

磁性斯格明子的赛道存储

梁雪 赵莉 邱雷 李双 丁丽红 丰友华 张溪超 周艳 赵国平

Skyrmions-based magnetic racetrack memory

Liang Xue Zhao Li Qiu Lei Li Shuang Ding Li-Hong Feng You-Hua Zhang Xi-Chao Zhou Yan
Zhao Guo-Ping

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 137510 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180764

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180764>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[e₃O₄ 单晶薄膜磁性电场调控的微磁学仿真研究](#)

Electric-field control of magnetic properties of Fe₃O₄ single-crystal film investigated by micro-magnetic simulation

物理学报.2017, 66(13): 137501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.137501>

[磁涡旋极性翻转的局域能量](#)

Local energy of magnetic vortex core reversal

物理学报.2016, 65(21): 217503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.217503>

[电流调控磁涡旋的极性和旋性](#)

Controlling of magnetic vortex chirality and polarity by spin-polarized current

物理学报.2015, 64(24): 247505 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247505>

[非均匀弱直流偏置磁场中 CoFe-基非晶态合金丝的静磁化分布和退磁场分布](#)

Static magnetization and demagnetizing field distribution of the amorphous wire in non-uniform applied field

物理学报.2014, 63(24): 247502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.247502>

[不同易轴取向对 Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅ 磁性双层膜的微磁学模拟](#)

Micromagnetic simulation and analysis of Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅ magnetic bilayered thin films with different orientations of the easy axis

物理学报.2014, 63(16): 167505 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.167505>

专题: 磁斯格明子

磁性斯格明子的赛道存储*

梁雪¹⁾ 赵莉¹⁾ 邱雷¹⁾ 李双¹⁾ 丁丽红¹⁾ 丰友华¹⁾
张溪超²⁾ 周艳²⁾ 赵国平¹⁾³⁾†

1)(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610101)

2)(香港中文大学(深圳)理工学院, 深圳 518172)

3)(山西先进永磁材料与技术协同创新中心, 临汾 041004)

(2018年4月21日收到; 2018年5月22日收到修改稿)

磁性斯格明子是拓扑稳定的自旋结构, 它的尺寸小, 驱动电流阈值小, 被广泛认为是下一代磁性存储的基本单元. 斯格明子的主要优势在于它奇特的动力学性质, 特别是它能够与传导电子相互作用, 在低电流密度驱动下可以在赛道上稳定地运动. 本文结合磁性斯格明子赛道存储的最新研究成果, 对斯格明子在赛道上的写入、驱动和读出三个方面进行了较为详细的综述. 重点介绍了注入自旋极化电流这一最常见的驱动方法, 分析了斯格明子在赛道上的堵塞和湮没现象, 探讨了斯格明子霍尔效应及其可能造成信号丢失的危害和相关的解决方法, 并在此基础上详细介绍了几种斯格明子赛道存储的优化设计方案. 最后总结了磁性斯格明子赛道存储面临的一些挑战.

关键词: 斯格明子, 赛道存储, 自旋转移力矩

PACS: 75.78.Fg, 75.78.Cd, 75.40.Mg, 75.50.Ss

DOI: 10.7498/aps.67.20180764

1 引言

斯格明子最早由英国粒子物理学家 Skyrme^[1] 提出, 用于描述介子领域中的局域化的准粒子结构. 此后, 这一物理概念也用于很多其他领域, 比如: 核物理、量子霍尔体系、液晶以及超冷原子等^[2,3]. 斯格明子是一种受拓扑保护的结构, 可以由一个拓扑整数来表征, 其拓扑数不会在连续形变下而发生改变. 有趣的是, 这种非拓扑平庸的准粒子也可以稳定地存在于手性磁体中, 即磁性斯格明子^[3]. 有了这些开创性的理论工作^[4-7], 此后不断涌现出大量研究磁性斯格明子的实验工作. 2009年, Mühlbauer等^[8]通过小角度中子散射实验, 在MnSi材料中首次证实了斯格明子晶体(skyrmion lattice)的存在; Yu等^[9]利用洛伦兹透射电子显微镜(Lorentz transmission elec-

tron microscopy, LTEM)在 $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ 首次得到真实空间中斯格明子的成像; Heinze^[10]在Ir表面生长的Fe单原子层中用自旋极化扫描隧道显微镜(spin-polarized scanning tunneling microscopy, SP-STM)也观测到了自发的原子级的斯格明子晶体; 2015年, 杜海峰等^[11]通过实验发现, 在外加磁场作用下, FeGe纳米带中边缘扭曲的螺旋基态可以演变成斯格明子, 即利用边界效应实现斯格明子的产生; Hsu等^[12]证明了局部电场可以实现斯格明子与铁磁态之间的相互转换. 此外, 许多研究者^[13-20]也进一步研究了室温下斯格明子的形成及其基本操控. 其中, Zhou和Ezawa^[17]以及Jiang等^[18]分别通过模拟和实验实现了室温下受限几何结构中带状磁畴向单个斯格明子的转换. 无疑, 这些结果都为斯格明子自旋电子设备的应用打开了一扇大门.

* 国家自然科学基金(批准号: 51771127, 51571126, 51772004)和四川省教育厅项目(批准号: 18TD0010, 16CZ0006)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaogp@uestc.edu.cn

斯格明子的自旋结构^[21,22]如图1所示,其中中心处的自旋向下,而边缘处的自旋向上,中心与边缘成反平行排列,而中间的过渡区域磁矩由向下逐步转到向上.因此,斯格明子也是一种特殊的磁畴壁结构.此外,类似于磁畴壁,根据磁矩的两种不同转动方式,将斯格明子分为布洛赫型和奈尔型两大类.

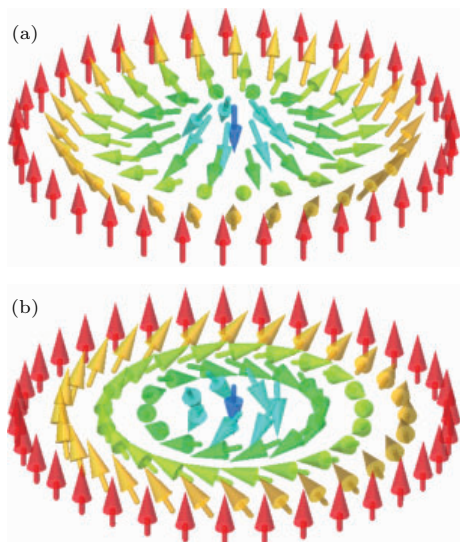


图1 两种斯格明子的自旋结构 (a) 奈尔型斯格明子; (b) 布洛赫型斯格明子^[21,22]

Fig. 1. The magnetic texture of two types skyrmions: (a) Néel-type skyrmions; (b) Bloch-skyrmions^[21,22].

磁有序系统中稳定斯格明子的机理有四种,分别是:长程偶极相互作用, Dzyaloshinskii-Moriya相互作用(DMI),阻挫交换相互作用以及四自旋相互作用,并且多种机理可能会同时作用^[3].特别地,DMI是目前研究最多的一种.通常在非中心对称的块状磁性材料和界面反演对称性破缺的过渡金属薄膜中,由于这些材料中的原子排列结构对称性极低,并且存在较强的自旋轨道耦合,往往会产生DMI.此外,在Co/Ru/Co多层膜纳米盘^[23]中,Dai等^[24]通过微磁模拟发现,在该体系中虽然不存在DMI,但由于几何限制以及各种微磁学能量之间的竞争也可以自发地形成稳定的斯格明子基态.近年来,有大量的理论与实验工作都用于研究单个孤立斯格明子的产生、驱动、删除、探测等基本操控,并期望将其运用在自旋电子学器件中,如:赛道存储、逻辑门、振荡器等.尤其是与传统的磁畴相比,斯格明子的驱动电流更小,从能源的角度来看,将更适合用于未来的信息存储设备.

