器的写入性能高度依赖于磁畴壁运动的速度(v_{DW})，因此科研人员对提升 v_{DW} 进行了大量研究。基于自旋电子和局部磁矩之间的角动量交换，自旋转移力矩使 v_{DW} 达到了 110m/s ^[59,60]。后来发现，在重金属和垂直铁磁异质结构中产生的自旋轨道力矩能够有效地驱动磁畴壁运动达到 400m/s 的速度^[32]。然而在自旋霍尔效应驱动奈尔壁运动的过程中，存在速度饱和问题。同时，该驱动机制对磁畴壁类型有着严格的限制。为解决上述问题，在本文中，我们证明了利用垂直极化自旋电流产生的类场力矩，垂直磁化的布洛赫壁和奈尔壁都能够被高效地驱动。

3.1 自旋霍尔效应驱动奈尔壁

3.1.1 磁畴壁运动机制

在传统重金属/铁磁异质结中通入电流时，由于自旋霍尔效应，在垂直方向上会产生自旋极化电流。如图 3-1(a)所示，当电子电流沿 x 方向注入重金属，产生的自旋极化电流会沿 z 方向注入到铁磁体时，由于薄膜平面的旋转对称性，自旋极化电流的极化方向被限制在 y 方向上，即 σ_y 。类似于自旋霍尔效应，Rashba 效应也能够铁磁和重金属界面处产生 σ_y 。需要强调，只有当磁畴壁中心处的磁场或者有效场方向与邻近磁畴的磁化方向一致时，才会产生稳定的磁畴壁运动^[43]。对于垂直磁化的铁磁体，磁畴壁中心处的磁场方向必须沿着 z 方向才能够驱动磁畴壁运动。自旋霍尔效应主要引入类阻尼力矩 $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \sigma_y)$ ，该力矩对应的有效磁场 $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 的形式为 $\mathbf{m} \times \sigma_y$ 。在奈尔壁中心处的磁矩 \mathbf{m} 指向 x 方向，在中心的 $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 指向 z 方向；布洛赫壁中心处的磁矩 \mathbf{m} 指向 y 方向，在中心处不存在有效场。因此，只有奈尔磁畴壁可以被类阻尼力矩有效地驱动， v_{DW} 则由 $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 的强度决定。在自旋霍尔效应驱动的磁畴壁运动中， $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 的大小与奈尔壁中心处磁矩的 x 分量， m_x ，密切相关。在磁动力学过程中，如果 m_x 减小， $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 相应地也会降低，从而导致较小的 v_{DW} 。Rashba 主要产生类场力矩 $\mathbf{m} \times \sigma_y$ ，对应的有效磁场

$\mathbf{H}_{\text{eff,FLT}}$ 的形式为 σ_y 。无论是对于奈尔壁还是布洛赫壁，在磁畴壁中心处， $\mathbf{H}_{\text{eff,FLT}}$ 都指向 y 方向，不能够驱动磁畴壁运动。因此，自旋转移力矩驱动的磁畴壁高效运动受限于一定的磁畴壁构型和驱动机制，限制了材料选择和器件设计的自由度。

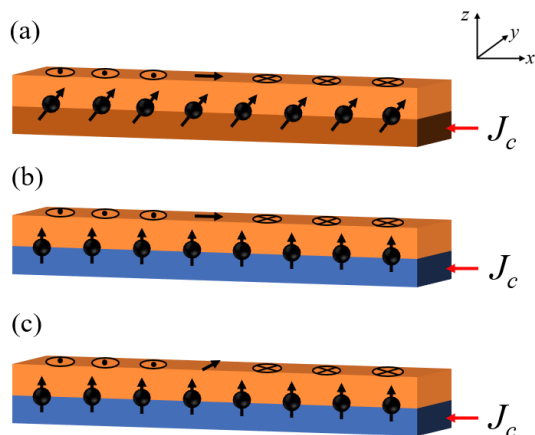


图 3-1 (a)自旋轨道力矩驱动奈尔壁运动(b) σ_z 驱动奈尔壁运动(c) σ_z 驱动布洛赫壁运动

Figure 3-1 (a) Spin orbit torque driven Neel wall motion (b) σ_z driven Neel wall motion (c) σ_z driven Bloch wall motion

磁畴壁运动可以理解为磁畴和磁畴壁不断交替生成的过程。如图 3-2 所示，当 $t=t_1$ 时，假设其系统受到的有效场沿着 $+z$ 方向，则磁畴壁区域中的磁矩会向 $+z$ 方向翻转。因此，在 $t=t_2$ 时刻，此时两个磁畴之间只存在沿着 $+x$ 方向的磁矩，磁畴之间过渡十分剧烈。在交换作用能和静磁能的影响下，磁畴壁之间需要形成磁畴壁。在 $t=t_2$ 到 $t=t_3$ 时间段内，磁畴壁形成，磁畴壁中心从 $t=t_1$ 的位置向右边移动了一位。可以看出，磁畴壁的运动并非真正的运动，而是磁化分布状态的改变以磁畴壁运动的形式展现出来。图 3-2 只是给出了磁畴壁运动的一个简单的理解，实际情况相较于其更加复杂。

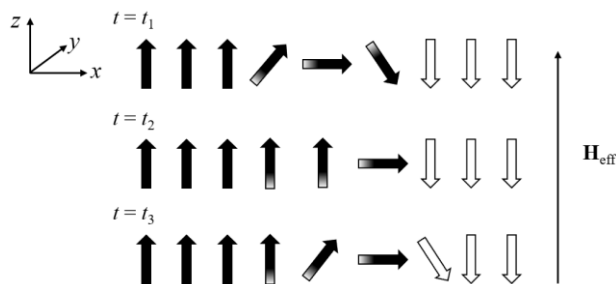


图 3-2 磁畴壁运动的简化过程

Figure 3-2 Simplified domain wall motion process

此外，在自旋霍尔效应驱动奈尔壁运动中还存在着速度饱和问题。如图 3-3 所示，类阻尼力矩 $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}_y)$ 虽然可以实现奈尔壁的运动，但同时会破坏奈尔壁的结构，使其成为介于奈尔壁和布洛赫壁之间的一种状态，即其磁矩同时存在 x 和 y 方向上的分量。由于 m_x 的减小， $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 的强度相应也会降低，进而造成 v_{DW} 的降低。从 LL 方程出发我们可以知道，类阻尼力矩会产生指向 y 方向的 $d\mathbf{m}/dt$ ，导致磁畴壁中心磁矩逐渐向 y 方向过渡。随着电流密度的增加，不考虑 m_x 的变化情况下， $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 相应地会增加，从而使得 v_{DW} 与电流密度呈线性增加关系。然而，电流密度的增加会导致 m_x 急剧下降，限制了 $\mathbf{H}_{\text{eff,DLT}}$ 的增长。最终 v_{DW} 会逐渐饱和，即使进一步增加电流密度， v_{DW} 也几乎没有变化。

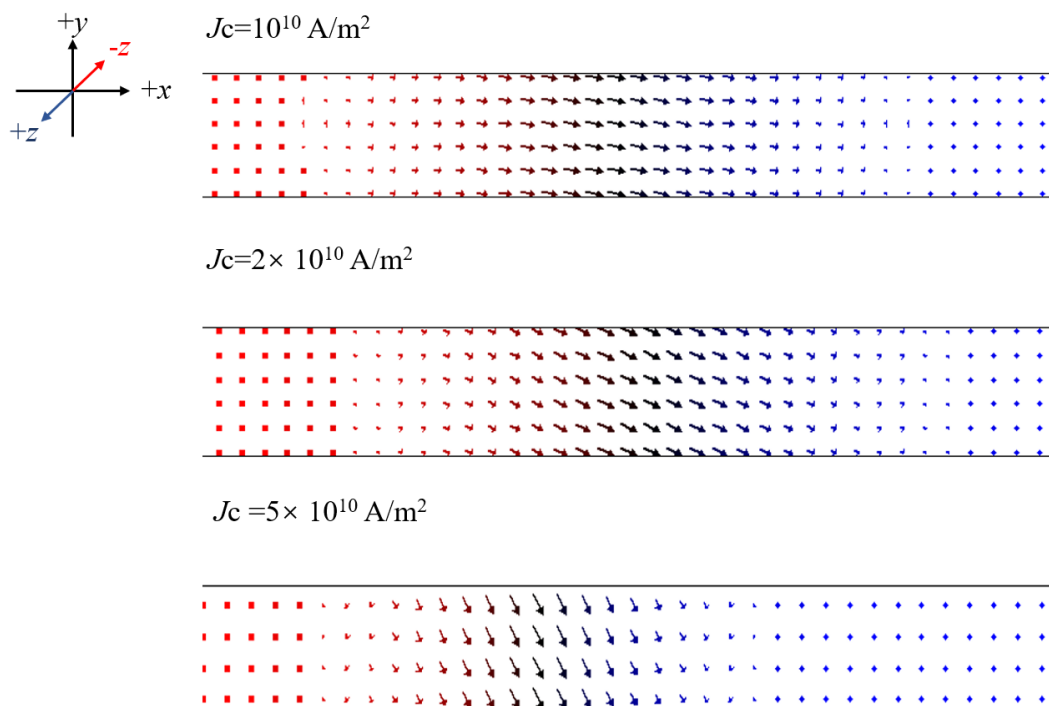


图 3-3 速度饱和现象

Figure 3-3 Velocity saturation phenomenon

3.1.2 垂直极化自旋电流

如图 3-1(b)和(c)所示，最新的研究表明，由于独有的平面对称性破坏，在外尔半金属(Weyl semimetal)如 WTe_2 中，电荷电流可以被转换为 z 方向极化的自旋电流， $\boldsymbol{\sigma}_z$ ^[76-78]。该自旋极化电流能够对邻近铁磁层产生与传统自旋霍尔效应和 Rashba 效应相同的类阻尼力矩 $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}_z)$ 和类场力矩 $\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}_z$ 。这种非传统自旋轨道力矩的一个重大作用便是在垂直磁化铁磁中实现确定性的无外磁场翻转。对于

磁畴壁运动，它们也有十分广阔的应用前景。在这类系统中，对于奈尔壁和布洛赫壁，类阻尼力矩产生的有效场皆为面内方向的。因此，类阻尼力矩无法有效驱动磁畴壁运动。而类场力矩的有效场 $\mathbf{H}_{\text{eff,FLT}}$ 的方向总是沿着 z 方向，与磁畴壁构型无关。因此任何类型的磁畴壁都可以被此种类场力矩驱动。同时，理论上的 $\mathbf{H}_{\text{eff,FLT}}$ 的强度只与电荷电流密度有关，与磁畴壁中心处的磁矩方向无关，因此不存在速度饱和问题，且对于任何磁畴壁运动，其速度只取决于通入电荷电流密度的强度。这种速度的统一性对于磁畴壁运动十分具有吸引力。

3.2 不同磁畴壁类型的稳定

由于包含磁畴壁的铁磁体的磁化方向随空间分布不均匀，且磁化分布正是需要计算的目标之一，因此我们采用微磁学模型来研究磁畴壁运动。本文采用的微磁学模拟软件为 Mumax³。Mumax³ 是一款基于 GPU 加速的微磁模拟软件，由根特大学的 Van Waeyenberge 研发和维护^[79]。它能够利用有限差分离散法计算纳米和微米尺度的铁磁体空间和时间依赖性的磁动力学。

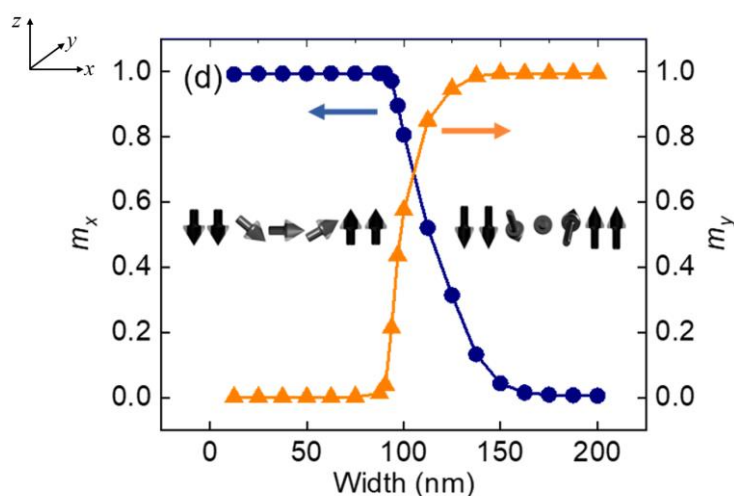


图 3-4 磁畴壁中心磁矩随铁磁长条宽度的变化

Figure 3-4 Variation of domain wall central magnetization with the width of ferromagnetic nanostrip

如图 3-1 所示，我们研究了垂直磁化的纳米长条状铁磁体系，其尺寸为 $7680\text{nm} \times w \times 3\text{nm}$ ，其中 w 为铁磁的宽度。通过改变宽度，我们能够得到不同的平衡状态下的磁畴壁类型。对于宽度较小的系统，静磁能主要来源于 y 方向的表面

磁极。因此，磁化方向指向 x - z 方向的奈尔壁静磁能更低。然而，当系统的宽度增加到大于磁畴壁的宽度时，大部分静磁能沿 x 方向消耗在磁畴壁表面，导致布洛赫壁的能量更低^[42]。这些理论都通过了微磁模拟的认证。在不同宽度的系统中，我们将初始磁畴壁的中心磁矩设置在 x - y 平面内，与 $+x$ 轴和 $+y$ 轴的角度皆为 45° 。通过对系统进行 relax 操作，使系统能量最小化，得到稳定的磁畴壁。如图 3-4 所示，当 w 小于 87.5nm 时，磁畴壁中心磁矩指向 x 方向($m_x=1, m_y=0$)，对应于奈尔壁。而当 w 大于 137.5nm 时， $m_x=0, m_y=1$ ，布洛赫壁更稳定。这两个区域之间，存在一个过渡区域，其中的系统的磁畴壁包含奈尔壁和布洛赫壁两个组分。通过分析沿着 x 和 y 方向的表面磁极的竞争，得到该区域的 m_x 和 m_y 。基于以上结果，我们选择了 $w=50\text{nm}$ 和 $w=400\text{nm}$ 分别作为奈尔壁和布洛赫壁系统的宽度来研究它们的磁动力学。

3.3 类场力矩驱动磁畴壁运动

电流驱动的磁畴壁运动是通过求解 LLG 方程得到的。在此 LLG 方程中，我们附加了 σ_z 产生的类场力矩。通过修改 Mumax³ 的源代码，我们消除了类阻尼力矩的影响，使得自旋极化电流仅产生类场力矩， $\tau_{z,\text{FLT}}$ 。将 LLG 方程扩展到 LL 形式后，该类场力矩可表示为

$$\frac{\hbar\theta_{\text{SH}}J_c}{2M_s\epsilon t(1+\alpha^2)}(\mathbf{m}\times\sigma_z+\alpha\mathbf{m}\times(\mathbf{m}\times\sigma_z)) \quad (3.1)$$

在本次仿真中，系统的磁性参数设置如下：各向异性常数 $K_u=3.3\times 10^5\text{J/m}^3$ ，易轴指向 z 轴方向。阻尼系数 $\alpha=0.02$ ，饱和磁化强度 $M_{\text{sat}}=6.5\times 10^5\text{A/m}$ ，交换常数 $A_{\text{ex}}=2\times 10^{-11}\text{J/m}$ ，自旋霍尔角 $\theta_{\text{SH}}=0.1$ 。系统被离散化为 $3\text{nm}\times 3.125\text{nm}\times 3\text{nm}$ 的单元。

首先我们仿真了 $w=50\text{nm}$ 的系统，在能量达到最小化后，我们得到了稳定的奈尔壁。随后电流被注入到外尔金属层中，产生垂直磁化的极化电流驱动磁畴壁运动。如图 3-5(a)所示，在电流密度较小时， v_{DW} 随着电流密度的提升线性增加。然而，当我们注入电流时，磁畴壁逐渐偏离了奈尔壁的形状，产生了一个较小的 m_y 分量。这可以通过分析 $\tau_{z,\text{FLT}}=\mathbf{m}\times\sigma_z$ 得到。由于 \mathbf{m} 的方向指向 x 方向， σ_z 指向 z 方向，产生的 $\tau_{z,\text{FLT}}$ 沿着 y 方向从而给奈尔壁磁矩带来了 y 方向的分量。同时，由于形状各向异性，奈尔壁磁矩同时受到内部力矩的作用试图保持奈尔壁的构型。

因此，这两个力矩的平衡导致了稳定状态下的磁畴壁略微偏离了完美的奈尔壁。当电流进一步增加到 $J_c=2\times 10^{10}\text{A/m}^2$ 时， v_{DW} 发生了急剧下降。为了理解这一现象，我们将 $J_c=3\times 10^{10}\text{A/m}^2$ 时的磁畴壁位置的时间演变绘制在图 3-5(b)中。从图中可以看到，磁畴壁有着明显的来回运动，但是净速度仍然是朝着前进的方向。同时，从图 3-5(b)中还可以观察到 m_x 的振荡现象，这种现象是典型的沃克击穿现象，由于电流密度的增加， $\tau_{z,\text{FLT}}$ 远远大于形状各向异性导致的力矩，稳定奈尔壁不再能够保持，磁畴壁中心磁矩围绕 z 旋转^[58]。由于磁畴壁没有稳定的构型，因此不能保持稳定的运动，我们只能计算一个旋转周期内的平均速度。此外，在我们的系统中，磁畴壁中心磁矩沿逆时针方向旋转，与 $\tau_{z,\text{FLT}}$ 作用一致，这也证明了我们的分析。

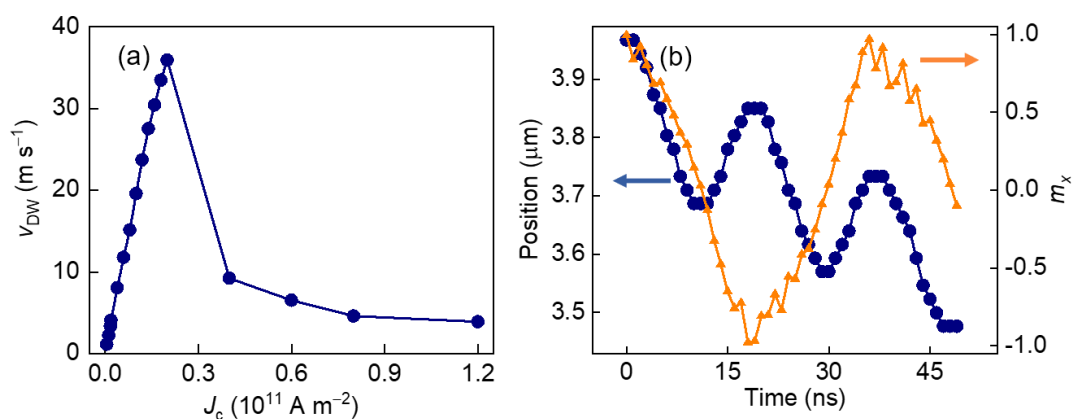


图 3-5 (a)奈尔壁速度关于电流密度的函数; (b)沃克击穿期间，奈尔壁中心磁矩的时间演化图

Figure 3-5 (a) The velocity of Neel wall as a function of current density; (b) The time resolved of Neel wall central magnetization during the walker breakdown

接下来我们研究了 $w=400\text{nm}$ 的系统，该系统在平衡时产生布洛赫壁。如图 3-6(a)所示，与奈尔壁相似， v_{DW} 在小电流密度下随着电流密度的增加线性增长，且增长率为奈尔壁几乎相同。在线性增长区域，由于 $\tau_{z,\text{FLT}}$ 指向 $-x$ 方向，磁畴壁中心磁矩会发生逆时针的偏转，即存在 $m_x < 0$ 的分量。当电流增加到 $J_c=1.8\times 10^{10}\text{A/m}^2$ 时，沃克击穿现象出现了。布洛赫壁的沃克击穿临界电流密度略小于奈尔壁，这表明在 $w=400\text{nm}$ 的系统中，相较于奈尔壁形状各向异性力矩略小。此外，我们还发现沃克击穿区的磁畴壁变为了类似于漩涡态磁畴壁(Vortex

domain wall)的构型。这可以通过布洛赫壁和奈尔壁的退磁能的差异来解释。由于布洛赫壁宽度远大于奈尔壁，其沿 y 方向的退磁能是不均匀的。形状各向异性产生的力矩越靠近 y 方向中间位置越大，在边界处则较小也。因此可以看到，当电流过大时，中间位置的磁矩在 y 方向上的分量更大，越接近布洛赫壁。而在两边边界位置，磁畴壁的磁矩在 x 方向上的分量更大，从而形成了类似于漩涡态磁畴壁的构型。对于线性区域值得注意的是，如图 3-6(b)所示，奈尔壁和布洛赫壁的磁畴壁运动速度几乎相同，最大速度差仅为 1.7m/s ，可以忽略不计。这表明 $\tau_{z,\text{FLT}}$ 能够有效地驱动两种磁畴壁且具有相同的运动速度。此外，尽管奈尔壁(布洛赫壁)中存在一个小的 $m_y(m_x)$ 分量，磁畴壁仍然可以有效地被驱动，这说明 $\tau_{z,\text{FLT}}$ 能够驱动任何类型的垂直磁化的磁畴壁，包括图 3-3 中的过渡区域。

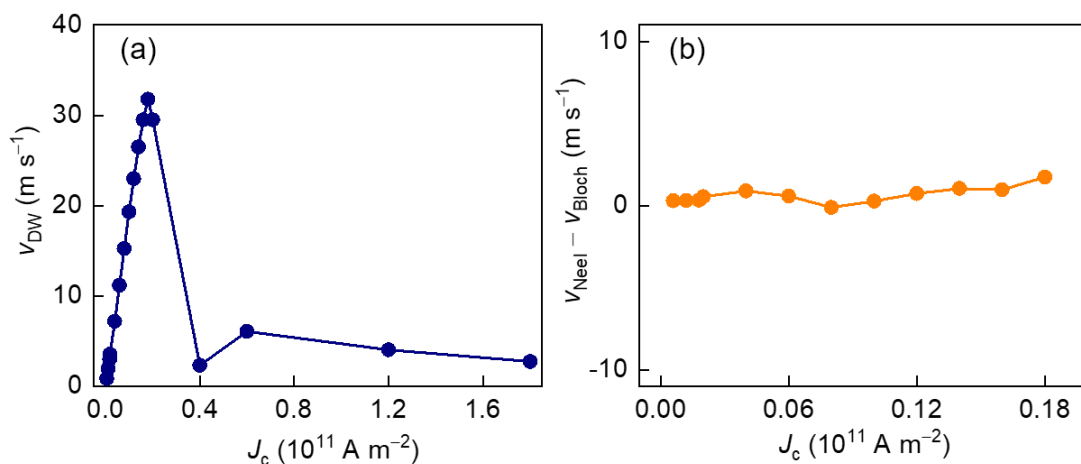


图 3-6 (a)布洛赫壁运动速度关于电流密度的函数；(b)奈尔壁和布洛赫壁运动速度差异

Figure 3-6 (a) The Bloch wall velocity as a function of current density; (b) The velocity difference between Neel wall and Bloch wall

3.4 沃克击穿的延缓方法

3.4.1 外加磁场

对于赛道存储器等基于磁畴壁运动的器件，更高的磁畴壁运动速度是科研人员一直追求的目标。因此，通过增加沃克击穿的阈值电流密度来扩大 v_{DW} 的线性区域是非常重要的。由于沃克击穿是由稳定的磁畴壁构型被破坏所引起的，最直观的解决方案是应用外部磁场来维持磁畴壁稳定结构。例如，通过施加 x 方向的

磁场，奈尔壁中心的磁矩能够更稳定地指向 x 方向，从而保证在高电流密度下保持奈尔壁结构。类似地，对于布洛赫壁，我们可以施加 y 方向磁场得到更加稳定的布洛赫壁。然而，外部磁场的取值也被严格要求。如果磁场太小，对沃克击穿并不能起到太大的延缓作用，磁畴壁运动速度仍然不能达到很高。如果磁场太大，可以与磁畴中的各向异性场相比较，垂直磁化的磁畴也会受到磁场影响，向面内发生偏移，影响到磁畴的信息存储功能。在本文中，我们分别施加了 50、100 和 300Oe 的磁场来延缓沃克击穿。图 3-7(a)中展示了利用不同强度的 x 方向的磁场来稳定奈尔壁后，相比于无磁场情况，即使是电流密度相等，其运动速度也得到了提升。这可以通过磁畴壁运动的过程来解释。施加了 x 方向的磁场后，图 3-2 中 $t=t_2$ 到 $t=t_3$ 之间的磁畴壁成核过程的时间会大大缩减，从而使得磁畴壁运动速度相较于无外场情况有所提升。当 x 方向外场为 300Oe 时，在 $J_c=0.6 \times 10^{11} \text{A/m}^2$ 时，磁畴壁运动速度达到最大值 126m/s。这个数值是无外场的情况下的 3.5 倍 ($J_c=0.2 \times 10^{11} \text{A/m}^2$ 时，磁畴壁运动速度为 36m/s)。对于外场为 50Oe 的情况，当电流密度大于 $0.3 \times 10^{11} \text{A/m}^2$ 时，磁畴壁运动速度急剧下降。检查磁畴壁的构型后，我们发现此时磁畴壁进入了沃克击穿区域。当外加磁场为 100Oe 时，在 $J_c=0.5 \times 10^{11} \text{A/m}^2$ 观察到了类似的结果。而当外磁场为 300Oe 时，在计算的电流密度范围内没有观察到沃克击穿现象。沃克击穿阈值电流密度的差异表明了外加 x 方向磁场能够有效的稳定奈尔壁的构型。图 3-7(b)展示了外加 y 方向磁场稳定布洛赫壁的情况，其结果与奈尔壁相似，磁畴壁的运动速度得到了相似的改善。

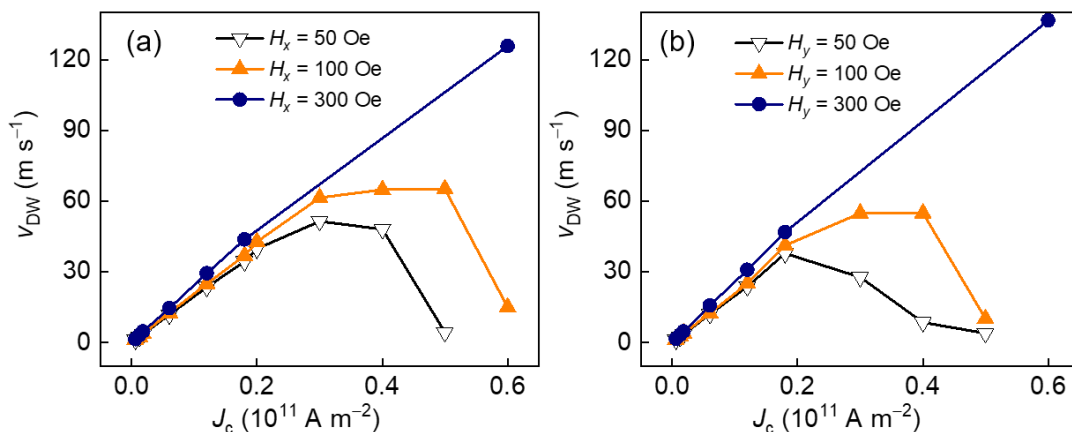


图 3-7 (a)施加 x 方向磁场下, 奈尔壁运动速度关于电流密度的函数(b)施加 y 方向磁场下, 布洛赫壁运动速度关于电流密度的函数

Figure 3-7 (a) The Neel wall velocity as a function of current density with a x direction magnetic field; (b) The Bloch wall velocity as a function of current density with a y direction magnetic field

3.4.2 Dzyaloshinsky-Moriya 相互作用的引入

在器件应用中, 应当避免外磁场的使用, 因为它限制了器件的可扩展性, 降低了器件的性能表现。为了在没有磁场的情况下保持稳定的磁畴壁构型, 可以引入 DMI 作用^[62,69]。在微磁学模型中, DMI 作用的能量密度由下式给出:

$$\varepsilon_{\text{DMI}} = D \left[m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} \right] + \text{id.}(x \rightarrow y) \quad (3.2)$$

其中, m_z 为磁矩垂直于面的分量, m_x 和 m_y 为面内 x 和 y 方向的磁矩分量, D 为 DMI 系数, 衡量了 DMI 作用的强度。以垂直磁化的长条状铁磁体为例, 对于布洛赫壁, 其磁畴壁磁矩不存在 x 方向分量且在 y 方向上, 即 $m_x=0$ 。同时, 对于标准布洛赫壁, 其在 y 方向上的, 其磁矩分布是均匀的, 即 $\frac{\partial m_y}{\partial y} = 0$ 且 $\frac{\partial m_z}{\partial y} = 0$ 。

因此, 布洛赫壁的 DMI 能量密度为 0。对于奈尔壁, 由于其磁畴壁中不存在 y 方向的磁矩分量, 其 DMI 能量密度可以表示为:

$$\varepsilon_{\text{DMI}} = D \left[m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} \right] \quad (3.3)$$

式 3.3 可以化简为

$$\varepsilon_{\text{DMI}} = D \left[\frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix} \right] m_z^2 \quad (3.4)$$

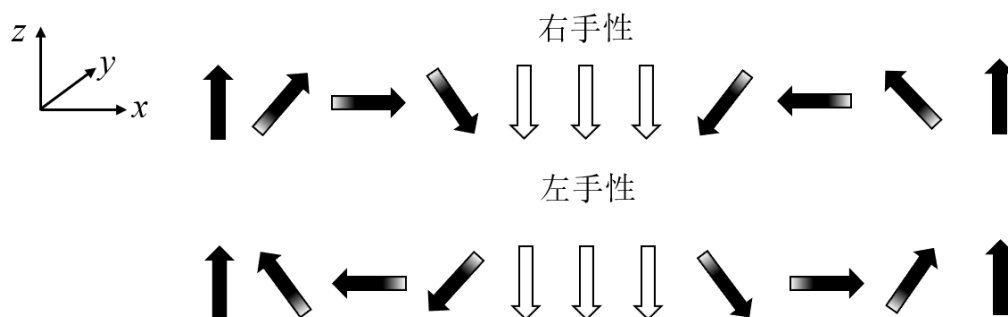


图 3-8 不同手性的奈尔壁

Figure 3-8 Neel wall with different Chirality

从式 3.4 可以分析得出，根据 D 的正负号，奈尔壁具有不同的手性。图 3-8 给出了不同手性的奈尔壁构型。以 $D > 0$ 为例，对于右手性磁畴壁，其 DMI 能量密度在磁畴壁各处皆为正。对于左手性磁畴壁，其 DMI 能量密度在磁畴壁各处皆为负，因此左手性的奈尔壁能量更低，结构更加稳定。相反地，当 $D < 0$ 时，右手性的磁畴壁更加稳定。表 3.1 给出了在 D 不同正负号下，布洛赫壁与奈尔壁的能量对比。

 表 3-1 不同符号 D 下各类磁畴壁 DMI 能量密度

 Table 3-1 The DMI energy density of Neel wall and Bloch wall with positive and negative D

	$D > 0$	$D < 0$
布洛赫壁	$\varepsilon_{\text{DMI}} = 0$	$\varepsilon_{\text{DMI}} = 0$
右手性奈尔壁	$\varepsilon_{\text{DMI}} > 0$	$\varepsilon_{\text{DMI}} < 0$
左手性奈尔壁	$\varepsilon_{\text{DMI}} < 0$	$\varepsilon_{\text{DMI}} > 0$

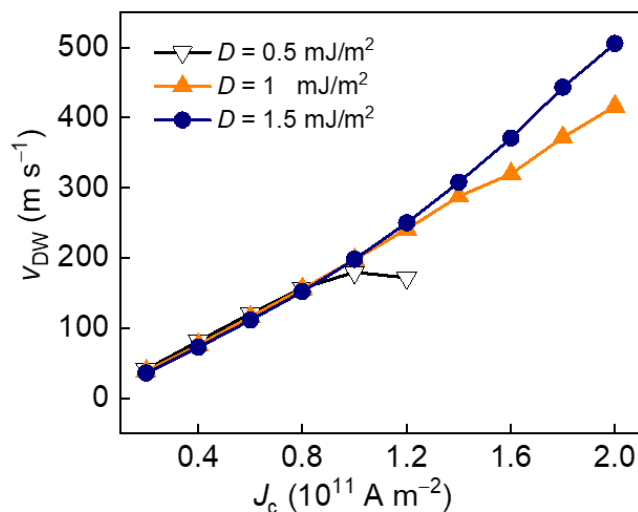


图 3-9 不同 DMI 强度下的磁畴壁运动速度和电流密度关系

Figure 3-9 Domain wall velocity as a function of current density with various DMI strength