对于信息存储,最传统的方式是硬盘存储和随机存储(random access memory, RAM),它们都曾

经历过迅猛的发展.其中,硬盘存储是将信息(数据)存放在硬盘内的磁盘上,启动时,硬盘高速旋转,磁头将会读出相应的数据.对于这一设备,虽然价格比较低廉,信息可以长期储存,但是由于存在大部件的机械运动,可能会造成机械零件以及能量的损耗;其次,外界的振动和干扰对其影响也较大.而随机存储器则是利用晶体管和电容器中的电子态来存储数据位^[25],并与CPU直接交换数据,可以随时读写,速度很快,分为静态随机存储器和动态随机存储器.不足的是,这种存储器在断电以后,内部存储的信息就会消失,使用寿命短暂,读写次数有限.此外,在实现了利用电流诱导磁性隧道结(magnetic tunnel junction, MTJ)中的磁矩翻转以后,基于MTJ的自旋转移矩磁性随机存储器(spin transfer torque magnetic random access memory, STT-MRAM)立即成为一个研究热点,得到了大量科研人员的关注,其主要原因在于该存储设备的非易失性好、存取速度快以及无限持久力^[26,27].但在投入实际生产之前,对于该设备的能耗、热稳定性、信息的可靠性等问题,还有待继续研究.基于以上分析,这些存储设备都各有优劣,而对于现在的信息化时代,人们都期望能够拥有一种同时结合上述存储器优点的新型设备来储存信息,即价格便宜、读写速度快、信息可靠、能耗低并且非易失性好.幸运的是,在十多年前,Parkin等^[25,28,29]提出了一种新的存储方式——赛道存储(racetrack memory, RM),在这一模型中,纳米线作为赛道,数据全部储存在赛道上的磁畴壁中,这些畴壁是非易失的,可以实现信息的复写.有别于传统的硬盘存储,它没有运动的大部件,而是携带信息(二进制数据)的磁畴壁在赛道上来回运动,从而实现信息的读写存储.因此,赛道存储具有较强的防震性与抗干扰性,有利于移动设备的信息存储.理论上当利用自旋极化电流驱动畴壁时,速度可达到每秒几百米甚至数千米^[30,31],可见这一设备的数据读写速度也是很可观的.

综合考虑斯格明子的优良特性,并结合基于磁畴的赛道存储机理,文献^[3, 32—36]提出磁性斯格明子也可以作为信息的载体用于赛道存储,因此引发了大量相关的实验和理论工作,比如:斯格明子在赛道上的多种产生方式、驱动过程以及读出过程. Romming等^[34]和Sampaio等^[37]分别在实验和理论上利用自旋极化电流实现了斯格明子的产生,这

为斯格明子的赛道存储提供了无比重要的基础条件. 有研究发现^[38-40], 相比于传统的磁畴壁, 驱动斯格明子的电流密度小了5—6个数量级^[32], 从而降低了能耗, 符合当代“绿色环保, 节能减排”的科学发展观. 并且, 这种以斯格明子为基础的赛道存储能突破磁畴壁赛道存储的密度极限, 极大地提高了存储密度. 因此, 集各种优势于一身的斯格明子赛道存储将有望成为下一代磁性存储的主导.

本文详细介绍了斯格明子在赛道上的写入、运动和读出这三个基本过程. 在第2部分主要介绍斯格明子在赛道上的多种写入方式, 包括注入自旋极化电流、外加磁场和激光加热等, 同时, 考虑到实际应用的需要, 也对室温下斯格明子的产生做了简要的论述. 第3部分讨论斯格明子在赛道上的驱动方式, 其中, 注入自旋极化电流, 不论是操作的简易度还是能量的利用率, 都是比较有效、也有望应用于实际的一种方式. 第4部分简要地介绍斯格明子在赛道上的读出过程, 主要论述了拓扑霍尔效应和磁阻效应. 特别地, 非共线磁阻效应作为一种新的全电气化方案将有望应用于未来的斯格明子赛道存储设备中. 本文第5部分针对斯格明子在极化电流的驱动下所产生的斯格明子霍尔效应, 介绍了几种消除这一效应的方法.

2 斯格明子在赛道上的写入

斯格明子是一种拓扑数为1的自旋结构, 而自旋螺旋态或者铁磁态都是拓扑数为0的拓扑平庸态. 对于这些拓扑数不同的自旋结构, 它们不可能通过连续形变从一种状态过渡到另一种状态, 即在这些态之间存在着一个有限的能量势垒, 并以此将它们区分开^[34,41]. 因此, 如果要实现两种自旋结构的转换, 必须要克服它们之间的拓扑势垒^[22,37]. 最常用的方法有: 注入自旋极化电流、外加磁场、局部加热等. 然而, 在实际应用中, 我们都期望能在室温下进行操作, 因此, 本部分也对斯格明子在室温下的产生(即成核)情况做了简要的论述.

2.1 自旋极化电流诱导斯格明子的产生

对于普通电流, 是由自由电子的定向移动而形成, 电子所携带的自旋方向随机分布, 总体不带极性. 当普通电流穿过“铁磁层/非铁磁层/铁磁层”三明治结构的自旋阀时, 由于自旋散射作用, 最终

将使普通电流变成自旋极化电流. 利用自旋极化电流来产生斯格明子, 不论是实验还是理论的角度, 无疑都是一种比较简单、有效、也有望应用于实际的产生方式.

2.1.1 实验研究

相比于传统的磁畴壁^[42], 斯格明子具有特定的手性, 要想清楚地知道其内部磁矩的具体分布, 在实验上就需要更为复杂的流程. 除了利用小角度中子散射实验和洛伦兹透射电镜研究斯格明子, 自旋极化扫描隧道显微术^[43-46]作为一种新兴的、空间分辨率能达到原子尺寸的表面自旋分辨技术, 也可实现对真实空间中斯格明子的研究^[34]. 当其只用于研究表面磁结构及其特性时, 为了不改变或者破坏样品的本身结构、影响SP-STM成像, 一般利用低电压(约为几十毫伏)和低电流(约为几十纳安)来扫描样品表面. 若加大扫描电压和隧穿电流, 则通过针尖的特殊结构将产生高能自旋电子, 形成自旋极化电流注入到材料的表面, 实现对样品的操控.

Romming等^[34]就利用SP-STM对PtFe表面进行处理, 通过注入自旋极化电流来控制斯格明子的成核与湮没. 考虑到铁磁态($Q = 0$)与斯格明子态($Q = 1$)之间相互转换时会出现明显的磁信号, 因此, 可以作为这两者之间的转换信号. 为了进一步研究在自旋极化电流下铁磁态与斯格明子之间的转换机理, Romming等主要探究了转换率 f 和出现斯格明子的概率 P 分别与扫描电压 U , 隧穿电流 I , 以及外磁场 B 之间的关系^[47,48]. 实验结果显示, 自旋极化电流所引起热噪声和焦耳热的影响可以忽略不计, 而注入电子的能量 eU 是影响转换率的主要因素, 如图2(a), 电压越大, 转换率 f 越大. 除此之外, 通过图2(b)的 P - B 关系可以清楚地看到, 当固定入射电子的能量 $|eU|$ 和隧穿电流 I 的大小时, 对于大小相同、方向相反的两个扫描电压, 即电流的方向相反, 整个图线会出现一个 $\Delta B \approx 100$ mT的平移, 而且自旋极化电流所产生的自旋转移力矩(spin-transfer torque, STT)主要与电流的极化强度和方向有关. 由此表明, 引起两条图线发生 ΔB 的平移, 其主要原因就是两者的自旋转移力矩的不同. 因此, STT将是一种新的控制自旋结构转换方向的方法, 同时也是一种很有效的操控单个斯格明子的方式.

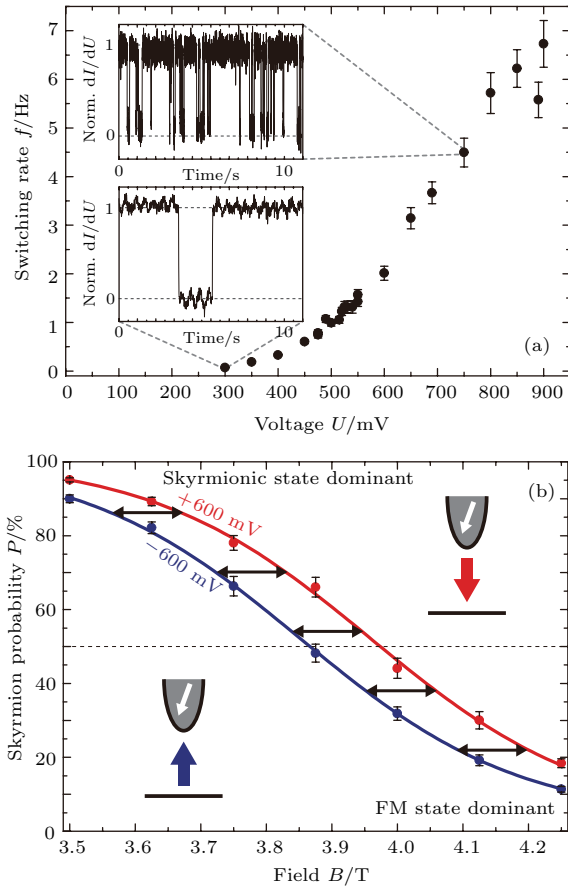


图2 $T = 4.2$ K时电压和外场对斯格明子成核和湮灭的影响^[34] (a) 转换率 f 与电压 U 的关系 ($I = 300$ nA, $B = 2.7$ T); (b) 斯格明子概率 P 与外场 B 的关系 ($I = 100$ nA)

Fig. 2. Voltage and magnetic field characteristics of skyrmion creation and annihilation at $T = 4.2$ K^[34]: (a) Measured switching rates f depend sensitively on U ($I = 300$ nA, $B = 2.7$ T); (b) the relationship between skyrmion probability P and field B ($I = 100$ nA).