本研究使用了 $D > 0$ ，在平衡状态下得到了一个左手性奈尔壁。然后通入电流形成 $\tau_{z,FLT}$ 驱动磁畴壁运动。如图 3-9 所示，当 $D = 1.5 \text{ mJ/m}^2$ 时，能够观察到非常快的磁畴壁运动。在没有外部磁场的介入下，磁畴壁的最大运动速度超过了 500 m/s 。另外，即使在 $J_c = 2 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 的大电流密度下，磁畴壁也能够保持稳定的构型，没有观察到沃克击穿现场。相比于自旋霍尔效应驱动奈尔壁运动，我们的系统中消除了速度饱和，使得磁畴壁运动速度与电流密度几乎一直呈线性关系。在电流密度较小的情况下 ($J_c < 1 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$)，DMI 的强度对磁畴壁运动速度几乎没有影响。这可以通过 $\tau_{z,FLT}$ 驱动任何类型的磁畴壁运动来解释。在相同的电流密度下，虽然不同系统的 DMI 强度不一样，但是只要保持稳定的磁畴壁构型，磁畴壁的运动速度就不会受到影响。然而当电流密度继续增加时，DMI 强度更高的系统磁畴壁运动速度越快。这是由于磁畴壁宽度的差异导致的。当 DMI 强度较高时，磁畴壁的宽度更宽，磁畴壁的运动速度越快。小电流密度情况下，影响磁畴壁运动速度的主体是电流密度，磁畴壁宽度的影响不明显。而当电流密度足够时，磁畴壁宽度的影响就凸显了出来。例如，在我们的仿真中，当 $J_c = 1.6 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 时， $D = 1.5 \text{ mJ/m}^2$ 系统的磁畴壁相比 $D = 1 \text{ mJ/m}^2$ 的系统更宽，其磁畴壁运动速度也更大。



图 3-10 磁畴壁运动中的倾斜现象

Figure 3-10 The domain wall tilting during the motion

另一个值得注意的发现是，当我们在系统中引入了 DMI 作用后，在磁畴壁运动过程中发生了磁畴壁倾斜的现象(Domain wall tilting)。在垂直磁化或面内磁化的系统中，自旋霍尔效应的磁畴壁运动也观察到了类似的磁畴壁倾斜^[80-82]。由于 oommf 软件体现的磁畴壁信息过于局部，无法从整体上体现磁畴壁倾斜现象，我们将 mumax³ 计算得到的数据转化为图片格式。为了更好地表现出磁畴壁倾斜现象，通过时刻改变坐标系，我们将磁畴壁中心固定在观察窗口的中心处。如图 3-10 所示，在运动过程中，磁畴壁面逐渐发生了逆时针旋转。磁畴壁面的倾斜可以通过磁畴壁中心磁矩的变化来解释。在 $\tau_{z,FLT}$ 的作用下，磁畴壁中心磁矩会发生逆时针旋转，即产生了 $m_y > 0$ 的分量。在 DMI 存在的情况下，磁畴壁面与磁畴壁中心磁矩必须是互相垂直来保证一个相对奈尔壁的结构，使得系统的总能量达到最小。因此，磁畴壁面会发生逆时针的倾斜。这种倾斜现象是无法避免的，是磁畴壁运动的机理决定的。只要在磁畴壁中心的有效场是垂直方向的，其必将在磁畴壁中心产生 y 方向的力矩将磁矩拉动，使得中心磁矩产生了 m_y 分量，从而导致磁畴壁面的倾斜。这种倾斜现象会在器件应用过程中产生不必要的麻烦。例如在赛道存储器件中，我们需要设计一个磁隧道结来读取磁畴中的磁信息，而倾斜的边界会对数据读取精度以及器件设计产生影响。因此，减轻磁畴壁倾斜的影响也十分重要，而解决的关键则在于如何设计出更加稳定的磁畴壁结构。

3.5 本章小结

总之，针对自旋霍尔效应驱动磁畴壁运动的速度饱和现象以及磁畴壁类型的

限制等弊端，本研究提出了一种新型的磁畴壁驱动器件。通过外尔半金属产生的垂直极化的自旋电流，我们得到了能够驱动任何磁畴壁运动的类场力矩。在仿真过程中，我们首先通过改变系统的宽度分别得到了奈尔壁和布洛赫壁，然后利用该类场力矩驱动磁畴壁运动。结果表明，两种磁畴壁都能够被驱动，但由于退磁场较弱，磁畴壁的构型很容易被破坏，导致了沃克击穿现象，限制了磁畴壁运动速度的提升。最终得到的最高的运动速度为 36m/s。接下来，在磁畴壁运动中，我们通过施加一个外部磁场来稳定磁畴壁构型，延缓沃克击穿现象，从而获得了 126m/s 的运动速度。最后我们利用 DMI 作用来稳定奈尔壁的构型，实现了十分高速的无场磁畴壁运动。在我们设置的系统参数下，磁畴壁运动速度最高达到了 506m/s。然而，DMI 作用下的磁畴壁运动存在着磁畴壁倾斜现象。该现象起源于磁畴壁运动的基本机制，无法被消除，只能通过稳定磁畴壁构型来减缓该现象。这项工作为实现高效快速的磁畴壁运动提供了新的自由度，并对磁畴壁运动的机制研究和器件应用起到了促进作用。

第 4 章 垂直和易锥磁隧道结的对比研究

垂直磁化 STT-MRAM 是一种极具应用潜力的新型存储技术，其基础元件为磁隧道结。如何提升磁隧道结的性能是 STT-MRAM 技术进步的关键。对于磁隧道结来说，最重要的性能指标为隧穿磁阻比率、热稳定性、写入电流密度、翻转延时和写入错误率。对于这几个性质指标的提升，科研人员进行了大量的努力。对于数据的读取来说，需要由足够大的隧穿磁阻比来保证数据读取电路能够分辨出磁隧道结的电阻高低态。对于 MRAM 阵列来说，隧穿磁阻比率的常见要求在 150%到 300%之间。而对于信息存储来说，热稳定性应当大于 60 以保证在室温情况下，其数据储存功能不会被热扰动扰乱。对于自旋转移力矩写入数据来说，理想的情况是在指定的技术节点上，数据的写入电流应小于最小尺寸晶体管的饱和电流。同时，较低的翻转电流对于器件设计和功耗降低都是必要的。翻转延时表示了磁隧道结从某一阻态转变为另一阻态需要的时间。它与磁自由层的磁矩动力学有关。越低的翻转延时能够实现更快的数据写入速率。写入错误率则是由热扰动引起导致自由层磁矩翻转失败的概率。通常情况下，我们只能改善其中的一个或者两个特性，但是要以牺牲另一个性能指标为代价，这被称为 STT-MRAM 的三难困境(STT-MRAM trilemma)。因此，本章的研究主要聚焦利用易锥(easy-cone)磁隧道结提升 STT-MRAM 的写入性能以及信息存储性能。

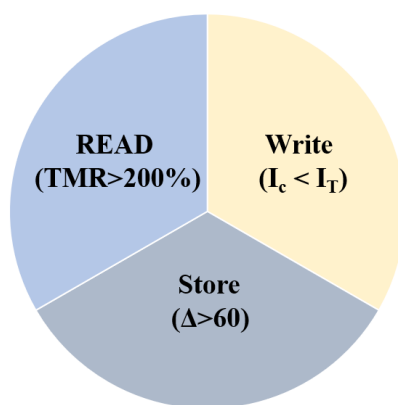


图 4-1 STT-MRAM 的三难困境^[83]

Figure 4-1 The STT-MRAM trilemma ^[83]

本章首先对比了垂直磁隧道结和易锥磁隧道结的热稳定性，写入电流密度和

翻转延迟。其次，由于垂直磁隧道结的自身特性限制，在不同温度下器件性能差异较大，且在极端温度下器件性能大幅度降低。因此，易锥磁隧道结性能的温度依赖性也被仿真模拟。结果显示，易锥磁隧道结的器件性能在温度变化时波动较小，且在高温下性能远超垂直磁隧道结。

4.1 垂直磁隧道结的改进

基于 CoFeB-MgO 的垂直磁隧道结是如今 STT-MRAM 的研究热点。而对其性能的提升或是集中在磁性参数的改良和界面效应的研究，亦或是通过引入其他驱动机制如自旋轨道力矩，协助磁矩翻转。这些改善措施具有一定的局限性，且使器件结构设计变得愈发复杂。相反地，对于垂直磁化这一特性本身，很少会被考虑到性能提升的研究中。而事实上，垂直磁化本身也为磁隧道结的发展带来了一些障碍。由 2.19 式我们可知，当自由层和扎钉层的磁矩成平行或反平行状态时，自旋转移力矩实际上是不存在的。因此，需要热扰动为两铁磁层之间引入一个夹角才能保证自旋转移力矩的产生。而热扰动引入的夹角相对来说较小，在 1° 到 5° 之间。因此，翻转开始时，自旋转移力矩较低，导致翻转速度较慢。同时，由于初始自旋转移力矩过低，翻转驱动电流密度相应地也会增加。另一方面，由于热扰动是一种随机现象，磁矩的翻转时间也会变得难以控制。为了增大自由层和扎钉层磁矩之间的夹角，一些研究对器件的结构设计做出了许多努力^[84-85]。例如，具有倾斜的易轴的铁磁体作为扎钉层，然而这给器件的外延生长带来了极大的困难。有些研究选择面内磁化的扎钉层和垂直磁化的自由层结合，但由于复杂的堆叠结构，器件的制造十分困难。同时，器件的隧穿磁阻比率大幅度下降，得不偿失。

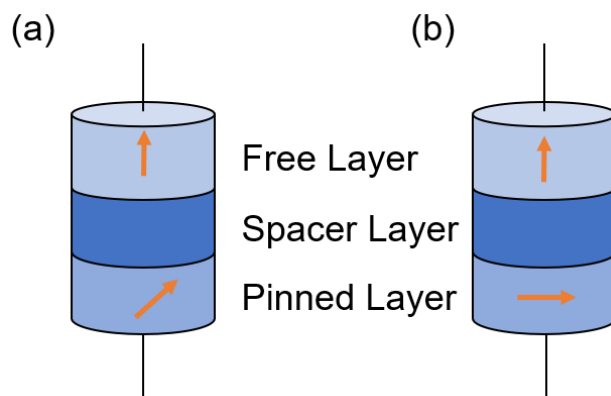


图 4-2 增加自由层与扎钉层角度的器件结构(a)采用易轴倾斜的磁扎钉层；(b)磁扎钉层水平磁化

Figure 4-2 The device structure enabling larger angle between Free layer and Pinned layer

(a) Pinned layer with tilted easy-axis; (b) In-plane magnetized pinned layers

相比之下，一些研究利用锥形磁化的自由层来进一步改善磁隧道结的开关特性。锥形磁化的自由层可以通过引入二阶磁各向异性来实现^[86-89]。如图 4-3 所示，当一阶各向异性被退磁能部分或者完全平衡时，二阶各向异性的存在导致了相对于面外方向具有固定极化角(θ_c)的易锥态。需要强调的是，易锥形态与倾斜易轴是不同的。易锥形态的易轴仍然沿着垂直于面的方向，但是由于退磁能较大，退磁场将其向面内磁化方向牵引。而二阶各向异性的存在导致磁矩稳定在面内磁化和垂直磁化之间。因此，易锥磁隧道结的制造工艺相比于倾斜易轴器件简单了许多。对二阶各向异性实验上的研究已经存在很多。起初，在非氧化物多层膜结构如 Co/Pt 中，二阶各向异性较低，得到易锥磁化的自由层条件较为苛刻^[90]。通过引入氧化物，Teixeira 等人的实验表明，在 MgO/FeCoB/W(Ta)/FeCoB/MgO 结构中，通过嵌入 W 或者 Ta 金属能够大幅度稳定自由层的易锥形态^[91]。Shaw 等人在 Ta/CoFeB/MgO 多层结构中也发现，通过改变 CoFeB 的合金组分也能够得到较大的二阶各向异性。研究表明，Co₆₀Fe₂₀B₂₀ 材料中的二阶各向异性是 Co₂₀Fe₆₀B₂₀ 的三到四倍^[92]。因此，利用二阶各向异性产生易锥磁化自由层从材料科学上来说是完全可行的。

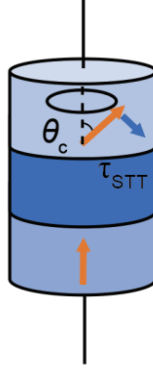


图 4-3 易锥磁隧道结

Figure 4-3 Easy-cone MTJ

在宏自旋模型中，易锥自由层的能量密度可表示为

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \mu_0 M_{\text{sat}}^2 (N_x m_x^2 + N_y m_y^2 + N_z m_z^2) + K_{u1} (1 - m_z^2) + K_{u2} (1 - m_z^2)^2 \quad (4.1)$$

其中， K_{u1} 和 K_{u2} 分别为一阶和二阶磁各向异性常数。退磁能够产生大小为 $M_{\text{sat}}(N_z - N_x)$ 的面内形状各向异性场。因此，自由层的能量密度可以重写为：

$$\varepsilon = K_{u1,\text{eff}} (1 - m_z^2) + K_{u2} (1 - m_z^2)^2 \quad (4.2)$$

这里的 $K_{u1,\text{eff}}$ 为考虑了退磁能的有效一阶各向异性，表达式为：

$$K_{u1,\text{eff}} = K_{u1} - \frac{1}{2} \mu_0 M_{\text{sat}}^2 (N_z - N_x) \quad (4.3)$$

由于 \mathbf{m} 为归一化磁矩，因此 $m_z = \cos\theta$ ， θ 为自由层磁矩与 z 轴(即垂直于面方向)之间的夹角。因此式 4.2 可以重写为：

$$\varepsilon = K_{u1,\text{eff}} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta \quad (4.4)$$

将能量密度对 θ 求导可以得到稳定状态自由层的磁化方向。图 4-4 揭示了一阶有效各向异性和二阶各向异性的竞争决定了自由层的磁化方向。当 $K_{u1,\text{eff}}$ 和 K_{u2} 都为正数时，无法得到易锥形态。而面内磁化($\theta=\pi/2$)的能量密度 $\varepsilon=K_{u1,\text{eff}}+K_{u2}$ 大于垂直磁化($\theta=0^\circ$)的能量密度 $\varepsilon=0$ 。因此稳定状态下，自由层垂直磁化。相反地，如果 $K_{u1,\text{eff}}$ 和 K_{u2} 皆为负数，面内磁化的能量密度小于垂直磁化的能量密度，面内磁化为更加稳定的状态。当 K_{u2} 为正数， $K_{u1,\text{eff}}$ 为负数，易锥形态只有当满足 $2K_{u2} > -K_{u1,\text{eff}}$ 时能够得到(图 4-4 阴影区域)。此时易锥磁化的极化角为：

$$\theta_c = \sin^{-1} \sqrt{\frac{-K_{u1,eff}}{2K_{u2}}} \quad (4.5)$$

而当 K_{u2} 为负数, $K_{u1,eff}$ 为正数时, 易锥区域与上述情况关于原点对称, 即当 $2K_{u2} < -K_{u1,eff}$ 时满足能够得到易锥磁化。在实验中, 大部分的 K_{u2} 都是大于零的。因此, 在本文的仿真中, 我们选择 K_{u2} 为正的条件的

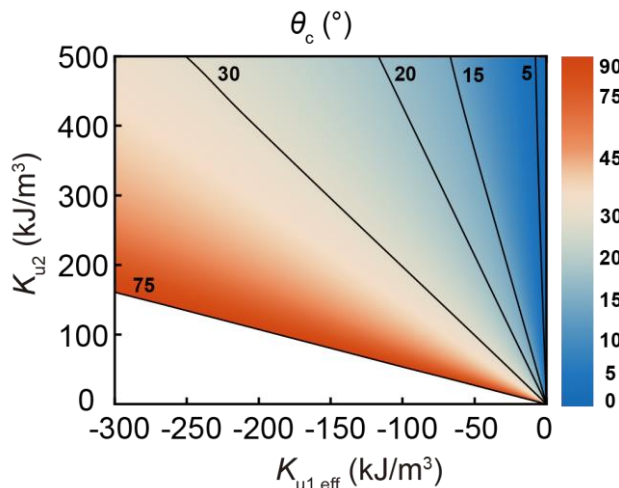


图 4-4 易锥磁隧道结的极化角关于 $K_{u1,eff}$ 和 K_{u2} 的函数

Figure 4-4 The polar angle of easy-cone MTJ as functions of $K_{u1,eff}$ and K_{u2}