2.1.2 数值模拟

目前, 在实验上已经观察到了单个的斯格明子或者斯格明子晶体, 而且通过 SP-STM 向薄膜材料注入自旋极化电流, 在外场的作用下也可实现斯格明子的成核和删除^[34]. 但是对于实际应用, 不仅是斯格明子的赛道存储, 基于斯格明子的其他自旋电子设备也一样, 它们都需要一种更简单有效的方法来产生或者操控斯格明子, 这也正是当前在实验上所面临的挑战. 而通常情况下, 一定的数值模拟工作可以为实验研究做出重要的指导, 因此, 对于利用自旋极化电流产生斯格明子, 数值模拟也是必不可少的. 目前, 在这一领域已有不少的理论工作.

其中, Sampaio 等^[37] 在这一领域做出了具有里程碑意义的重要工作, 他们通过微磁模拟软件 The Object Oriented MicroMagnetic Frame-

work(OOMMF) 进行模拟, 研究了不同参数对单个斯格明子的大小及稳定性的影响. Rohart 和 Thiaville^[49] 的计算结果表明, 对于较小的 D 值, 斯格明子的大小对纳米盘的依赖性较小, 而对于较大的 D 值, 由于纳米盘的边界影响, 斯格明子的大小会随着盘的增大而增大(如图 3 所示). 文献^[22] 中还提到只有当电流超过一个阈值, 并且经历一定的弛豫时间, 斯格明子才能产生. 对实际应用而言, 临界电流和弛豫时间无疑都是至关重要的因素, 临界电流越小, 耗能越低, 弛豫时间越短, 则有效性和灵敏度越高. 有研究发现临界电流的大小与材料的阻尼系数 α 有关, α 越小, 成核所需的临界电流就越小^[37]. 对于 CoFeB 薄膜, 其阻尼系数 $\alpha = 0.015$, 此时, 临界电流可以减小到 0.5×10^8 A·cm⁻². 其次, 减小磁晶各向异性常数或增加外磁场, 也可以减小临界电流^[37]. 此外, Iwasaki 等^[33] 在带有缺口的垂直磁化的纳米线上注入脉冲电流, 通过自旋转移力矩的作用可以产生布洛赫型的斯格明子. Yuan 和 Wang^[50] 研究了在自由层是垂直磁化的自旋阀中通入纳秒级电流脉冲, 即使没有外场的帮助, 也可以实现斯格明子的成核和删除.

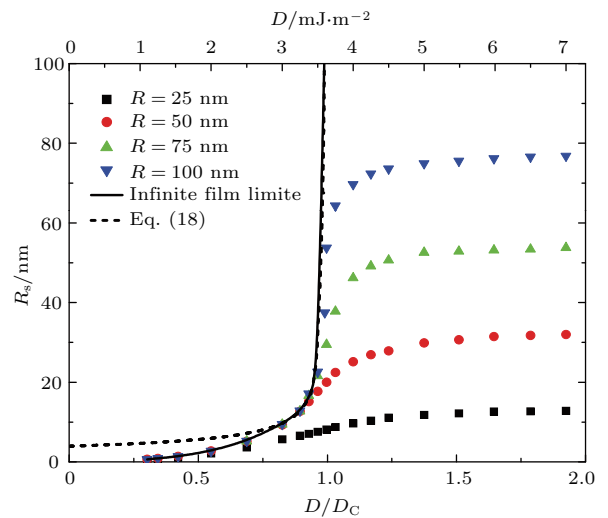


图3 在不同大小的圆盘中斯格明子的半径随 D/D_C 的变化^[49]

Fig. 3. Variation of the skyrmion core radius R_s versus D for different dot radius. The radius is defined at the $m_z = 0$ line^[49].

对圆盘产生斯格明子的研究为斯格明子赛道存储打下了坚实的基础. 在纳米赛道中, 产生单个斯格明子或者斯格明子链的方法有很多, 目前比较常用的就是注入自旋极化电流. 对斯格明子而言, 存储器中的纳米赛道是一个受限系统. 因此, 斯格

明子的产生、运动以及湮没过程都会受到铁磁纳米赛道边界的影响 [33,36,51–53]. 最近有关研究表明, 在具有DMI的纳米薄膜上, 边界的不稳定性可能会导致斯格明子在其边界附近产生 [54]. 另外, 斯格明子在受限系统中的运动也会受到边界的作用, 包括振荡和回旋运动 [55–57], 而且赛道的宽度会直接影响斯格明子的大小和斯格明子间的平衡距离 [36].

Ran 等 [58] 基于微磁学模拟, 系统地研究了在受限系统中斯格明子成核的边界效应. 图 4 为自旋结构在不同的注入电流 j 下随 d_1 的变化, 其中 d_1 是赛道左端到注入中心的距离. 除了距离 d_1 , 材料参数、赛道几何参数和电流密度也会对受限系统中斯格明子的成核情况产生影响. 文献 [58] 中指出斯格明子态只能在特定的参数区间产生.

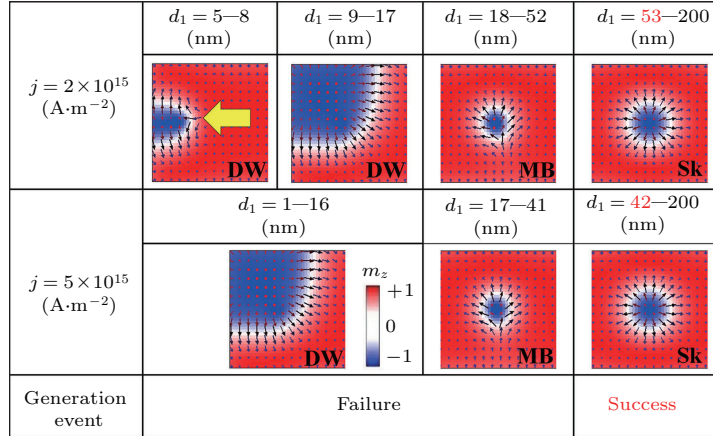


图 4 自旋结构在不同电流密度 j 下随 d_1 的变化 形成事件的成功或失败表示的是斯格明子形成的成功与否, 黄色箭头指出的是自旋结构中的类缺点, 比色刻度尺表示的是磁矩 z 的分量 [58]

Fig. 4. Spin structures varying with the distance between the current injection point and the left end d_1 . The success or failure of the generation event represents whether a stable skyrmion is generated successfully or not. The yellow arrow indicates the defect-like point in the spin structure. The color scale shows the z -component of the magnetization [58].

2.2 外加磁场下斯格明子的产生

2.2.1 斯格明子的 B - T 相图

在一个自旋体系中, 由于磁交换、自旋轨道耦合以及静磁效应的存在, 通常会使得自旋之间产生多种不同的相互作用, 如交换相互作用、磁晶各向异性相互作用、退磁相互作用等. 特别地, 在非中心对称的块状磁性材料和反演对称性破缺的过渡金属薄膜中, 由于这些材料的对称性极低, 并且存在较强的自旋轨道耦合, 从而会产生一个较强的 DMI [59,60]. 对于整个体系, 它的哈密顿量可以写成如下形式 [61]:

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{M}_i \cdot \mathbf{M}_j - \sum_i K (M_i^z)^2 - \sum_i B M_i^z + E_d - \sum_{i,j} D_{ij} \cdot (\mathbf{M}_i \times \mathbf{M}_j).$$

等式右边各项分别代表交换能、磁晶各向异性能、塞曼能、退磁能和 DMI 能. 其中磁交换相互作用是使相邻磁矩平行或反平行排列, 而 DMI 则更倾向于使相邻磁矩垂直排列 [41]. 因此, 在这一体系中,

各种相互作用进行竞争, 最终可形成多种亚稳态 (即能量极小). Mühlbauer 等 [8] 首次在 MnSi 手性磁体中利用小角度中子散射实验证明了斯格明子晶体的存在, 并被确认为 A 相 [62] (如图 5). 从相图中可以看到, A 相处在居里温度附近, 当外场比较小时, 螺旋态最为稳定, 加大磁场, 螺旋态过渡到圆锥态, 若继续加大磁场, 最后形成与外场同向的铁磁态. 从横向来看, 增加体系的温度, 由于热扰动的作用, 使圆锥态转化为稳定的斯格明子态 (即 A 相), 但斯格明子晶体只能在较小的一个温度范围内. 研究发现, 材料的厚度会影响斯格明子的热稳定性, 材料越薄, 存在斯格明子相的温度范围越大, Yu 等 [63] 对 FeGe 的观测也进一步说明了斯格明子的稳定性对材料厚度的依赖性. 事实上, 在二维的螺旋磁体中, 斯格明子晶体能够在较大的温度和磁场范围内稳定存在 [64,65].