由于自由层和扎钉层的磁矩不是严格地平行或反平行态, 易锥磁隧道结将会损失部分磁阻比率。然而, 二阶各向异性有利于易锥磁隧道结的热稳定性。同时, θ_c 的存在使得自旋转移力矩大大增强, 极大地提升了磁隧道结的数据写入能力。

4.2 垂直和易锥磁隧道结的对比

4.2.1 垂直和易锥磁隧道结的热稳定性

如图 4-5(a)所示, 在垂直磁隧道结中, 垂直磁化是能量最低状态, 与面内磁化态存在着一定的势垒。在有限温度的环境中存在着随机的热扰动, 对于自由层磁矩, 该热扰动以随机磁场的形式表现。该随机磁场有极低的概率能够使得磁矩跨越势垒由垂直磁化变为面内磁化。而面内磁化为不稳定状态, 磁矩将重新回到垂直磁化状态, 在这个恢复的过程中, 磁矩可能翻转到另一个平面, 与初始态成反平行状态。这种随机翻转改变存储信息的现象是我们不希望得到的, 因此需要通过提高磁隧道结的热稳定性来避免。垂直磁隧道结的热稳定性 Δ_{PMA} 为该势垒与环境热能的比例:

$$\Delta = \frac{\left[\varepsilon\left(\frac{\pi}{2}\right) - \varepsilon(0) \right] V}{k_B T} = \frac{K_{u,\text{eff}} V}{k_B T} \quad (4.6)$$

其中， V 是磁隧道结自由层的体积， $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$ 为玻尔兹曼常数， T 为环境温度。对于易锥磁隧道结，其热稳定性计算稍微复杂一些。

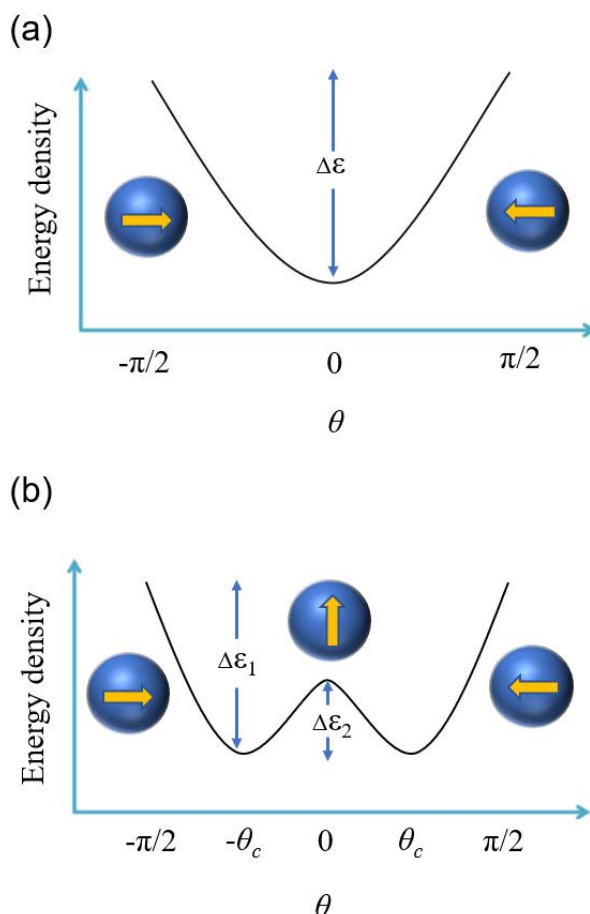


图 4-5 (a)垂直磁隧道结；(b)易锥磁隧道结自由层能量密度关于磁矩极化角的函数

Figure 4-5 The free layer energy density as a function of magnetization polar angle in (a) Perpendicular MTJ; (b) easy-cone MTJ

如图 4-5(b)。在易锥磁隧道结中存在两个势垒，分别是易锥态和面内磁化之间的势垒 $\Delta\varepsilon_1$ ，以及易锥态和垂直磁化之间的势垒 $\Delta\varepsilon_2$ 。而真正决定热稳定性的为 $\Delta\varepsilon_1$ 。可以假设，易锥态磁化被随机磁场翻转 to 垂直态后，会迅速恢复到易锥态，在这个过程中，磁矩并没有经过面内磁化状态到达另一平面内，磁隧道结存储的信息没有发生改变。因此，对于易锥磁隧道结的热稳定性 $\Delta_{\text{easy-cone}}$ 计算应考虑 $\Delta\varepsilon_1$ 。其计算公式为：

$$\Delta = \frac{\left[\varepsilon\left(\frac{\pi}{2}\right) - \varepsilon(\theta_c) \right]}{k_B T} = \left(k_{u1,eff} + k_{u2} + \frac{k_{u1,eff}^2}{4k_{u2}} \right) \frac{V}{k_B T} \quad (4.7)$$

可以看到，在一阶各向异性常数相同的情况下，易锥磁隧道结由于存在二阶各向异性，其热稳定性要高于垂直磁隧道结，具有更好的数据保留能力。

4.2.2 垂直和易锥磁隧道结的翻转电流密度

临界翻转电流密度(J_{sw0})是磁隧道结的一个重要性能指标。当通入电流密度高于临界翻转电流时，自旋转移力矩能够克服系统有效场阻尼力矩，使得自由层磁矩发生翻转。对于易锥磁隧道结，由于二阶各向异性的存在，其临界翻转电流密度的计算相较于垂直磁隧道结会有所区别。因此，在下文中，将会给出 J_{sw0} 计算公式。需要说明的是，在下列推导中，垂直于面方向为 z 方向。

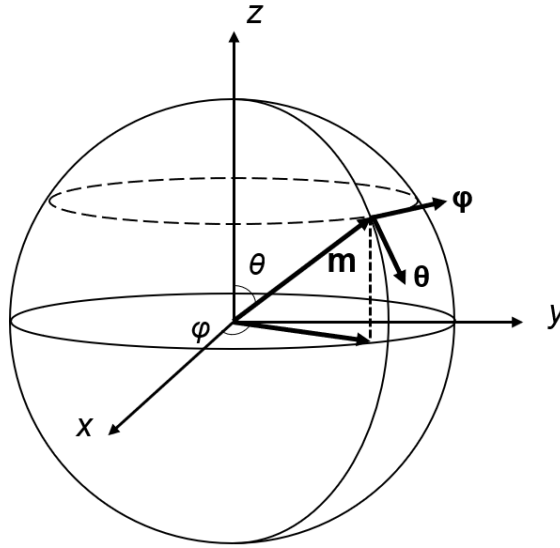


图 4-6 自由层磁矩的球坐标表示

Figure 4-6 Spherical representation of the magnetization of free layer

由于在磁矩翻转过程中，磁矩的大小不会发生改变，因此我们只需要关注其位置信息。将归一化磁矩 \mathbf{m} 用球坐标表示可得到 $\mathbf{m}=(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$ ，其中 θ 为磁矩的极化角， φ 为磁矩的方位角。如图 4-6 所示，在球坐标系中，当 \mathbf{m} 发生微扰时，假设沿着磁矩方向的变化为 $\Delta|\mathbf{m}|$ ，那么沿着 θ 和 φ 方向的磁矩变化分别为 $|\mathbf{m}|\Delta\theta$ 和 $|\mathbf{m}|\sin\theta\Delta\varphi$ 。由于在翻转过程中，磁矩大小不会发生改变，且恒为 1，因此磁矩关于时间的微分则可写作：

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \frac{d|\mathbf{m}|}{dt} \mathbf{m} + |\mathbf{m}| \frac{d\theta}{dt} \boldsymbol{\theta} + |\mathbf{m}| \sin\theta \frac{d\varphi}{dt} \boldsymbol{\varphi} = \frac{d\theta}{dt} \boldsymbol{\theta} + \sin\theta \frac{d\varphi}{dt} \boldsymbol{\varphi} \quad (4.8)$$

其中， $\boldsymbol{\theta}$ 和 $\boldsymbol{\varphi}$ 分别为沿着磁矩极化角和方位角的单位向量。

在自由层，由于只存在退磁能和各向异性能，则在没有外加磁场情况下，可以通过式 2.6 得知，系统有效场可表示为：

$$H_{\text{eff}} = \frac{2K_{\text{ul,eff}}}{\mu_0 M_{\text{sat}}} \cos\theta \mathbf{z} = h\mathbf{z} \quad (4.9)$$

由于在翻转过程中主要是类阻尼力矩在起作用，类场力矩的驱动作用可以忽略，因此这里我们只考虑类阻尼力矩，即 2.24 式中的 $b_j=0$ 。至于磁扎钉层，在垂直磁化下，其磁化方向与有效场方向一致，为 \mathbf{z} 方向。同时，由于阻尼系数 $\alpha \ll 1$ ，2.24 式可改写为：

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma(\mu_0 h + \alpha a_j) \mathbf{m} \times \mathbf{z} + \gamma(a_j - \alpha \mu_0 h) \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{z}) \quad (4.10)$$

将阻尼项和进动项转换到球坐标系中可表示为：

$$\mathbf{m} \times \mathbf{z} = (\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta) \times (0, 0, 1) = -\sin\theta \cdot \boldsymbol{\varphi} \quad (4.11)$$

$$\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{z}) = \sin\theta \cdot [(\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta) \times \boldsymbol{\theta}] = \sin\theta \cdot \boldsymbol{\theta} \quad (4.12)$$

将式 4.11，4.12 以及 4.8 代入至式 4.10 中，整理可得：

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma \sin\theta (a_j - \alpha \mu_0 h) \quad (4.13)$$

$$\sin\theta \frac{d\varphi}{dt} = -\sin\theta (\alpha a_j + \mu_0 h) \quad (4.14)$$

式 4.14 直观地描述了在自旋轨道力矩和有效场的作用下，磁矩围绕 \mathbf{z} 的进动运动，不在磁矩翻转的考虑范围内。式 4.13 描述了在自旋轨道阻尼力矩和有效场的竞争作用下，磁矩极化角 θ 的变化。根据电流的通入方向， a_j 具有不同正负号，因此自旋轨道阻尼力矩可以增加或者减小 θ 。而有效场项在任何情况下都为负数，这意味着有效场致力于减小 θ ，将磁矩拉向易轴方向。根据定义，我们可以得出当 $\theta=0$ 且 $a_j = \alpha \mu_0 h$ 时的电流密度为临界翻转电流密度：

$$J_{\text{sw0,PMA}} = \frac{4\alpha t_{\text{FL}} e}{\hbar P} K_{\text{ul,eff}} \quad (4.15)$$

对于易锥磁隧道结，由于二阶各向异性的存在，其自由层的有效场计算不适用于式 2.6。从定义出发，可以计算出其有效场为：

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{eff}} &= -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta (K_{u1,\text{eff}} (1 - (\mathbf{z} \cdot \mathbf{m})^2) + K_{u2} (1 - (\mathbf{z} \cdot \mathbf{m})^2)^2)}{\delta \mathbf{m}} \\ &= \frac{2K_{u1,\text{eff}}}{\mu_0 M_s} \cos \theta \mathbf{z} + \frac{4K_{u2}}{\mu_0 M_s} \sin^2 \theta \cos \theta \mathbf{z} = h_2 \cos \theta \mathbf{z} \end{aligned} \quad (4.16)$$

将其代入至式 4.13 可得

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma \sin \theta (a_j - \alpha \mu_0 h_2) \quad (4.17)$$

当 $\theta = \theta_c$ 且 $a_j = \alpha \mu_0 h_2$ 时，可以得到临界反转电流密度为：

$$J_{\text{sw0,easy-cone}} = \frac{8}{3\sqrt{6}} \frac{\alpha t_{\text{FL}} e}{\hbar P} \sqrt{\frac{(K_{u1,\text{eff}} + 2K_{u2})^3}{K_{u2}}} \quad (4.18)$$

易锥磁隧道结的自由层有效场包含两部分，分别是一阶有效各向异性场和二阶各向异性场。与垂直磁隧道结不同的是，其一阶有效各向异性场为负，倾向于增加 θ 。这可以理解为退磁场作用强于一阶各向异性，而退磁场倾向于使磁矩向面内磁化转变。因此，易锥磁隧道结的临界翻转电流密度理论上会小于垂直磁隧道结。相反地，二阶各向异性场为正，倾向于将磁矩拉向易轴方向。

4.2.3 垂直和易锥磁隧道结的翻转延时

磁隧道结的翻转延时定义为磁矩由 $\theta = 0$ 或 θ_c 翻转到 $\theta = \pi/2$ 消耗的时间， t_{sw} 。对于 4.13 式我们可以做一些简化，当 θ 趋近于 0 时，4.13 式可以改写为：

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma \theta (a_j - \alpha \mu_0 h) \quad (4.19)$$

该方程的解为：

$$\theta = \theta_0 \exp[(a_j - \alpha \mu_0 h)t] \quad (4.20)$$

当 $\theta = \pi/2$ 时，翻转时间为：

$$t_{\text{sw}} = \frac{\ln(\frac{\pi}{2\theta_0})}{a_j - \alpha \mu_0 h} \quad (4.21)$$

其中 θ_0 为磁矩的初始极化角。对于垂直磁隧道结， θ_0 为热扰动带来的初始角。

对于易锥磁隧道结, θ_0 为 θ_c 。通常情况下, 垂直磁隧道结的 θ_0 在 $1-5^\circ$ 范围内, 而易锥磁隧道结的 θ_c 通常情况下远高于 5° , 因此易锥磁隧道结的翻转延时相比之下会小很多。图 4-7 给出了易锥磁隧道结和垂直磁隧道结在相同驱动电流密度翻转过程的对比。为了对比的公平性, 两者拥有相同的热稳定性, 即初始态到面内磁化状态的势垒是相等的。可以观察到, 垂直磁隧道结的翻转延时是易锥磁隧道结的三倍还多。对于前者, 在刚施加电流的一段时间内, 几乎不发生翻转。这是由于垂直磁隧道结较小的 θ_0 导致的。初始 10ns 内, θ 较小, 自旋交换力矩极小, 因此 m_z 变化的十分缓慢。这一过程占了整个翻转过程的大概 2/3。而对于易锥磁隧道结, 初始极化角 θ_c 保证了足够大的自旋转移力矩, 因此翻转几乎在通入的一瞬间立刻发生了。另一方面, 由于 θ_c 远大于 θ_0 , 易锥磁隧道结需要翻转的角度也会相较于垂直磁隧道结小很多。“路程”更短, “速度”更快, 易锥磁隧道结的翻转延时自然耗时更短。

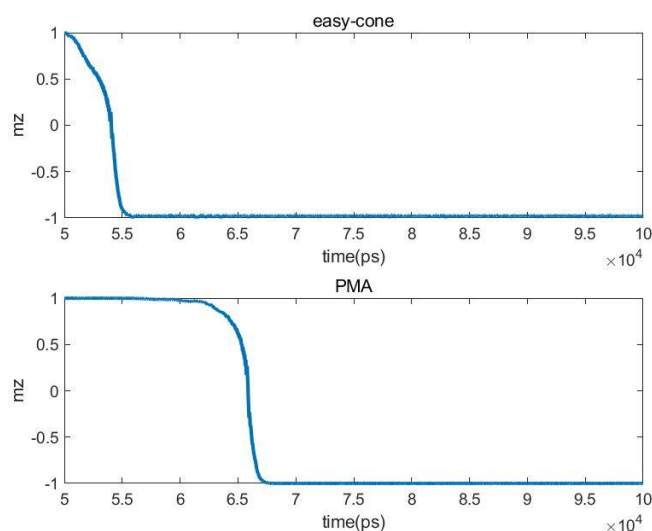


图 4-7 易锥磁隧道结和垂直磁隧道结的翻转过程对比

Figure 4-7 The comparison of switching process of the easy-cone MTJ and perpendicular MTJ