改变体系的磁场强度来产生斯格明子是一种最基本的方式. 理论上已经讨论了在磁场作用下, 单轴各向异性、不均匀手性调制等对斯格明子稳定

性的影响 [66–71]. 此外, Romming 等 [34,72] 也进一步研究了单个斯格明子的大小和形状对外场的依赖性.

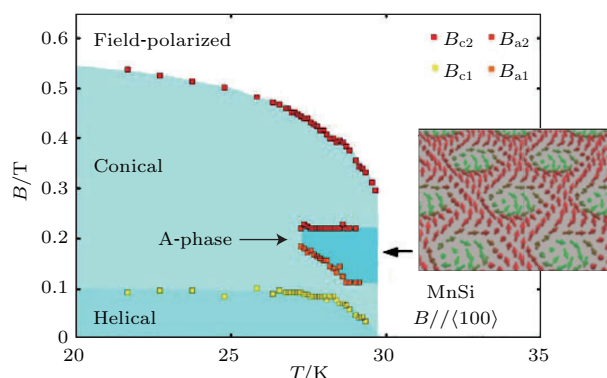


图5 MnSi 关于磁场和温度函数的相图 [3,8]

Fig. 5. The phase diagram of MnSi as a function of T and B [3,8].

2.2.2 外加磁场诱导室温斯格明子的成核

对于生长在重金属上的磁性薄膜, 如生长在 Ir 上的 Fe 单层膜或者 PdFe 双层膜, 亦或是直接生长在 Cu 基片上的 FeNi 双层膜等, 在这些体系中如果要形成稳定的斯格明子, 通常需要较大的磁场 (约 1 T) 和极低的温度 (约几十 K). 无论是从能量的有效利用还是实验的操作难易度来讲, 这都不是我们最想要的结果. 对于实际应用, 我们都期望能在室温下操控稳定的斯格明子, 而要实现室温下的操控, 其前提是能在室温下产生稳定的斯格明子. 最近, Moreau-Luchaire 等 [20] 利用非对称多层膜体系, 实现了室温下单个斯格明子的成核, 并且所需要的外场很小 (约几十毫特斯拉), 从而大大地降低了能耗.

这种非对称多层膜的物理结构为: 在不同的重金属薄膜层 (如 Ir 和 Pt) 之间夹一铁磁层, 形成 “重金属 A/铁磁层/重金属 B” 的三明治结构, 并以此为基本单元, 重复叠加, 形成多层膜. 这一新型的体系主要有两大优势, 首先, 由于磁性薄膜的多次叠加, 有效的磁体积增大, 可以大大提高体系的热稳定性. 其次, 如果重金属 A 和 B 与铁磁层的界面 DMI 刚好相反, 则在 “重金属 A/铁磁层/重金属 B” 三层膜中, 铁磁层能得到一个较大的附加手性相互作用.

如图 6 (a), 该多层膜的基本单元为 Ir/Co/Pt, Co/Ir 之间的 DMI 与 Co/Pt 之间的 DMI 方向相反 [73], 因此, 钴层上下表面的 DMI 方向一致, 使

钴层附加一个很大的 DMI. 通过扫描透射 X 射线显微术 (STXM) 成像, 可以很清楚地观测到该体系的磁结构随外场的变化, 如图 6 (b). 在完全磁化之前, 当外场 $\mu_0 H_{\perp} = 68$ mT 时, 出现了圆形磁畴, 选取特定的圆形磁畴, 研究其大小与外场之间的变化关系, 得到如图 6 (c) 的 X 射线磁圆振二向色性信号 (XMCD) 图, 将实验所得的数据与数值模拟 [74] 的结果进行对比, 最后证实了钴层确实有很大的 DMI (D 约为 $1.9 \text{ mJ}\cdot\text{m}^{-2}$), 而且圆形磁畴也正是由较大的界面 DMI 所产生的拓扑数为 1 的斯格明子, 而不是由偶极相互作用产生的磁泡 [75–77]. 此外, 还通过实验研究了由该多层膜构成的纳米盘和纳米轨道上斯格明子大小随外场的演变过程, 并与微磁模拟进行对比, 两者能够很好地符合. 综上所述, 考虑到这种非对称多层膜的两大优势, 不仅能实现

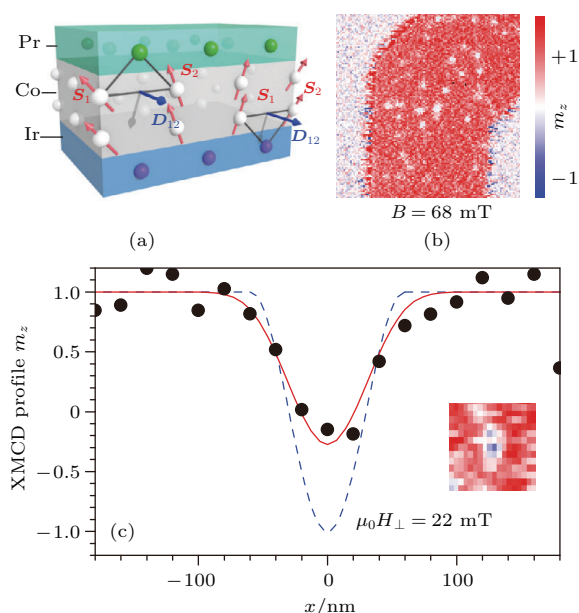


图6 非对称多层膜中斯格明子的成核 (a) 多层膜的基本单元 Ir/Co/Pt, 及钴层与 Pt 和 Ir 层之间的附加 Dzyaloshinski-Moriya 相互作用 (DMI) 的示意图; (b) 外场 $B = 68$ mT 时, STXM 成像; (c) 外场 $B = 22$ mT 时, 圆形磁畴 (斯格明子) 的 XMCD 图, 其中虚线为理想的半径为 60 nm 斯格明子的磁化曲线 [20]

Fig. 6. The creation of skyrmion in asymmetric magnetic multilayers: (a) Illustration of the additive Dzyaloshinski-Moriya interaction (DMI) induced by different heavy metals (Ir and Pt) sandwiching a magnetic layer (Co); (b) a $1.5 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ out-of-plane magnetization (m_z) map obtained by STXM on a (Ir|Co|Pt) 10 multilayer at r.t. for applied out-of-plane magnetic fields of 68 mT; (c) experimental X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) signal through a magnetic circular domain (skyrmion) as observed at 22 mT (black dots), and the blue dashed curve is the magnetization profile of an ideal 60 nm-diameter skyrmion [20].

在室温下单个斯格明子的成核,而且仅需要几十毫特斯拉的外场就能稳定小于100 nm的斯格明子.显然,这一突破性进展又为斯格明子赛道存储的设计提供了新的思路.

2.3 其他成核方式

除了上面所介绍的方法, Zhou 和 Ezawa^[17] 以及 Jiang 等^[18] 分别从理论和实验提出了另一种成核方式,即在一个对称的受限几何结构中,带状磁畴通过连接左右对称区域的窄条,可以转换成斯格明子.如图7,该体系所选用的材料为 Ta/CoFeB/TaO_x, 初始时,窄条的左右两边都是饱和的磁化状态,加上垂直外场 $B_{\perp} = +0.5$ mT 时均产生不规则的带状磁畴,从左端通入时间为 1 ns, 大小为 5×10^5 A·cm⁻² 的单脉电流后,磁畴开始运动,到达细颈时,由于几何限制,电流不均匀分布,从而驱动磁畴通过细颈.有趣的是,当磁畴到达细颈末端时,就会转变成完整的斯格明子泡泡到达右边区域,由于受拓扑保护作用,右边的斯格明子就会一直稳定地存在,可进行有效的电流驱动.这个动态过程类似于用吸管吹肥皂泡的过程,因此,也把这种成核方式形象的称为“吹斯格明子”.虽然通过这种动态的成核方式所产生的斯格明子尺寸偏大(一般为几百纳米,甚至是 1 μ m),但是可以适当地调节材料的具体参数,改变各种相互作用的竞争,使斯格明子的尺寸减小^[37,49,78],而且这种方法已经实现了在室温下的操控,所以有望应用于斯格明子的赛道存储.