从 $\theta=\pi/2$ 到 $\theta=\pi$ 或者 θ_c 的过程, 易锥磁隧道结的翻转时间同样也更短。对于易锥磁隧道结, 这个时间为 1.2ns, 而对于垂直磁隧道结来说, 这个时间为 2.3ns。在这个过程中, 由于两者热稳定性相同, 系统有效场对翻转的作用是相同的。同时, 同样的电流密度下, 自旋转移力矩的翻转作用在每个角度都是一致的。因此

可以认为两者的翻转速度相同。而易锥磁隧道结需要翻转的角度更低，因此其翻转时间更短。

4.3 垂直和易锥磁隧道结的温度依赖性对比

较宽的工作温度范围是电子器件在实际应用追求的目标之一。表 4-1 给出了不同应用场景下，电子器件需要满足的工作温度^[93,94]：

表 4-1 不同应用场景下电子器件的工作温度范围

Table 4-1 Operating temperature range of electronic devices in different application scenarios

等级	温度范围	应用场景
0 级	233K-423K	汽车行业(发动机周边)
1 级	233K-398K	汽车行业(乘客舱内部)
2 级	233K-388K	汽车行业(非关键元件)
3 级	233K-358K	工业电子器件
4 级	273K-343K	商用电子器件

在各种磁存储器件中，垂直磁隧道结是目前最成熟的室温应用解决方案。如果其能够在低温或者高温情况下表现出色，垂直磁隧道结也能够用于极端温度下的存储器。然而，研究表明，当温度变化时，保证其器件性能稳定并不容易。在低温情况下，诚然其能量势垒会增加，带来更高的稳定性，同时具有更高的隧穿磁阻比率，然而低温也会带来更长的翻转时间和更差的耐久性。如前文所述，在平衡状态下，垂直磁隧道结的磁扎钉层和自由层为平行或者反平行态，即 $\theta = 0$ 。这导致自旋转移力矩不存在。在实际应用中，主要靠热扰动提供的随机磁场使自由层磁矩围绕易轴发生随机进动来提供初始极化角。然而，当温度下降的时候，热扰动的幅度降低，自由层磁矩的初始极化角也会降低，初始自旋转移力矩也大幅度降低，最终导致磁翻转的时间延长。另一方面，由于能量势垒的增加，数据的写入需要施加更大的驱动电压，这可能带来存储器件的击穿故障^[95]。而在高温情况下，无论是对于器件尺寸较小的单磁畴(Single domain)自由层还是尺寸较大的磁畴壁成核(Nucleation)自由层，其能量势垒都会大大降低，造成了热稳定性

的下降^[96]。

对于上述在温度变化时的性能问题，易锥磁隧道结是一个可靠的解决方案。易锥磁隧道结的初始极化角主要由各向异性能和退磁能决定，不会受到热扰动的束缚。因此，在低温下，其翻转延时理论上也不会增加很多。在高温下，易锥磁隧道结中的二阶各向异性能够弥补能量势垒的降低，保证了足够大的热稳定性。这使得它更适合在极端温度下工作。然而，传统的磁隧道结器件的温度研究主要专注于垂直磁隧道结，对易锥磁隧道结的温度研究较少。并且这些研究主要集中在如果去得到稳定的易锥态自由层以及其隧穿磁阻的温度依赖性，对其写入性能的温度依赖性研究没有涉及。因此，在本文中，对比研究了垂直和易锥磁隧道结在 273K-373K 的温度范围内，其写入性能以及热稳定性的温度依赖性。由于器件的尺寸较小，为 $48\text{nm} \times 20\text{nm} \times 1.2\text{nm}$ ，理论上自由层只存在一个磁畴，因此我们选用了宏自旋模型进行了仿真。本文首先仿真了商用电子器件的工作温度范围，为 273K 到 343K，结果表明易锥磁隧道结具有更好的写入性能。为了进一步验证易锥磁隧道结在高温下的优越性，在 343K-373K 温度范围内也进行了仿真。而在 373K 以上的温度下，由于两种器件的热稳定性都会降低很多，数据保留能力较差，因此本研究选择了 373K 作为最高温度。而当温度小于 273K 时，各向异性能量无法被退磁能补偿，很难得到易锥态。最终，本研究确定了 273K-373K 的仿真温度范围。

在本研究中，温度的变化以系统磁性参数的温度依赖性体现。这里我们主要考虑了饱和磁化强度 M_{sat} ，一阶各向异性 K_{u1} 以及自旋极化率 P 的温度依赖性。它们可以通过以下公式进行模拟^[97-100]：

$$M_{\text{sat}}(T) = M_{\text{sat}}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \right] \quad (4.22)$$

$$K_{\text{u1}}(T) = K(0) \left[\frac{M_{\text{sat}}(T)}{M_{\text{sat}}(0)} \right]^3 \quad (4.23)$$

$$P(T) = P(0) \left(1 - \beta T^2 \right) \quad (4.24)$$

这里， T 为温度， $\beta = 2 \times 10^{-5} \text{K}^{-3/2}$ 为材料决定的拟合参数。 $T_c = 750\text{K}$ 为居里温度，当温度高于居里温度时，铁磁会失去磁性。 $M_{\text{sat}}(0)$ ， $K_{\text{u1}}(0)$ 和 $P(0)$ 为 $T=0\text{K}$ 时

三个参数的值，在表 4-2 中给出。在本文的研究中，垂直和易锥磁隧道结仅在磁各向异性能量上有所不同，即两种器件的 $M_{\text{sat}}(0)$ 和 $P(0)$ 是一样的。至于 K_{u2} ，以往的研究指出， K_{u2} 本质上并非源于铁磁界面，铁磁薄膜的厚度和界面处原子结构的波动是其产生的原因^[10]。因此，在本研究中，我们排除了 K_{u2} 的温度依赖性。如图 4-8(a)-(c) 所示，这三个参数都随温度的上升而下降。由于 M_{sat} 和 K_{u1} 具有相同的单调性，因此很难直接推导出热稳定性 Δ ，我们采用数值计算的方法，计算公式为式 4.6 和 4.7。图 4-8(d) 给出了垂直和易锥磁隧道结的热稳定性关于温度 T 的函数。值得注意的是，我们将两个器件的热稳定性在室温下 ($T=300\text{K}$) 都设置为 60 以保证它们之间的对比是公平的。可以观察到，由于 $K_{u1}(0)$ 较高，垂直磁隧道结在 $T<300\text{K}$ 时具有更高的热稳定性。然而，当温度增加时，它比易锥磁隧道结更不稳定。这可以归因于易锥磁隧道结中 K_{u2} 的存在以及垂直磁隧道结中 K_{u1} 的快速下降。随着温度的增加，易锥磁隧道结中 K_{u2} 不发生改变，可以产生稳定的势垒来减缓热稳定性的下降。相反地，垂直磁隧道结中 K_{u1} 的迅速降低导致了势垒的急剧减少。因此，在高温条件下，易锥磁隧道结具有更高的热稳定性，其数据保留能力更为出色。

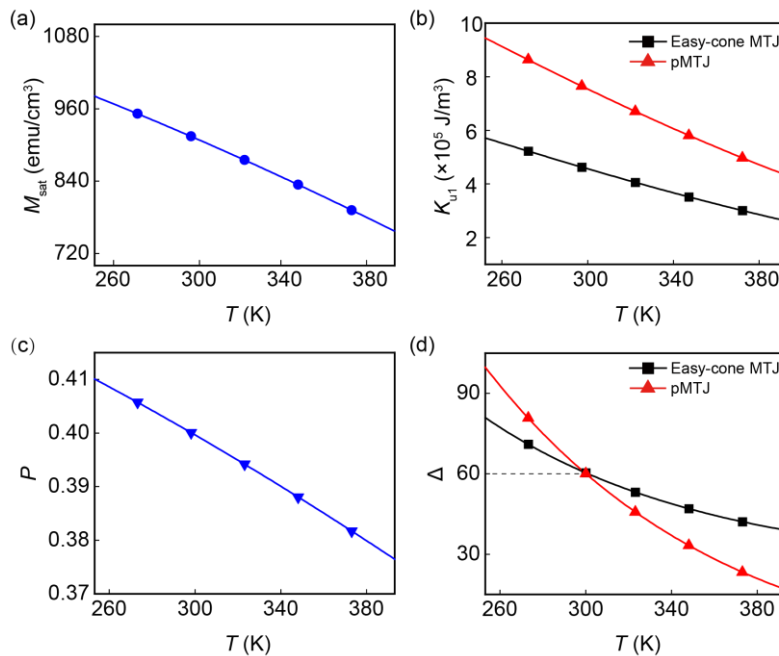


图 4-8 (a)饱和磁化强度 M_{sat} (b)一阶各向异性常数 K_{u1} (c)自旋极化率 P (d)热稳定性 Δ 关于温度 T 的函数图像

Figure 4-8 (a)Saturation magnetization M_{sat} (b)First-order magnetic anisotropy constant K_{u1} (c) Spin polarization P (d)Thermal stability Δ as functions of temperature T

表 4-2 系统的物理参数

Table 4-2 Physical parameters in the simulation system

参数	单位	值
$P(0)$	-	0.446
垂直磁隧道结的 $K_{u1}(0)$	J/m^3	1.82×10^6
易锥磁隧道结的 $K_{u1}(0)$	J/m^3	1.1×10^6
$M_{sat}(0)$	emu/cm ³	1220
自由层厚度	nm	1.2
自由层宽度	nm	20
自由层长度	nm	48
阻尼系数 α	-	0.01

本次仿真的磁动力学利用 RK4 算法解 LLGS 方程求得自由层磁矩的时间演化。在 LLGS 方程中，我们忽略了类场力矩(式 4.10)，因为它对磁矩的翻转贡献可以忽略。

4.3.1 本征写入性能温度依赖性对比

在本研究中温度从两个方面影响到自由层磁矩的翻转。一是系统物理参数的温度依赖性，这主导了器件性能的变化。二是热扰动导致的随机磁场，该磁场的幅值由温度决定。为了研究器件的本征写入性能，我们首先排除了热扰动磁场的影响。为了确定易锥自由层的平衡状态，利用式 4.5 首先计算了在不同温度下的 θ_c 。同时，在 273K 到 373K 之间，以 25K 为步长取点，利用宏自旋仿真，在不施加驱动电流的情况下，得到了各点在稳定状态下的 θ_c 。结果表明仿真结果与计算结果相符。可以看出，随着温度的提高， θ_c 逐渐增加，自由层和扎钉层之间的错位变得更加明显。在我们的仿真中，在 $T=373K$ 时取得 θ_c 最大值为 19° 。通过 θ_c 的变化趋势我们可以预测，当温度持续增高时， θ_c 将继续增加，然而增加的速度会逐渐放缓。在 $T=273K$ 时取得 θ_c 最小值 5.1° ，且随着温度的降低， θ_c 将会继续减少。不难理解，当温度降低时， K_{u1} 会增加，而衡量退磁场的 M_{sat} 在低温的增量难以比拟 K_{u1} 。最终导致 $K_{u1,eff}$ 随着温度降低逐渐增加，直到变为正数，无法再得到易锥磁化态。

利用宏自旋模型，我们得到了两种器件在不考虑热磁场的情况下的本征写入

性能。理论证明， θ_c 越大，本征临界翻转电流密度和翻转延时越低。

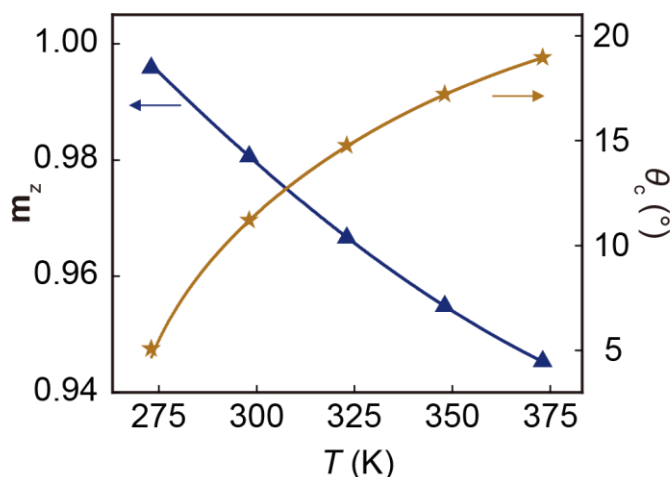


图 4-9 易锥自由层磁矩的 z 方向分量以及稳定极化角关于温度 T 的函数

Figure 4-9 The z component of easy-cone free layer magnetization and stable polar angle as functions of temperature T

首先我们测量了 J_{sw0} 的温度依赖性。垂直和易锥磁隧道结的 J_{sw0} 分别可由式 4.15 和 4.18 计算。如图 4-10 所示，两者的 J_{sw0} 皆随着温度的增加而降低。在我们的研究中，当温度变化时，自由层极化率 P 和一阶有效各向异性常数 $K_{ul,eff}$ 决定了 J_{sw0} 。高温下， $K_{ul,eff}$ 的降低导致了稳定态与面内磁化的势垒降低，从而较小的电流密度便能实现磁矩翻转。相反地， P 在高温下的降低导致了自旋转移力矩的减弱，这需要额外的电流密度补充才能实现磁矩翻转^[102,103]。从图 4-8 可以看出， $K_{ul,eff}$ 对温度更为敏感，变化幅度更大，是 J_{sw0} 变化的主导参数。因此，垂直磁隧道结和易锥磁隧道结的 J_{sw0} 的温度曲线均呈下降趋势。值得注意的是，由于 $K_{ul,eff}$ 在垂直磁隧道结中的变化更为显著，垂直磁隧道结中 J_{sw0} 的下降是急剧的，而易锥磁隧道结 J_{sw0} 的下降则呈现出非常平缓的趋势。因此，与易锥磁隧道结相比，当温度大于 323K 时，垂直磁隧道结的 J_{sw0} 要低很多。然而这是在以其在温度变化下写入性能的稳定性的为代价的。在 273K-373K 的温度范围内，垂直磁隧道结的 J_{sw0} 变化了 56%，而对于易锥磁隧道结，其 J_{sw0} 仅变化了 8%。在实际器件应用中，这种稳定性十分具有吸引力，因为它可以保证更宽的工作温度范围。

接下来本文研究了两种器件的翻转延时，它表征了 STT-MRAM 的数据写入速度。如图 4-11 所示，两种磁隧道结的 t_{sw} 都随着温度的增加而降低。这源于在

高温时 M_{sat} 的降低增加了自旋转移力矩^[91]。特别地，对于易锥磁隧道结，初始极化角 θ_c 随着温度的增加而变大，同样可以增强自旋转移力矩。自旋转移力矩的增加已被证实可以加速磁矩的翻转，因此翻转延时在高温下大大降低^[88]。与 J_{sw0} 相同的是，对于易锥磁隧道结， t_{sw} 对温度的依赖性更低，随温度的变化不明显，这在中等电流密度如 6×10^{10} 至 8×10^{10} A/m² 时最为明显。

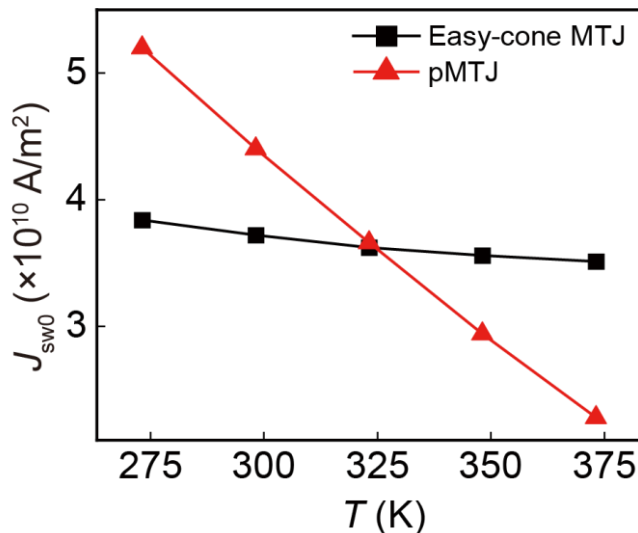


图 4-10 易锥和垂直磁隧道结的临界翻转电流密度 J_{sw0} 关于温度 T 的函数

Figure 4-10 The intrinsic critical current density J_{sw0} as a function of temperature T in the easy-cone and perpendicular MTJ