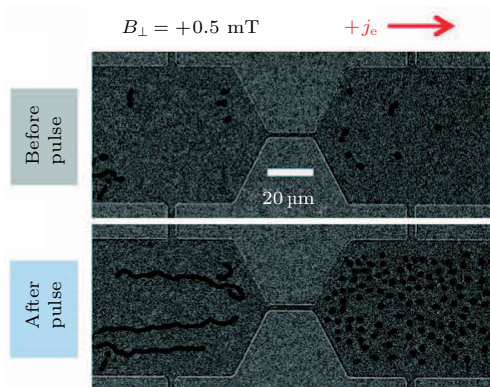


图7 斯格明子泡泡在 Ta/CoFeB/TaO_x 三层膜的受限几何结构中由电流诱导的成核过程^[18]

Fig. 7. The nucleation of skyrmionic bubbles in a Ta/CoFeB/TaO_x trilayer by the current-induced expansion of domains at the exit of a constriction^[18].

此外, Koshibae 和 Nagaosa^[79] 从理论上提出可以用激光辐射进行局部加热来产生斯格明子. 这种方法的物理模型与自旋极化电流产生斯格明子非常相似,所不同的是这里取一个圆形区域进行局部加热,而不是注入自旋极化电流.利用这种方式也可以产生单个斯格明子,且主要取决于加热的强度和时间的.但是,由于需要提供激光装置,若用于赛道存储的写入磁头,可能会使装置变得更为复杂.

3 斯格明子在赛道上的运动

在讨论了斯格明子的成核问题之后,我们所关心的另一个问题就是如何去驱动它.在此之前,人们对于畴壁的研究相对而言较为成熟,其中,利用电流驱动畴壁的研究激发了人们将类似的方法应用于斯格明子驱动上的灵感,并且最初发现斯格明子晶体的材料都具有一定的导电性.因此,在有关斯格明子赛道存储器的研究中,注入电流也就成为了较早的一种驱动方法.当注入自旋极化电流时,传导电子的自旋和斯格明子中的磁矩发生相互作用,产生自旋转移力矩,从而促使斯格明子运动.当然,随着科技的进步,越来越多的驱动方法不断涌现出来,其中的机理也不尽相同.因此,本部分我们主要对驱动斯格明子的一些基本方法做简要的论述.

3.1 自旋极化电流驱动斯格明子

近年来,利用自旋极化电流驱动斯格明子,不仅在理论计算和数值模拟上取得了重大突破,在实验上也有很大的进展.2010年, Jonietz 等^[80] 在 MnSi 中首次发现了电流可以诱导斯格明子晶体的运动;2012年, Yu 等^[81] 利用洛伦兹透射电子显微镜在 FeGe 中直接观察到了电流诱导 Bloch 斯格明子晶体的运动; Woo, Tokunaga 等多位研究者^[13-18] 也进一步研究了室温下斯格明子在电流驱动下的运动情况.此外, Schulz 等^[38] 和 Everschor 等^[40] 分别利用贝里相分析和 Thiele 方程理论解析得到了斯格明子的运动,这些工作都证明了斯格明子确实能像磁畴壁一样,可以通过自旋极化电流所产生的自旋转移矩来进行驱动^[33,37,39].

3.1.1 自旋极化电流的两种注入方式

利用自旋电流驱动斯格明子时有两种注入方式, 即面内注入 (current flowing in the film plane, CIP) 和垂直膜面注入 (current flowing perpendicular to the film plane, CPP) [82–84]. 前者是平行于铁磁层面内注入自旋极化电流, 对局域磁矩产生面内自旋转移力矩从而驱动磁性斯格明子; 后者则是垂直于铁磁层注入自旋极化电流, 为实现这一操作, 通常可以利用自旋阀或者磁性隧道结, 亦或是自旋霍尔器件来产生自旋极化电流. 对于自旋阀或者磁性隧道结 [85,86], 普通电流经过钉扎层后变成极化电流, 通过间隔层后便作用于铁磁自由层; 而对于自旋霍尔体系 [87–90], 由铁磁层和重金属层构成双层膜结构, 向重金属层注入普通电流后, 由于重金属层的自旋散射作用, 使重金属层上下表面积累反向的自旋电子, 从而形成纯自旋流垂直注入铁磁层. 自旋极化电流或者纯自旋流通过铁磁层时都会对局域磁矩产生自旋转移力矩的作用, 从而使斯格明子发生运动.

在微磁学模型中, 三维含时的磁化动力学方程为 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程, 考虑自旋极化电流的作用时, 其形式为

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \mathbf{\Gamma}_{\text{st}},$$

其中 M_s 为饱和磁化强度, $\mathbf{m} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)/M_s = \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ 为单位磁化矢量, 表示任一时刻和位置的磁矩方向; γ 为旋磁比; \mathbf{H}_{eff} 为与交换能、磁晶各向异性、塞曼能及 DMI 能等有关的有效场; α 为阻尼系数. 方程右边第一项表征磁矩绕着有效场的拉莫尔进动, 第二项表示磁矩向平衡态弛豫的阻尼力矩, 第三项即为自旋极化电流所产生的自旋转移力矩.

对于面内注入 [37,83,91],

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{CIP}} = -(\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m},$$

其中 $\mathbf{v}_s = -\frac{\mu_B p}{eM_s(1+\beta^2)} \mathbf{j}$ 为自旋电流的有效速度, β 为非绝热系数, e 为电子带电量的绝对值, μ_B 为玻尔磁子, p 为自旋极化率, \mathbf{j} 为电流密度矢量. $\mathbf{\Gamma}_{\text{st,CIP}}$ 由两项组成, 分别是: 1) 传导电子与局域磁矩之间的绝热作用; 2) 非绝热效应 [83,92,93].

对于垂直膜面注入 [84,94,95],

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{CPP}} = b\mathbf{j} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}),$$

其中 $b = \gamma\hbar p/(2\mu_0 e M_s t_F)$, t_F 为铁磁层厚度, p 为自旋极化率, $\hat{\mathbf{p}}$ 为极化单位矢量; 若为自旋霍尔器件, 则 $\mathbf{j} = j_{\text{HM}}$, $p = \vartheta_{\text{SH}}$, j_{HM} , ϑ_{SH} 分别表示通过重金属层的普通电流大小以及自旋霍尔角. 对于自旋霍尔器件, 除了上面所提到的力矩, 实际上, 由于界面效应 (如 Rashba edelstein 效应 [96]), 还存在一个正交的类场力矩, 但这一力矩的影响较小, 斯格明子的运动通常主要取决于上面所提及的力矩, 因此, 在进行解析计算或数值模拟的时候, 往往忽略掉了类场力矩.

3.1.2 斯格明子的运动特点

在利用自旋极化电流 (或纯自旋流) 驱动斯格明子时, 无论是面内注入还是垂直注入, 斯格明子往往同时具有纵向 (沿电流方向) 和横向 (垂直于电流方向) 两个方向的运动. Iwasaki 等 [39] 首次利用数值实验展示了在无限大 MnSi 膜中面内注入电流驱动 Bloch 斯格明子晶体的情形, 结果显示, 斯格明子的去钉扎电流明显比螺旋相的小, 并且当 $\alpha \neq \beta$ 时, 斯格明子呈现出纵向和横向两个方向的速度, 横向速度主要是由于斯格明子的非拓扑平庸结构, 使得拓扑数不为 0, 从而引起一个不为 0 的马格努斯力的作用, 导致斯格明子发生横向漂移, 通常称之为斯格明子的霍尔效应. Sampaio 等 [37] 利用微磁模拟, 研究了面内注入电流时 Néel 斯格明子的运动情况, 与 Bloch 型斯格明子一样, 当 $\alpha \neq \beta$ 时, 有两个速度分量, 而当 $\alpha = \beta$ 时, 只有纵向速度, 这与 Thiele 方程 [97] 解析推导得到的结果一致,

$$\mathbf{G} \times (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_d) + D(\beta\mathbf{v}_s - \alpha\mathbf{v}_d) + \mathbf{F} = 0,$$

其中, $\mathbf{G} = G\hat{\mathbf{z}} = (4\pi Q)\hat{\mathbf{z}}$ 为旋磁矢量, 与斯格明子的拓扑数 Q 有关; D 是与斯格明子的构型有关的耗散常数; $\mathbf{F} = \partial U/\partial \mathbf{X}_{\text{sk}}$ 是边界所产生的相互作用力. 同样对于垂直膜面注入极化电流 (若利用自旋霍尔效应) 时, 斯格明子也会呈现出两个速度分量, 分别是平行和垂直于注入重金属层内的电流方向. 此外, 与面内注入相比, 垂直膜面注入电流的能量利用率更高, 即得到同样的驱动速度, 垂直注入时所需的电流更小, 从而大大降低能耗, 更有望应用于未来的斯格明子赛道存储. Tomasello 等 [35] 系统地研究和总结了两种类型的斯格明子 (Bloch 型与 Néel 型) 分别在两种电流注入方式下的运动情况.

从图8中可以清楚地看到速度的大小与驱动电流的大小成正相关, 驱动电流越大, 斯格明子的速度越大, 对于斯格明子的赛道存储, 为了提高信息的存取效率, 我们肯定期望速度越大越好, 即增加驱动电流. 但是, 在电流增加的同时, 斯格明子的横向速度也在增加, 当电流超过某一临界值时, 斯格明子受到的马格努斯力将大于赛道边界的排斥作用, 从而导致斯格明子的湮没, 携带的信息也随之丢失, 这不是我们希望看到的结果, 所以, 驱动电流也不是越大越好, 要综合考虑边界的排斥作用力. 但是, 若想得到更大的速度, 就必须设法增加边界势垒, 或者利用其他的方法来抑制斯格明子的霍尔效应, 相关的内容将在本文的第5部分会有较详细的介绍.

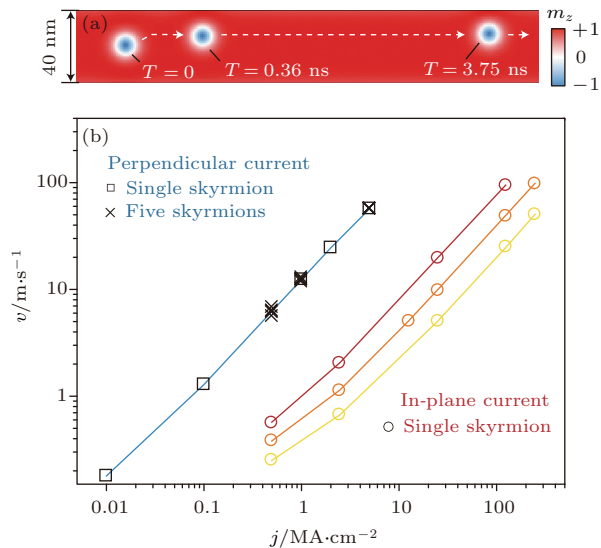


图8 (a) 垂直注入自旋极化电流后斯格明子在纳米赛道上的运动轨迹; (b) 在垂直膜面注入 (蓝色线) 和平行面内注入 (黄色、橙色、棕色分别代表 β 为 0.15, 0.30, 0.60) 的两种方式下斯格明子的纵向速度 v 与电流密度大小 j 的关系 [37]

Fig. 8. (a) Trajectory of a skyrmion driven by a vertical spin-polarized current in a nanotrack; (b) skyrmion velocity v as a function of current density j for in-plane currents with different values of the non-adiabaticity parameter β (0.15, 0.30 and 0.60 in yellow, orange and brown lines and circles, respectively) and for vertical currents (blue line, squares for isolated skyrmion, crosses for the chain) [37].

3.1.3 斯格明子间及其与边界的相互作用

在基于斯格明子的赛道存储中, 斯格明子作为数据位来存储信息. 因此, 斯格明子比特之间的间距能在很大程度上影响存储器的存储密度, 其间距越小, 存储密度越大. 当然, 我们想要的存储密度是越大越好, 也就是斯格明子比特间距越小的情况. 但是由于两个斯格明子的自旋构形有重叠部

分, 导致了斯格明子间的相互作用, 并随着间距的增大而呈指数减小 [98]. 当斯格明子的初始间距 d_i 较小时, 间距会随着斯格明子的运动而变化. 有关 CoPt 材料 [32,36,37] 的模拟结果显示: 当 $d_i = 30$ nm 时, 斯格明子间距在 0—1 ns 时显著增加; 当 d_i 增加到 57 nm 时, 间距的增加速度大幅度减小; 继续增大 d_i 到 62 nm, 在模拟的时间内间距基本不变. 所以, 对于这些材料来说, $d_i \geq 62$ nm 可以作为写入和读取连续斯格明子比特过程的理想间距, 也叫比特长度. 从模拟结果中可以看出, $d_i \geq 57$ nm 也是一个可行的斯格明子比特间距. 并且在 Fert 等 [32] 和 Sampaio 等 [37] 的研究中所采用的斯格明子比特间距为 60 nm, 恰好也证实了这个结论.

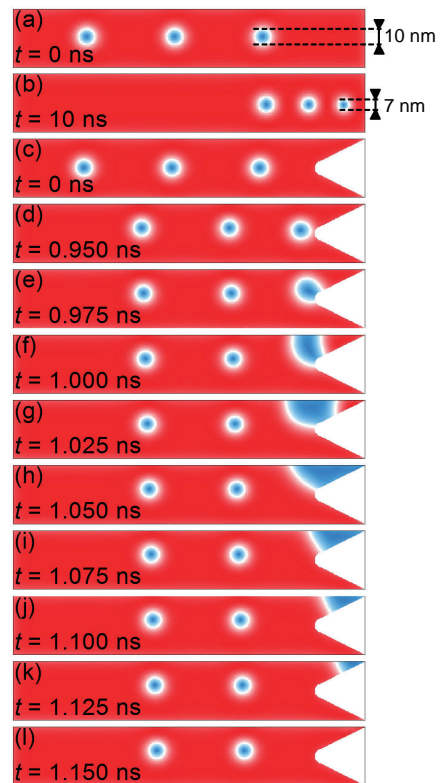


图9 在宽为 40 nm 的跑道上, 垂直注入驱动电流, 斯格明子比特链在不同的赛道末端和不同时刻的运动情况. 赛道末端没有三角形凹槽, (a) $t = 0$ ns, (b) $t = 10$ ns; 赛道末端有三角形凹槽, (c) $t = 0$ ns, (d) $t = 0.95$ ns, (e) $t = 0.975$ ns, (f) $t = 1$ ns, (g) $t = 1.025$ ns, (h) $t = 1.05$ ns, (i) $t = 1.075$ ns, (j) $t = 1.1$ ns, (k) $t = 1.125$ ns, (l) $t = 1.15$ ns [36]

Fig. 9. Vertical-current-driven motion of a skyrmionic bit chain at the end of the 40-nm-wide racetrack without any notch at (a) $t = 0$ ns, (b) $t = 10$ ns, and at the end of the racetrack with a notch at (c) $t = 0$ ns, (d) $t = 0.95$ ns, (e) $t = 0.975$ ns, (f) $t = 1$ ns, (g) $t = 1.025$ ns, (h) $t = 1.05$ ns, (i) $t = 1.075$ ns, (j) $t = 1.1$ ns, (k) $t = 1.125$ ns and (l) $t = 1.15$ ns [36].

对于更普遍的情况, 理想间距约为材料的DMI螺旋长度 L_D ($L_D = 4\pi A/|D|$)^[99], 可行的间距约为 $0.9L_D$.

当斯格明子运动到读出元件时, 读出元件将斯格明子携带的信息由磁信号转化为其他形式的信号. 此后, 斯格明子不能再次进入使用. 当其靠近赛道末端时, 由于斯格明子之间和斯格明子与边界^[33,36]的排斥作用, 斯格明子会在赛道的末端发生拥堵, 其间距和大小都明显变小, 如图9(a)和图9(b)所示. 虽然电流能使斯格明子顺利地离开赛道, 但需要足够大的电流密度(在参考文献^[36]中约为 10^{11} A/m²), 才能使斯格明子在电流的驱动下克服赛道末端边缘的排斥力而离开赛道, 从而导致高能耗. Zhang等^[36]提出在赛道末端设计一个三角形凹槽来避免斯格明子的堵塞, 如图9(c)—(l). 这种方案可以利用高分辨率的纳米光刻来实现, 而且不需要增大电流. 图9(d)—(l)显示了斯格明子在0.2 ns内的抹除过程. 当移动的斯格明子靠近凹槽边缘时, 斯格明子转化为畴壁, 然后通过电流最终被清除. 在这一过程中, 斯格明子比特链在末端并没有发生挤压, 而是连贯地一起运动, 表明这种方案在技术层面, 传输和擦除数据具有一定的可行性.