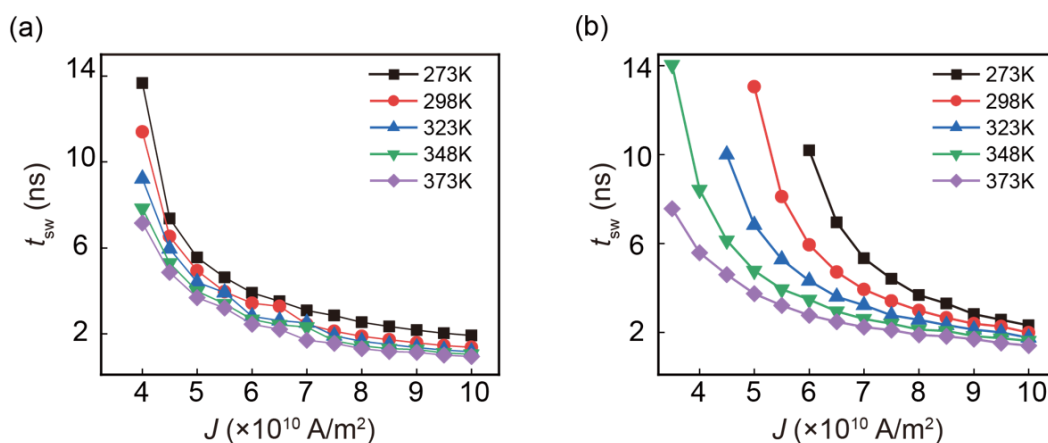


图 4-11 (a)易锥；(b)垂直磁隧道结的翻转延时 t_{sw} 关于温度的函数

Figure 4-11 The switching delay t_{sw} as a function of temperature T in the (a)easy-cone; (b)perpendicular MTJ

4.3.2 随机写入性能温度依赖性对比

在实际应用中，热扰动的影响不可忽略，这导致了随机翻转(Stochastic switching)。随机翻转中，即使驱动电流密度超过临界电流密度，磁矩仍然可能不发生翻转，且翻转的时间会增加许多。热扰动通过一个有效随机磁场参与到系统仿真中^[1]：

$$\mathbf{H}_{\text{thermal}} = \zeta \sqrt{\frac{2k_B T \alpha}{VM_{\text{sat}}(1 + \alpha^2)} \Delta t} \quad (4.25)$$

其中 ζ 为三个分量是独立高斯随机变量的向量； Δt 为计算的时间步长，在本研究中为10ps。本文研究了两种类型的磁隧道结在脉冲持续时间 τ 为1ns, 2ns和5ns时写入性能。当 $\tau < 5\text{ns}$ 时，传统垂直磁隧道结的磁翻转处于快速进动区域(Fast precession regime)，需要较大的电流密度才能实现成功翻转。因此，热扰动产生的力矩在翻转中的作用可以忽略不计。然而需要注意的是， $\mathbf{H}_{\text{thermal}}$ 也会影响初始磁化强度的分布，这对翻转电流密度有很大的影响。因此，在研究磁动力学之前，必须确定考虑了 $\mathbf{H}_{\text{thermal}}$ 初始极化角。为此，我们求解了含有4.25式 $\mathbf{H}_{\text{thermal}}$ 的LLGS方程。图4-12(a)展示了考虑了热扰动后，稳定状态下易锥和垂直磁隧道结的初始极化角均值 θ_{thermal} 关于温度的函数。可以观察到，高温有助于获得更高的 θ_{thermal} ，使得磁矩翻转更加容易。此外，易锥磁隧道结的 θ_{thermal} 随温度的变化更加剧烈。实际上，温度变化对两种器件的 θ_{thermal} 作用不同。在垂直磁隧道结中，温度的升高能够引起更加强烈的热扰动，进一步增强了自由层磁矩围绕易轴的进动， θ_{thermal} 相应地会增加。而对于易锥磁隧道结， θ_{thermal} 的变化源自于系统物理参数的温度依赖性。至于热扰动对易锥器件 θ_{thermal} 的作用在图4-12(b)中的 $\Delta\theta = \theta_{\text{thermal}} - \theta_c$ 呈现出来。当温度高于298K时， $\Delta\theta$ 在1°以下。而当温度等于273K时， θ_{thermal} 相较于 θ_c 提升了许多。这是因为在低温条件下，易锥磁隧道结的一阶有效各向异性场减少到与 $\mathbf{H}_{\text{thermal}}$ 相当。在 $\mathbf{H}_{\text{thermal}}$ 影响下，磁矩在三个方向上的分量的统计值趋于一致。因此，热扰动有助于达到较高的 θ_{thermal} 。

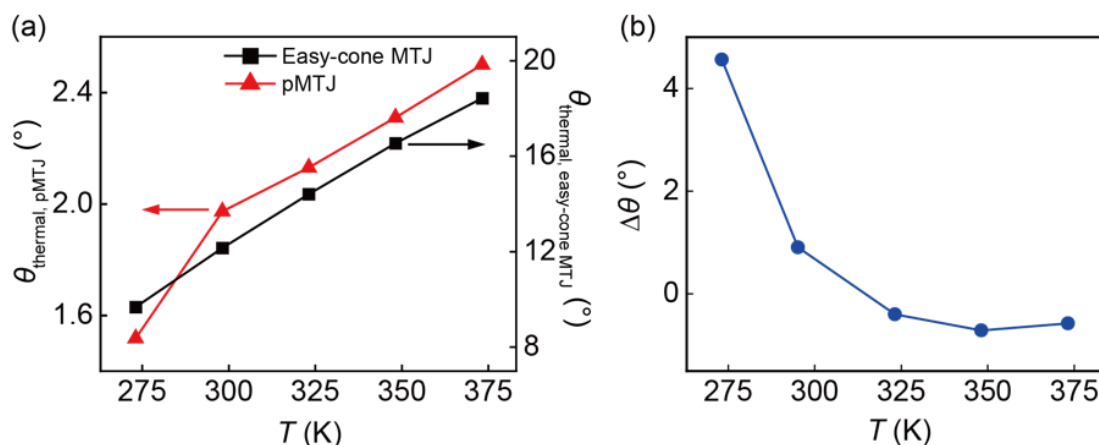


图 4-12 (a)易锥和垂直磁隧道结的 θ_{thermal} 关于温度的函数(b)易锥磁隧道结中热扰动极化角和本征极化角之间的差关于温度的函数

Figure 4-12 (a) θ_{thermal} as a function of temperature in easy-cone and perpendicular MTJ (b) The difference between the polar angle under thermal fluctuations and intrinsic polar angle of easy-cone MTJ

在快速进动区域中，磁翻转所需要的电流密度为 $J_{\text{sw}0}$ 的数倍。我们将 J_{sw} 定义为当翻转概率为 50% 时的电流密度，研究电流过载 (Current overdrive) $J_{\text{sw}}/J_{\text{sw}0}$ 随温度的变化。电流过载体现了器件对驱动电流密度的利用效率，其理论表达式为 $1 + [\ln(\pi/2\theta)/J_{\text{sw}0}\tau]$ ，由 θ 和 $J_{\text{sw}0}$ 共同决定^[3]。随着温度的升高，受益于更强的热扰动和降低的 $K_{\text{ul,eff}}$ ， θ 将会增加，从而获得更低的电流过载。然而，随着温度升高，两种器件的 $J_{\text{sw}0}$ 也会降低，从而平衡了电流过载的降低。从图 4-13 可以看出，两个器件的电流过载具有相反的温度依赖性。垂直磁隧道结的电流过载随着温度的升高呈上升趋势，而易锥磁隧道结则随着温度的升高而下降。这是由于在垂直磁隧道结中， $J_{\text{sw}0}$ 的变化相比于 θ 变化更大，因此 $J_{\text{sw}0}$ 主导了电流过载的变化。然而，对于易锥磁隧道结，由于 $J_{\text{sw}0}$ 几乎不随温度变化， θ 主导了电流过载的变化。而较高的温度下， θ_{thermal} 会相应增加。因此，易锥磁隧道结的电流过载在高温下会降低。

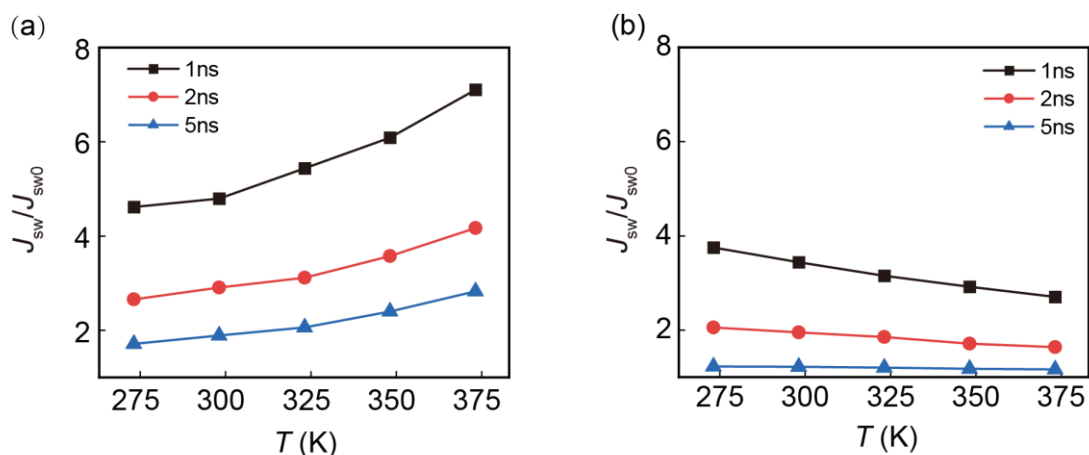


图 4-13 (a)垂直和(b)易锥磁隧道结的电流过载关于温度的函数

Figure 4-13 The current overdrive of (a) perpendicular (b) easy-cone MTJ as a function of temperature

在两种器件中，电流过载随温度的变化主要源于系统物理参数的温度依赖性。相反地，在快速进动区域，热扰动则不太重要。然而，当 $\tau = 5\text{ns}$ 时，易锥磁隧道结的电流过载在温度变化时几乎没有改变。这是由于易锥磁隧道结进入了动态翻转区域(Dynamic reversal regime)，即快速进动和热激活区域(Thermal activated regime)的过渡阶段。在此区域中，受限制于较短的 τ ，电流过载在 1 附近波动。只有当 τ 进一步增加，使得磁矩翻转进入到热激活状态，热扰动能够帮助翻转磁矩，电流过载才能够继续减少，甚至低于 1。总的来说，在快速进动区域，易锥磁隧道结在高温情况下相比垂直磁隧道结，其翻转电流密度更小。

在随机翻转中，即使在足够大的电流密度下仍然存在磁矩翻转失败的现象。因此，本研究定义了写入错误率(Write error rate, WER)为翻转失败的概率。图 4-14 给出了写入错误率在不同电流脉冲宽度下关于电流密度 J (由 $J_{\text{sw}0}$ 归一化)的函数。可以观察到，垂直和易锥磁隧道结的写入错误率具有相反的温度依赖性。对于垂直磁隧道结来说，随着温度的升高，对于相同的写入错误率，它需要更大的 $J/J_{\text{sw}0}$ ，从而导致了写入错误率曲线的右移。相比之下，对于易锥磁隧道结，当温度升高时，实现相同的写入错误率需要的 $J/J_{\text{sw}0}$ 降低。例如，在图 4-14(a)中，两种器件都工作在快速进动区域。对于易锥磁隧道结，如要实现 10^{-3} 的写入错误率，当 $T=373\text{K}$ 时， $J/J_{\text{sw}0}=2.67$ ，当 $T=273\text{K}$ 时， $J/J_{\text{sw}0}$ 增加到了 3.18。然而，在垂直磁隧道结中，当 $T=373\text{K}$ 时，对应的 $J/J_{\text{sw}0}=6.31$ ，当 $T=273\text{K}$ 时减小到 3.62。从图

4-14(b)中可以观察到, 当温度从 273K 变化到 373K 时, 在易锥和垂直磁隧道结中, $\tau=2\text{ns}$ 时, 写入错误率为 10^{-3} 所需要的 J 分别降低了 22.9%和 23.4%。但是, 如图 4-10 所示, 垂直磁隧道结的 $J_{\text{sw}0}$ 变化了 56%, 而易锥磁隧道结的 $J_{\text{sw}0}$ 仅变化了 8%。这表明, 虽然垂直磁隧道结的 $J_{\text{sw}0}$ 在高温下由于势垒的降低而下降了很多, 但是适当的写入错误率所需要的 J 并不能从中受益。相反地, 当温度增加时, 尽管易锥磁隧道结的 $J_{\text{sw}0}$ 在高温时几乎没有变化, 但是适当的写入错误率所需要的 J 能够下降很多。

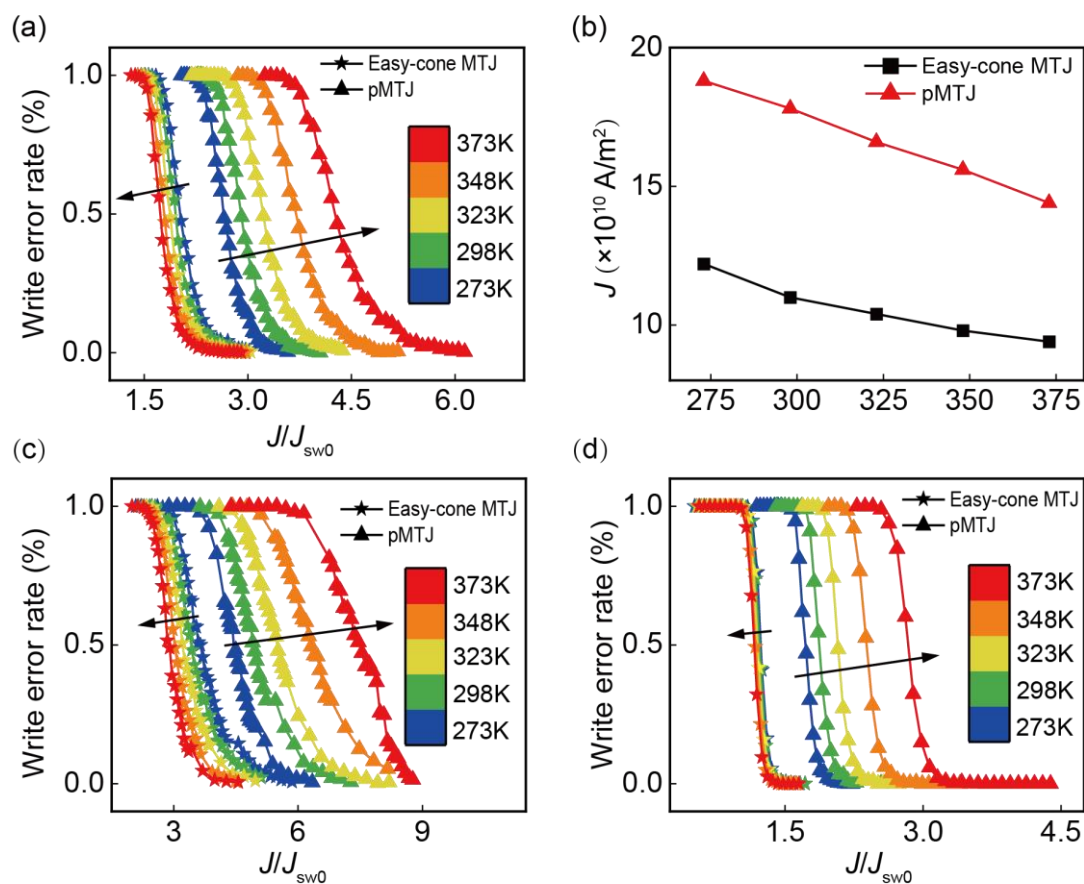


图 4-14 (a) $\tau=2\text{ns}$ 时, 写入错误率关于电流密度 (由 $J_{\text{sw}0}$ 归一化) 的函数。易锥磁隧道结和垂直磁隧道结分别由星形和三角符号表示。图中的箭头表示温度增加的方向。(b) $\tau=2\text{ns}$ 时, 得到 10^{-3} 写入错误率需要的电流密度。(c) $\tau=1\text{ns}$ 和(d) $\tau=5\text{ns}$ 时写入错误率关于电路密度 (由 $J_{\text{sw}0}$ 归一化) 的函数

Figure 4-14 WER as a function of current density (normalized by $J_{\text{sw}0}$) at (a) $\tau=2\text{ns}$, (c) $\tau=1\text{ns}$ and (d) $\tau=5\text{ns}$. The easy-cone MTJ and perpendicular MTJ are presented by star and triangle. The arrows present the direction of temperature rising. (b) At $\tau=2\text{ns}$, the required current density for $\text{WER}=10^{-3}$.

此外,可以观察到,当温度变化时,两种器件的写入错误率曲线的斜率几乎不变。这是由于 M_{sat} 和 P 对写入错误率曲线的相反作用导致的。研究表明, M_{sat} 越小,曲线的斜率越大; P 越低,曲线的斜率则越小。而当温度升高时, M_{sat} 和 P 都会降低,因此写入错误率曲线的斜率不随温度变化。由于曲线的斜率不变,温度的影响更多体现在曲线的平移上。在垂直磁隧道结中,由于特定写入错误率所需要的 J/J_{sw0} 的变化很大,平移的幅度要大得多。相比之下,易锥磁隧道结的写入错误率曲线平移几乎可以忽略不计。因此对于需要在宽的温度范围内工作的器件,易锥磁隧道结更具有优势。

4.4 本章小结

在本章中,针对垂直磁隧道结自由层极化角较低导致的高驱动电流和驱动延时问题,介绍了利用易锥磁隧道结来提升 STT-MRAM 器件性能。通过理论分析,本研究推导了垂直和易锥磁隧道结的热稳定性、临界翻转电流和翻转延时的计算公式。公式和数值模拟结果显示易锥磁隧道结在这三项性能指标中皆比垂直磁隧道结优越。随后针对垂直磁隧道结在低温下翻转困难和在高温下热稳定性较低的问题,本研究创新地提出易锥磁隧道结是有效解决温度问题的方案。利用宏自旋模型,本文对比研究了在温度范围 273K-373K 中,两种类型的磁隧道结的写入性能的温度依赖性。首先对比了两种器件的本征临界电流密度 J_{sw0} 和翻转延时 t_{sw} 。结果显示两种器件在高温下都有更好的性能。然而,垂直磁隧道结的临界电流密度,在既定温度范围内性能变化幅度过大,表明其在实际应用中对环境温度的变化有极高的要求。在随机翻转的快速进动区域中,易锥和垂直磁隧道结的电流过载 $J_{\text{sw}}/J_{\text{sw0}}$ 呈相反的温度依赖性。在高温下,易锥磁隧道结的 $J_{\text{sw}}/J_{\text{sw0}}$ 更低。同时,两种器件的写入错误率曲线也呈相反的温度依赖性。在易锥磁隧道结中,适当的写入错误率所需要的电流密度更低。本研究揭示了基于易锥磁隧道结的 STT-MRAM 在高温下工作的潜力,为相关工作提供了理论指导。

第 5 章 总结与展望

近年来随着摩尔定律逐渐失效,越来越多的科研人员专注于自旋电子学的发展中。巨磁阻效应的发现打开了磁存储的大门,被迅速应用到硬盘存储器中,隧穿磁阻效应也带了磁隧道结的概念。得益于自旋转移力矩的发现,基于磁隧道结的 STT-MRAM 以其高写入速度、低功耗以及非易失性等优点成为了通用存储的有力竞争者。而基于磁隧道结和自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动的赛道存储器也凭借其极高的存储密度和作为三维器件的天然优势,成为了未来存储技术的发展方向之一。

本论文针对磁随机存储器的两个重要器件:赛道存储器和磁隧道结目前存在的问题和发展瓶颈,提出了相应的解决方案,并分别利用了微磁学模型和宏自旋模型,通过解磁动力学方程,验证了方案的可行性。本文主要得到了以下结论:

1.赛道存储器的读写速度高度依赖于长条状铁磁体的磁畴壁运动速度。目前主流磁畴壁运动结合了自旋轨道力矩驱动和奈尔壁构型,对磁畴壁构型存在严格限制。同时,由于磁畴壁结构在自旋轨道力矩影响下不稳定,磁畴壁运动还存在着速度饱和问题。本研究创新地提出利用外尔半金属产生的垂直极化电流驱动磁畴壁运动。垂直极化电流的类场力矩在磁畴壁中心处的有效场方向永远指向面外方向,与磁畴壁的构型无关。因此,理论上该类场力矩能够驱动任意构型的磁畴壁运动。随后的微磁学模型模拟的结果证明了该结论。而针对由于磁畴壁结构破坏而发生的沃克击穿现象,本研究利用分别施加对应方向的外部磁场的方法稳定奈尔壁和布洛赫壁。结果表明,在外部磁场协助下,磁畴壁的运动速度为无外场情况下的三倍。最后,通过引入 DMI 稳定奈尔壁结构的方法,本研究最终得到了最高 506m/s 的磁畴壁运动速度。该部分研究为磁畴壁运动提供了新的驱动方式,对赛道存储器的设计有一定的指导作用。

2.垂直磁隧道结存在着低温下翻转困难,高温下热稳定性较低的问题,其在实际应用中的应用场景极其受限。本文创新地对比研究了易锥和垂直磁隧道结在 273-373K 范围内临界翻转电流,翻转延时,电流过载以及写入错误率的变化。首先,对易锥磁隧道结的理论分析表明二阶各向异性引入的初始极化角可以显著

降低临界翻转电流和翻转延时。同时，在一阶有效各向异性相同的情况下，二阶各向异性能够提升易锥器件的热稳定性。随后，在室温相同热稳定性的前提下，通过宏自旋模拟仿真，对比了两种器件在 273-373K 温度范围内的性能。结果证明在温度变化时，易锥磁隧道结的热稳定性以及写入性能更加稳定，预示了更宽的工作温度范围。另外，在高温情况下，易锥磁隧道结的写入性能远远优于垂直磁隧道结。该项工作促进了高温下工作的高性能 STT-MRAM 的设计，为极端温度下工作的 STT-MRAM 设计提供了新思路。

本研究同样存在局限性。对于赛道存储器，如何延缓沃克击穿现象从而提高磁畴壁运动速度是关键。同时，在 DMI 存在的奈尔壁运动中，磁畴壁倾斜现象对器件的数据读取精度有一定的影响。这两个问题的关键都在于如何在磁畴壁运动过程中稳定磁畴壁的结构。对于易锥磁隧道结，由于一阶各向异性常数在低温中增大，很难得到易锥磁化的自由层，这极大限制了其在低温器件如量子计算机中的应用。

参考文献

- [1] FONG X, KIM Y, VENKATESAN R, et al. Spin-transfer torque memories: Devices, circuits, and systems[J]. Proceedings of the IEEE, 2016, 104(7): 1449-1488, DOI: 10.1109/JPROC.2016.2521712.
- [2] ANDO K, FUJITA S, ITO J, et al. Spin-transfer torque magnetoresistive random-access memory technologies for normally off computing[J]. Journal of Applied Physics, 2014, 115(17): 172607, DOI: 10.1063/1.4869828.
- [3] HUAI Y. Spin-transfer torque MRAM (STT-MRAM): Challenges and prospects[J]. AAPPS bulletin, 2008, 18(6): 33-40.
- [4] PARKIN S S, HAYASHI M, THOMAS L. Magnetic domain-wall racetrack memory[J]. Science, 2008, 320(5873): 190-194, DOI: 10.1126/science.1145799.
- [5] BLÄSING R, KHAN A A, FILIPPOU P C, et al. Magnetic racetrack memory: From physics to the cusp of applications within a decade[J]. Proceedings of the IEEE, 2020, 108(8): 1303-1321, DOI: 10.1109/JPROC.2020.2975719.
- [6] PARKIN S, YANG S H. Memory on the racetrack[J]. Nature nanotechnology, 2015, 10(3): 195-198, DOI: 10.1038/nnano.2015.41.
- [7] BAIBICH M N, BROTO J M, FERT A, et al. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices[J]. Physical review letters, 1988, 61(21): 2472, DOI: 10.1103/PhysRevLett.61.2472.
- [8] BINASCH G, GRÜNBERG P, SAURENBACH F, et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange[J]. Physical review B, 1989, 39(7): 4828, DOI: 10.1103/PhysRevB.39.4828.
- [9] JULLIERE M. Tunneling between ferromagnetic films[J]. Physics letters A, 1975, 54(3): 225-226, DOI: 10.1016/0375-9601(75)90174-7.
- [10] INOUE J. GMR, TMR and BMR[M]//Nanomagnetism and spintronics. Elsevier, 2009: 15-92, DOI: 10.1016/B978-0-444-53114-8.00002-9.
- [11] SHINJO T, YAMAMOTO H. Large magnetoresistance of field-induced giant ferrimagnetic multilayers[J]. Journal of the Physical Society of Japan, 1990, 59(9): 3061-3064, DOI: 10.1143/JPSJ.59.3061.
- [12] DIENY B, SPERIOSU S, PARKIN S, et al. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers[J]. Physical Review B, 1991, 43(1): 1297, DOI: 10.1103/PhysRevB.43.1297.
- [13] COELHO P, LEITAO D C, ANTUNES J, et al. Spin valve devices with synthetic-ferrimagnet free-layer displaying enhanced sensitivity for nanometric sensors[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2014, 50(11): 1-4, DOI: 10.1109/TMAG.2014.2325821.
- [14] BEACH R S, MCCORD J, WEBB P, et al. Orthogonal pinning of two ferromagnetic layers in a synthetic spin valve[J]. Applied physics letters, 2002, 80(24): 4576-4578, DOI: 10.1063/1.1485106.
- [15] HUAI Y, ZHANG J, ANDERSON G W, et al. Spin-valve heads with synthetic antiferromagnet CoFe/Ru/CoFe/IrMn[J]. Journal of applied physics, 1999, 85(8): 5528-5530, DOI: 10.1063/1.369883.
- [16] TSANG C, FONTANA R E, LIN T, et al. Design, fabrication and testing of spin-valve read heads for high density recording[J]. IEEE transactions on magnetics, 1994, 30(6): 3801-3806, DOI: 10.1109/20.333909.
- [17] LYNN J W, KEIMER B, ULRICH C, et al. Antiferromagnetic ordering of Ru and Gd in superconducting RuSr₂GdCu₂O₈[J]. Physical Review B, 2000, 61(22): R14964, DOI: 10.1103/PhysRevB.61.R14964.
- [18] YUASA S, NAGAHAMA T, FUKUSHIMA A, et al. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions[J]. Nature materials, 2004, 3(12): 868-871, DOI: 10.1038/nmat1257.
- [19] SLONCZEWSKI J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1996, 159(1-2): L1-L7, DOI: 10.1016/0304-8853(96)00062-5.
- [20] BERGER L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current[J].

- Physical Review B, 1996, 54(13): 9353, DOI: 10.1103/PhysRevB.54.9353.
- [21] KAWAHARA T, TAKEMURA R, MIURA K, et al. 2 Mb SPRAM (Spin-transfer torque RAM) with bit-by-bit bi-directional current write and parallelizing-direction current read[J]. IEEE Journal of Solid-State Circuits, 2008, 43(1): 109-120, DOI: 10.1109/JSSC.2007.909751.
- [22] ONO K, KAWAHARA T, TAKEMURA R, et al. A disturbance-free read scheme and a compact stochastic-spin-dynamics-based MTJ circuit model for Gb-scale SPRAM[C]//2009 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). IEEE, 2009: 1-4, DOI: 10.1109/IEDM.2009.5424382.
- [23] LIN C J, KANG S H, WANG Y J, et al. 45nm low power CMOS logic compatible embedded STT MRAM utilizing a reverse-connection 1T/1MTJ cell[C]//2009 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). IEEE, 2009: 1-4, DOI: 10.1109/IEDM.2009.5424368.
- [24] LI J, NDAI P, GOEL A, et al. Design paradigm for robust spin-torque transfer magnetic RAM (STT MRAM) from circuit/architecture perspective[J]. IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, 2009, 18(12): 1710-1723, DOI: 10.1109/TVLSI.2009.2027907.
- [25] FONG X, CHODAY S H, ROY K. Bit-cell level optimization for non-volatile memories using magnetic tunnel junctions and spin-transfer torque switching[J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2011, 11(1): 172-181, DOI: 10.1109/TNANO.2011.2169456.
- [26] FONG X, KIM Y, CHODAY S H, et al. Failure mitigation techniques for 1T-1MTJ spin-transfer torque MRAM bit-cells[J]. IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, 2013, 22(2): 384-395, DOI: 10.1109/TVLSI.2013.2239671.
- [27] ALLWOOD D A, XIONG G, FAULKNER C C, et al. Magnetic domain-wall logic[J]. Science, 2005, 309(5741): 1688-1692, DOI: 10.1126/science.1108813.
- [28] FONIN M, HARTUNG C, RÜDIGER U, et al. Formation of magnetic domains and domain walls in epitaxial Fe₃O₄ (100) elements[J]. Journal of Applied Physics, 2011, 109(7): 07D315, DOI: 10.1063/1.3540678, DOI: 10.1063/1.334524.
- [29] KLÄUI M. Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures[J]. Journal of physics: Condensed matter, 2008, 20(31): 313001, DOI: 10.1088/0953-8984/20/31/313001.
- [30] Gu K, Guan Y, Hazra B. Three-dimensional racetrack memory devices designed from freestanding magnetic heterostructures. [J/OL]. Nature Nanotechnology, 2022, 17: 1065-1071, DOI:10.1038/s41565-022-01213-1.
- [31] FREITAS P P, BERGER L. Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films[J]. Journal of Applied Physics, 1985, 57(4): 1266-1269, DOI: 10.1063/1.334524.
- [32] MIRON I M, MOORE T, SZAMBOLICS H, et al. Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect[J]. Nature materials, 2011, 10(6): 419-423, DOI: 10.1038/nmat3020.
- [33] HIRSCH J E. Spin Hall effect[J]. Physical review letters, 1999, 83(9): 1834, DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.1834.
- [34] SINOVA J, VALENZUELA S O, WUNDERLICH J, et al. Spin Hall effects[J]. Reviews of modern physics, 2015, 87(4): 1213, DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1213.
- [35] BIHLMAYER G, KOROTEEV Y M, ECHENIQUE P M, et al. The Rashba-effect at metallic surfaces[J]. surface science, 2006, 600(18): 3888-3891, DOI: 10.1016/j.susc.2006.01.098.
- [36] KOO H C, KIM S B, KIM H, et al. Rashba effect in functional spintronic devices[J]. Advanced Materials, 2020, 32(51): 2002117, DOI: 10.1002/adma.202002117.
- [37] GARATE I, FRANZ M. Inverse spin-galvanic effect in the interface between a topological insulator and a ferromagnet[J]. Physical review letters, 2010, 104(14): 146802, DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.146802.
- [38] SKINNER T D, OLEJNÍK K, CUNNINGHAM L K, et al. Complementary spin-Hall and inverse spin-galvanic effect torques in a ferromagnet/semiconductor bilayer[J]. Nature Communications, 2015, 6(1): 6730, DOI: 10.1038/ncomms7730 (2015).
- [39] KIRCHNER R, DÖRING W. Structure and energy of a Néel wall[J]. Journal of Applied Physics, 1968, 39(2): 855-856, DOI: 10.1063/1.2163646.
- [40] TRUNK T, REDJDAL M, KÁKAY A, et al. Domain wall structure in Permalloy films