3.2 压控磁各向异性效应

在操纵斯格明子运动方面, 最近比较热门的是利用压控磁各向异性 (voltage-controlled magnetic anisotropy, VCMA) 效应来控制斯格明子的运动. 通过外加局域电场导致电荷积累, 因此, 外加电场区域的垂直磁各向异性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA) 发生改变, 影响斯格明子的运动^[100,101]. 其中, 外加电场区域的PMA值 K_{uv} 与电场强度 E 呈线性变化关系, $K_{uv} = K_u + \Delta K_{uv}E$ ^[100,102], ΔK_{uv} 是一个由电压导致垂直各向异性变化的强度来决定的物理量. Shiota等^[103]的实验已经证实这一线性关系. 本节主要介绍近年来关于压控磁各向异性效应下斯格明子运动的研究.

3.2.1 基于斯格明子的类晶体管器件

Zhang等^[104]基于压控磁各向异性效应设计了一种斯格明子类晶体管器件, 门控电压施加在纳米赛道的中心区, 在距离纳米赛道左端90 nm处利

用磁隧道结产生一个斯格明子, 然后通过自旋电流使它向赛道右端移动. 门控区域的PMA值可以通过局域的外加电压来控制, 也就是上面所说的压控磁各向异性效应. 图10是驱动电流密度 j 为 5 MA/cm² 时不同 K_{uv} 下斯格明子晶体管的工作状态. 最初, 赛道上没有注入自旋电流和外加局域电场, 斯格明子位于赛道左端, $K_{uv} = K_u$, 如图10最上面的赛道所示. 在这种情况下, 若注入自旋电流, 斯格明子能在11 ns后从左边运动到赛道的右边, 意味着这种条件下电压门控处于打开状态 (ON). 当自旋电流和局域电场打开, 对于 $K_{uv} = 1.10K_u$, 斯格明子不能进入门控区域, 将被钉扎在电压门控的左端, 此时的电压门控处于关闭状态 (OFF). 对于 $K_{uv} = 0.90K_u$, 斯格明子能进入门控区域但不能从电压门控的右端离开, 并在靠近右端时发生钉扎, 表明电压门控是关闭状态.

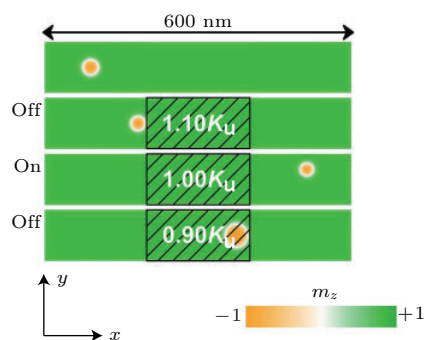


图10 在相同的时间和工作条件下, 纳米赛道的俯视图, 彩色部分表示磁化强度的面外分量, 黑线阴影表示电压控制的PMA区域^[104]

Fig. 10. The top-view of the nanotracks under the same working conditions at selected times. The color scale denotes the out-of-plane component of the magnetization. The black-line shadows represent the voltage-controlled PMA region^[104].

当然, 斯格明子类晶体管器件的工作状态不仅可以由外加局域电场的强度来调节, 也受驱动电流的密度 j , DMI常数 D 的影响^[104]. 即使 $K_{uv} \neq K_u$, 当 j 大于某临界值时, 其工作状态也能转化为打开状态. 而且, 斯格明子类晶体管器件工作状态对DMI常数 D 也具有依赖性. 除此之外, Zhang等还设计了三种不同规格的一类晶体管器件用来研究斯格明子晶体管大小的影响, 模拟结果显示在相同的条件下类晶体管器件的工作状态是类似的, 其结果很好地说明了这种基于斯格明子的类晶体管模型具有稳定性和可缩性.

在纳米赛道上, 局域的外加电场导致不同的PMA, 不同的PMA又会产生势垒. 而斯格明子的能量和大小也受磁各向异性的影响, 例如斯格明子能量^[104]. 模拟结果显示, 在纳米赛道上可能使斯格明子发生钉扎. 若 $K_{uv} = K_u$, 在纳米赛道上没有势垒, 斯格明子在自旋电流的驱动下能顺利地赛道左边运动到右边. 若 $K_{uv} < K_u$, 在电压门控区域的左边形成一个势井, 而在右边形成一个势垒, 斯格明子能够通过左边却不能通过右边. 若 $K_{uv} > K_u$, 则在门控区域的左边形成一个势垒, 右边形成一个势井, 斯格明子不能通过左边. 然而当自旋电流的密度 j 大于某临界值时, 斯格明子能获得足够大的动力来克服势垒, 类晶体管器件的工作状态也就由关闭状态转化为打开状态.

3.2.2 斯格明子赛道存储器中电压门控的应用

压控磁各向异性效应不仅可以运用在斯格明子晶体管上, 还可以运用在斯格明子赛道存储器中. 最近, Kang等^[105]基于电压门控所设计了一种斯格明子赛道存储器模型. 这一模型包含五个部分: 产生斯格明子的写入磁头, 斯格明子运动的纳米赛道, 读取斯格明子的读出磁头, VCMA门和外围的互补金属氧化物半导体电路. 刚开始, 通过写入磁头的自旋阀注入自旋极化电流产生斯格明子.

然后, 垂直注入的自旋电流驱动斯格明子沿着纳米赛道运动, 在运动过程中通过改变加在VCMA门上的电压来调节赛道的磁各向异性, 控制斯格明子的钉扎与退钉扎. 最后, 由于隧道磁阻效应, 读出磁头的磁隧道节读取斯格明子所携带的信息.

图11所示为上述赛道存储器模型中控制斯格明子运动的两种方案. 对于第一种方案, 斯格明子的运动状态是通过VCMA门阀区域的电压精准控制. 当外加在门阀区域的电压断开, 斯格明子所受的驱动力不足以克服VCMA门阀区域的能量势垒, 因此, 斯格明子停在门阀区域的左边. 当电压闭合时, 斯格明子通过VCMA门阀, 继续沿着纳米赛道移动. 斯格明子在此方案下沿着纳米赛道的运动轨迹见图11(a). 这种方案可以通过沿着纳米赛道均匀地放置VCMA门来实现斯格明子按照时间频率一步一步地运动. 对于第二种方案(如图11(b)), 斯格明子的运动状态是在VCMA门阀区域的 K_{uv} 不变的情况下利用驱动电流来控制. 总的驱动电流分为直流和交流部分, 直流部分的电流密度是有限的. 在直流电流下, 斯格明子被钉扎在VCMA门阀区域的左边, 不能顺利地运动到纳米赛道的右端. 然而, 当交流电流打开时, 斯格明子在总电流的驱动下通过VCMA门阀. 这种方案为设计动态调控驱动电流的斯格明子存储器提供了更多的自由.

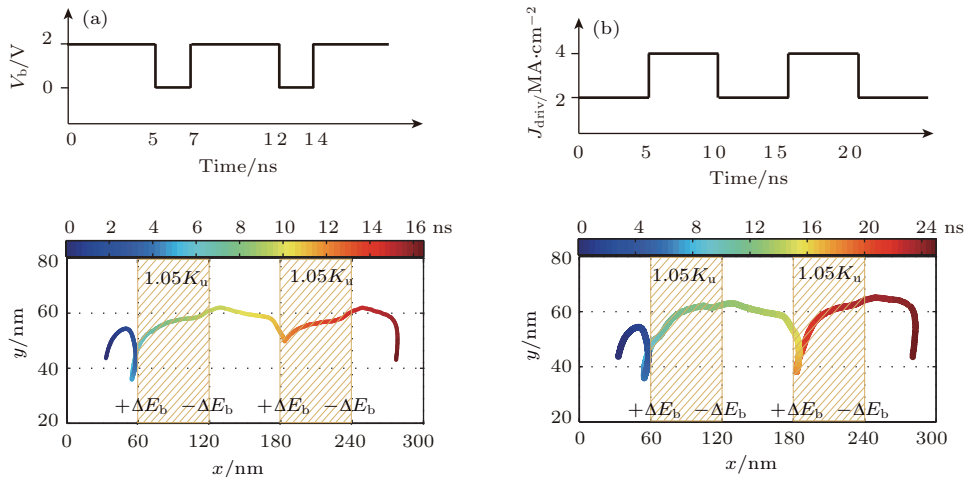


图11 斯格明子沿纳米赛道的运动轨迹 (a) 控制电压的情况; (b) 调制驱动电流的情况^[105]

Fig. 11. Trajectory of the skyrmion motion along the nanotrack: (a) The case of controlling the on/off voltage of the VCMA gate, and (b) the case of modulating the driving current configuration^[105].