- with decreasing thickness at the Bloch to Néel transition[J]. *Journal of Applied Physics*, 2001, 89(11): 7606-7608, DOI: 10.1063/1.1355357.
- [41] KOYAMA T, CHIBA D, UEDA K, et al. Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire[J]. *Nature materials*, 2011, 10(3): 194-197, DOI: 10.1038/nmat2961.
- [42] KHVALKOVSKIY A V, CROS V, APALKOV D, et al. Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion[J]. *Physical Review B*, 2013, 87(2): 020402, DOI: 10.1103/PhysRevB.87.020402.
- [43] ENGEL B N, AKERMAN J, BUTCHER B, et al. A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2005, 41(1): 132-136, DOI: 10.1109/TMAG.2004.840847.
- [44] RIZZO N D, HOUSSAMEDDINE D, JANESKY J, et al. A fully functional 64 Mb DDR3 STT-MRAM built on 90 nm CMOS technology[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2013, 49(7): 4441-4446, DOI: 10.1109/TMAG.2013.2243133.
- [45] IKEDA S, MIURA K, YAMAMOTO H, et al. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction[J]. *Nature materials*, 2010, 9(9): 721-724, DOI: 10.1038/nmat2804.
- [46] MANGIN S, RAVELOSONA D, KATINE J A, et al. Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy[J]. *Nature materials*, 2006, 5(3): 210-215, DOI: 10.1038/nmat1595.
- [47] OHMORI H, HATORI T, NAKAGAWA S. Perpendicular magnetic tunnel junction with tunneling magnetoresistance ratio of 64% using MgO (100) barrier layer prepared at room temperature[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, 103(7): 07A911, DOI: 10.1063/1.2840016.
- [48] KIM J, ZHAO H, JIANG Y, et al. Scaling analysis of in-plane and perpendicular anisotropy magnetic tunnel junctions using a physics-based model[C]//72nd Device Research Conference. IEEE, 2014: 155-156, DOI: 10.1109/DRC.2014.6872344.
- [49] SUN J Z. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study[J]. *Physical Review B*, 2000, 62(1): 570, DOI: 10.1103/PhysRevB.62.570.
- [50] TUDU B, TIWARI A. Recent developments in perpendicular magnetic anisotropy thin films for data storage applications[J]. *Vacuum*, 2017, 146: 329-341, DOI: 10.1016/j.vacuum.2017.01.031.
- [51] LIU T, ZHANG Y, CAI J W, et al. Thermally robust Mo/CoFeB/MgO trilayers with strong perpendicular magnetic anisotropy[J]. *Scientific reports*, 2014, 4(1): 5895, DOI: 10.1038/srep05895.
- [52] DJAYAPRAWIRA D D, TSUNEKAWA K, NAGAI M, et al. 230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions[J]. *Applied physics letters*, 2005, 86(9): 092502, DOI: 10.1063/1.1871344.
- [53] LEE K, SAPAN J J, KANG S H, et al. Perpendicular magnetization of CoFeB on single-crystal MgO[J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, 109(12): 123910, DOI: 10.1063/1.3592986.
- [54] MENG H, LUM W H, SBIAA R, et al. Annealing effects on CoFeB-MgO magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy[J]. *Journal of applied physics*, 2011, 110(3): 033904, DOI: 10.1063/1.3611426.
- [55] LIU T, CAI J W, SUN L. Large enhanced perpendicular magnetic anisotropy in CoFeB/MgO system with the typical Ta buffer replaced by an Hf layer[J]. *Aip Advances*, 2012, 2(3): 032151, DOI: 10.1063/1.4748337.
- [56] Lee K, Bak J H, Kim YJ, et al. 1Gbit high density embedded STT-MRAM in 28nm FDSOI technology [C/OLJ]//2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). 2019: 2.2.1-2.2.4 DOI: 10.1109/IEDM19573.2019.8993551.
- [57] MOUGIN A, CORMIER M, ADAM J P, et al. Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires[J]. *Europhysics Letters*, 2007, 78(5): 57007, DOI: 10.1209/0295-5075/78/57007.
- [58] MEIER G, BOLTE M, EISELT R, et al. Direct imaging of stochastic domain-wall motion driven by nanosecond current pulses[J]. *Physical review letters*, 2007, 98(18): 187202, DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.187202.
- [59] HAYASHI M, THOMAS L, RETTNER C, et al. Current driven domain wall velocities

- exceeding the spin angular momentum transfer rate in permalloy nanowires[J]. *Physical review letters*, 2007, 98(3): 037204, DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.037204.
- [60] MOORE T A, MIRON I M, GAUDIN G, et al. High domain wall velocities induced by current in ultrathin Pt/Co/AlO_x wires with perpendicular magnetic anisotropy[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(26): 262504, DOI: 10.1063/1.3062855.
- [61] EMORI S, BAUER U, AHN S M, et al. Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(7): 611-616, DOI: 10.1038/nmat3675.
- [62] YANG S H, RYU K S, PARKIN S. Domain-wall velocities of up to 750 m/s driven by exchange-coupling torque in synthetic antiferromagnets[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(3): 221-226. DOI:10.1038/nnano.2014.324
- [63] CARETTA L, MANN M, BÜTTNER F, et al. Fast current-driven domain walls and small skyrmions in a compensated ferrimagnet[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(12): 1154-1160. DOI: 10.1038/s41565-018-0255-3
- [64] CAI K, ZHU Z, LEE J M, et al. Ultrafast and energy-efficient spin-orbit torque switching in compensated ferrimagnets[J]. *Nature Electronics*, 2020, 3(1): 37-42. DOI: 10.1038/s41928-019-0345-8
- [65] ABERT C. Micromagnetics and spintronics: models and numerical methods[J]. *The European Physical Journal B*, 2019, 92: 1-45, DOI: 10.1140/epjb/e2019-90599-6.
- [66] FIDLER J, SCHREFL T. Micromagnetic modelling-the current state of the art[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2000, 33(15): R135, DOI: 10.1088/0022-3727/33/15/201.
- [67] DIVINCENZO D P, BACON D, KEMPE J, et al. Universal quantum computation with the exchange interaction[J]. *Nature*, 2000, 408(6810): 339-342, DOI: 10.1038/35042541.
- [68] RYU K S, THOMAS L, YANG S H, et al. Chiral spin torque at magnetic domain walls[J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(7): 527-533, DOI: 10.1038/nnano.2013.102.
- [69] KANG W, HUANG Y, ZHANG X, et al. Skyrmion-electronics: An overview and outlook[J]. *Proceedings of the IEEE*, 2016, 104(10): 2040-2061, DOI: 10.1109/JPROC.2016.2591578.
- [70] TOKURA Y, KANAZAWA N. Magnetic skyrmion materials[J]. *Chemical Reviews*, 2020, 121(5): 2857-2897, DOI: 10.1021/acs.chemrev.0c00297.
- [71] AHARONI A. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism: Vol 109*[M]. Clarendon Press, 2000.
- [72] URAZHIDIN S, BIRGE N O, PRATT JR W P, et al. Current-driven magnetic excitations in permalloy-based multilayer nanopillars[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(14): 146803, DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.146803.
- [73] KISELEV S I, SANKEY J C, KRIVOROTOV I N, et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current[J]. *Nature*, 2003, 425(6956): 380-383, DOI: 10.1038/nature01967.
- [74] KATINE J A, ALBERT F J, BUHRMAN R A, et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(14): 3149, DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.3149.
- [75] CARPENTER M H, KENNEDY C A. Fourth-order 2N-storage Runge-Kutta schemes[R]. 1994.
- [76] NAN T, QUINTELA C X, IRWIN J, et al. Controlling spin current polarization through non-collinear antiferromagnetism[J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 4671, DOI: 10.1038/s41467-020-17999-4.
- [77] STIEHL G M, LI R, GUPTA V, et al. Layer-dependent spin-orbit torques generated by the centrosymmetric transition metal dichalcogenide β -MoTe₂[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(18): 184402, DOI: 10.1103/PhysRevB.100.184402.
- [78] GUIMARAES M H, STIEHL G M, MACNEILL D, et al. Spin-orbit torques in NbSe₂/permalloy bilayers[J]. *Nanoletters*, 2018, 18(2): 1311-1316, DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b04993.
- [79] VANSTEENKISTE A, LELIAERT J, DVORNIK M, et al. The design and verification of MuMax3[J]. *AIP Advances*, 2014, 4(10): 107133, DOI: 10.1063/1.4899186.
- [80] BOULLE O, ROHART S, BUDA-PREJBEANU L D, et al. Domain wall tilting in the presence of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in out-of-plane magnetized magnetic nanotracks[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(21): 217203, DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.217203.

- [81] MARTINEZ E, EMORI S, PEREZ N, et al. Current-driven dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in the presence of in-plane fields: Full micromagnetic and one-dimensional analysis[J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, 115(21): 213909, DOI: 10.1063/1.4881778.
- [82] SHI S, LIANG S, ZHU Z, et al. All-electric magnetization switching and Dzyaloshinskii–Moriya interaction in WTe₂/ferromagnet heterostructures[J]. *Nature nanotechnology*, 2019, 14(10): 945-949, DOI: 10.1038/s41565-019-0525-8.
- [83] APALKOV D, DIENY B, SLAUGHTER J M. Magnetoresistive random access memory[J]. *Proceedings of the IEEE*, 2016, 104(10): 1796-1830, DOI: 10.1109/JPROC.2016.2590142.
- [84] ZHA C L, PERSSON J, BONETTI S, et al. Pseudo spin valves based on L10 (111)-oriented FePt fixed layers with tilted anisotropy[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(16): 163108, DOI: 10.1063/1.3123003.
- [85] HE P B, LI Z D, PAN A L, et al. Theory of ferromagnetic resonance in magnetic trilayers with a tilted spin polarizer[J]. *Physical Review B*, 2008, 78(5): 054420, DOI: 10.1103/PhysRevB.78.054420.
- [86] MATSUMOTO R, ARAI H, YUASA S, et al. Spin-transfer-torque switching in a spin-valve nanopillar with a conically magnetized free layer[J]. *Applied Physics Express*, 2015, 8(6): 063007, DOI: 10.7567/APEX.8.063007.
- [87] TIMOPHEEV A A, TEIXEIRA B M S, SOUSA R C, et al. Inhomogeneous free layer in perpendicular magnetic tunnel junctions and its impact on the effective anisotropies and spin transfer torque switching efficiency[J]. *Physical Review B*, 2017, 96(1): 014412, DOI: 10.1103/PhysRevB.96.014412.
- [88] MATSUMOTO R, ARAI H, YUASA S, et al. Theoretical analysis of thermally activated spin-transfer-torque switching in a conically magnetized nanomagnet[J]. *Physical Review B*, 2015, 92(14): 140409, DOI: 10.1103/PhysRevB.92.140409.
- [89] MOJUMDER N N, ROY K. Proposal for switching current reduction using reference layer with tilted magnetic anisotropy in magnetic tunnel junctions for spin-transfer torque (STT) MRAM[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2012, 59(11): 3054-3060, DOI: 10.1109/TED.2012.2210226.
- [90] STILLRICH H, MENK C, FRÖMTER R, et al. Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 105(7): 07C308. DOI:10.1063/1.3070644
- [91] TEIXEIRA B M S, TIMOPHEEV A A, CAÇOILLO N, et al. Stabilization of the easy-cone magnetic state in free layers of magnetic tunnel junctions[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(18): 184405. DOI: 10.1103/PhysRevB.100.184405
- [92] SHAW J M, NEMBACH H T, WEILER M, et al. Perpendicular magnetic anisotropy and easy cone state in Ta/Co₆₀Fe₂₀B₂₀/MgO[J]. *IEEE Magnetics Letters*, 2015, 6: 1-4. DOI: 10.1109/LMAG.2015.2438773
- [93] MCCLUSKEY P, MENSAH K, O'CONNOR C, et al. Reliable use of commercial technology in high temperature environments[J]. *Microelectronics Reliability*, 2000, 40(8-10): 1671-1678, DOI: 10.1016/S0026-2714(00)00188-8.
- [94] JOHNSON R W, EVANS J L, JACOBSEN P, et al. The changing automotive environment: high-temperature electronics[J]. *IEEE transactions on electronics packaging manufacturing*, 2004, 27(3): 164-176, DOI: 10.1109/TEPM.2004.843109.
- [95] LANG L, JIANG Y, LU F, et al. A low temperature functioning CoFeB/MgO-based perpendicular magnetic tunnel junction for cryogenic nonvolatile random access memory[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(2): 022409, DOI: 10.1063/1.5129553.
- [96] TAKEUCHI Y, SATO H, FUKAMI S, et al. Temperature dependence of energy barrier in CoFeB-MgO magnetic tunnel junctions with perpendicular easy axis[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(15): 152405, DOI: 10.1063/1.4933256.
- [97] SHANG C H, NOWAK J, JANSEN R, et al. Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions[J]. *Physical Review B*, 1998, 58(6): R2917, DOI: 10.1103/PhysRevB.58.R2917.
- [98] CALLEN H B, CALLEN E. The present status of the temperature dependence of magnetocrystalline anisotropy, and the $l(l+1)^2$ power law[J]. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1966, 27(8): 1271-1285, DOI: 10.1016/0022-3697(66)90012-6.
- [99] CALLEN E R, CALLEN H B. Static magnetoelastic coupling in cubic crystals[J].

- Physical Review, 1963, 129(2): 578, DOI: 10.1103/PhysRev.129.578.
- [100] IBRAHIM F, HALLAL A, KALITSOV A, et al. Unveiling Temperature-Dependence Mechanisms of Perpendicular Magnetic Anisotropy at Fe/MgO Interfaces[J]. Physical Review Applied, 2022, 17(5): 054041, DOI: 10.1103/PhysRevApplied.17.054041.
- [101] HEINRICH B, MONCHESKY T, URBAN R. Role of interfaces in higher order angular terms of magnetic anisotropies: ultrathin film structures[J]. Journal of magnetism and magnetic materials, 2001, 236(3): 339-346, DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00455-3.
- [102] REHM L, WOLF G, KARDASZ B, et al. Sub-nanosecond spin-torque switching of perpendicular magnetic tunnel junction nanopillars at cryogenic temperatures[J]. Applied Physics Letters, 2019, 115(18): 182404, DOI: 10.1063/1.5128106.
- [103] GARZÓN E, DE ROSE R, CRUPI F, et al. Simulation analysis of DMTJ-based STT-MRAM operating at cryogenic temperatures[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2021, 57(7): 1-6, DOI: 10.1109/TMAG.2021.3073861.

致 谢

时间如白驹过隙，一转眼我的十九年学生生涯就要完结了。网络上流传着一句话：一个人不能同时拥有青春和对青春的感受。现在，当我的青春即将结束，当我即将踏入社会的这个时刻，我不断地回想起这十九年时光，试图从中寻得一丝对青春不再的慰藉。在对过去的寻觅中，也正是一路以来所有人对我的关怀与爱给予了我宽慰，对此我怀有难以言表的感激之情。

首先，我要感谢我的研究生导师祝智峰教授。感谢祝老师这三年来无论是在学术上还是在生活中，都竭尽全力地给予我帮助。私以为我是一个喜欢胡思乱想不能沉下心做科研的人。而在这三年里，祝老师从未失去对我的耐心，给予了我最大的空间去做自己想做的事。对此，我一直抱有羞愧之情，为一开始口口声声说要转博最后却当了逃兵而愧疚，为没有做出出色的科研成果而愧疚，为身为大师兄没有起到表率作用而愧疚。以后，我更想成为一个对社会对国家有用的人，能让祝老师觉得这个学生虽然搞科研不行，但是人还是挺有用的。

其次，我要感谢北京超弦研究院的张云森老师。在科研上，每当课题遇到困难的时候，张老师总会耐心指导，并给出精准的建议。生活中，张老师更像我的一个朋友，会告诉我在象牙塔里体会不到的道理，扩宽了我看这个世界的眼界。

感谢我的同门：任杰，辛玥，袁正平，徐正德和张雪以及杨雨梦老师课题组学生刘阳辉。感谢你们在这个陌生的城市里，为我驱散了孤独。我会永远记得大家一起讨论问题，一起为组会紧张，一起吃喝玩乐的日子。

感谢我的网络朋友陈郝琳，施彭浩，秦顺林，李顺泉，李顺琪，吴嘉斌，赵家平，陈僖微。这三年来，大家一起在网络上度过了不少欢乐时光，也衷心地希望彼此能够过上自己想要的生活。

感谢我中学和大学时期的朋友们，由于名字太多，不便在此处一一列出。正是你们一直以来的信任和支持，陪伴我走过了这最灿烂的学生生涯。

最需要感谢的是我的父母，你们给我的关怀，给我的爱，让我一直有勇气去面对这个世界。感谢你们给我勇气和平台，能够从中原地区一个边缘小城走到沿海现代化大城市，一步一步走向更宽广的世界。求学的途中，做过许多选择，犯

过许多错误，你们总是从不耐烦地包容我、安慰我、指导我。知道你们永远在背后支持着我，我才能毫不犹豫的去闯去试去做，对此我永远渴望并永远感恩。

2023.3.15

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2016年9月——2020年7月,在南方科技大学电子系获得学士学位。

2020年9月——2023年6月,在上海科技大学信息学院攻读硕士学位。

已发表(或正式接受)的学术论文:

- [1] LONG J, HU Q, YUAN Z, et al. Comparative Study of Temperature Impact in Spin-Torque Switched Perpendicular and Easy-Cone MTJs[J]. *Nanomaterials*, 2023, 13(2): 337, Doi:10.3390/nano13020337.
- [2] YADAGIRI K, LONG J, WANG Y, et al. Magnetodynamic properties on square patterned of FeGaB and Al₂O₃/FeGaB thin films[J]. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2022, 33(19): 15927-15935, DOI: 10.1007/s10854-022-08491-4.