3.3 其他驱动方式

最近, Zhang等^[106]提出一种新的驱动方式, 即利用自旋波驱动纳米赛道上的斯格明子. 如

图12所示, 首先在靠近脉冲元件的右端处产生一个斯格明子并弛豫至稳态或者亚稳态, 再将磁脉冲加在脉冲元件上, 这时的脉冲元件可以看作是一个微波天线^[107-109], 最后由此激发的自旋波能驱使

斯格明子向赛道的末端移动. 除此之外, 由于斯格明子的运动会直接影响赛道存储器的运行, 而斯格明子的运动速度 v_{sk} 就是其中一个非常重要的物理量. 通过模拟计算发现: 一开始斯格明子是静止的, 当自旋波传播到斯格明子所在位置时, 它开始加速, 加速度 a 与自旋波的量级和斯格明子的半径 r_s 有关. 当DMI 常数 D 增大和PMA 常数 K 减小时, r_s 增加 [36,37], a 也跟着增大. 当自旋波的振幅和频率增大, 导致较高的能量, 因此 a 也相应地增大. 在一段时间后, 斯格明子的速度与自旋波的速度 v_{sw} 相等, $v_{sk}(t) = v_{sw}(t)$. 最后, 由于自旋波的衰减, $v_{sw}(x) = ce^{-dx}$, 所以斯格明子的速度以指数方式衰减, $v_{sk}(t)$ 正比于 e^{-bt} , $v_{sk}(t) = ate^{-bt}$. 另外, 交换强度 A 和饱和磁化强度 M_s 也会对斯格明子速度产生一定的影响.

此外, 斯格明子作为一种准粒子在温度梯度下的运动并不像畴壁那样, 而是向高温区域移动, 似乎具有负扩散系数, 这与通常的布朗运动相反. Zang 和 Kong [110] 对温度梯度下薄膜中的斯格明子动力学进行了深入的研究, 并采用了一种基于磁振

子的动力学理论对这一现象给出了解释. 此外, 通过磁辅助理论进行数值模拟发现: 在外加温度梯度的条件下, 通过调节外磁场 H 到某一临界值, 斯格明子晶体在扩散过程中一点点地消失, 最终在薄膜上产生单个斯格明子. 随着模拟的进行, 斯格明子在随机场的作用下发生运动. 斯格明子的运动速度随温度梯度的变化如图 13 (a) 所示, 纵向速度 v_x 与温度梯度呈正比关系, 横向速度 v_y 与温度梯度的关系也是非零线性的, 但是 v_x 比 v_y 要大几乎一个数量级. 除此之外, Gilbert 阻尼系数 α 对斯格明子的运动速度也会产生影响, 如图 13 (b) 所示. 纵向速度 v_x 与 α 呈反比关系, 横向速度 v_y 与 α 基本无关.

除了以上所提及的方式之外, 微波场也可以驱动斯格明子, 但是这种驱动方式需要一个前提条件——斯格明子的轴对称必须被破坏. 最近, Wang 等 [111] 利用一个二维系统面内的静态外场来破坏斯格明子的轴对称, 并通过数值求解二维系统中经典自旋模型的 LLG 方程, 从理论上证明了斯格明子随微波场的移动.

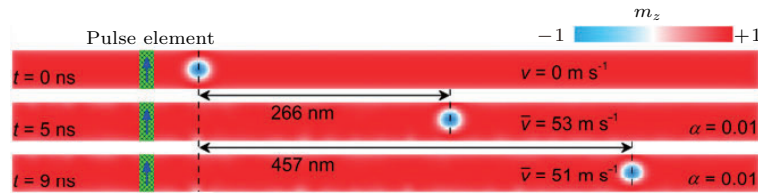


图 12 在纳米赛道中, 利用 SW 驱动的斯格明子, 有图案的长方形表示脉冲元素, 彩色部分表示磁化强度 m_z 的面外分量 [106]

Fig. 12. The propagation of a skyrmion driven by SW in nanotrack. The pattern boxes denote the pulse elements. The color scale presents the out-of-plane component of the magnetization m_z [106].

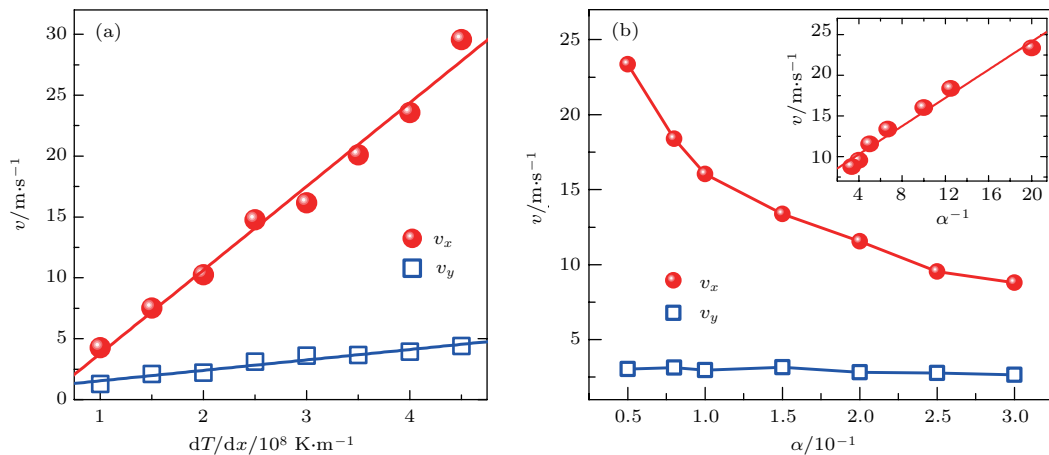


图 13 (a) 斯格明子速度与温度梯度之间的线性关系; (b) 斯格明子速度与 Gilbert 阻尼系数 α 的关系 [110]

Fig. 13. (a) A linear scaling between the velocity and the temperature gradient; (b) the scaling of skyrmion velocity with the Gilbert damping α [110].

4 斯格明子在赛道上的读出

在信息存储的过程中,信息不仅要能完成写入和传输,还要能准确地读出.而在基于斯格明子的赛道存储过程中,信息的读出过程就是探测斯格明子的过程.因此,准确地探测到斯格明子是实现斯格明子赛道存储的基本条件之一.目前,我们所了解到的主要是考虑利用拓扑霍尔效应和磁阻效应这两种探测斯格明子的方案来解决读出问题.

4.1 拓扑霍尔效应

斯格明子是一种特殊的磁畴结构,其中心磁矩与边缘磁矩呈反平行排列,而中间过渡区域的磁矩连续地转动.总体而言,斯格明子是一种非共面的自旋结构.当传导电子经过斯格明子时,由于电子自旋要与斯格明子内部的局域自旋发生耦合,使得电子的自旋方向来回地变化,最终电子可以获得一个贝里相.如果这两者的耦合作用比较强烈(绝热条件),那么传导电子的自旋总会受到一个垂直于运动方向的有效力,迫使它与局域自旋呈平行排列,并且这个有效力与斯格明子的拓扑数有关,文献[2]称此为“拓扑力”.从斯格明子的角度来讲,由于非共面的磁矩排列会产生一个激发电磁场,从而使电子横向漂移,形成一个可测量的霍尔电压,最终实现斯格明子的探测[2,41,112](如图14).

对于拓扑霍尔效应,已经有实验研究发现在非中心对称材料中存在较大的拓扑霍尔电压,例如MnSi块状晶体[113–115],B20型的立方MnGe[116].最近,在低温下的纳米级FeGe霍尔棒结构中,Kanazawa等[117]测得拓扑霍尔电阻的离散变化,不仅首次证明了由斯格明子产生的激发电磁场的量子性,也证明了利用全电气化的方案探测单个斯格明子的可行性.

4.2 磁阻效应

所谓磁电阻效应,是指材料的电阻率在外加磁场下会变化的现象,几乎所有的金属、合金或半导体都存在不同程度的磁阻效应.这是因为电子在外磁场中运动会受到洛伦兹力的作用,同霍尔效应一样,电子的运动路径发生偏转或者做回旋运动,从而影响电子的输运,即材料的电阻.

与铁磁态相比,当存在斯格明子时,由于非共

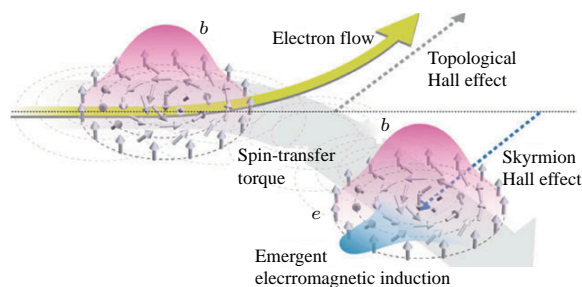


图14 当电子流通过斯格明子时,传导电子与斯格明子的运动情况[3,118]

Fig. 14. Schematic picture of skyrmion motion and associated physical phenomena under the flow of electrons [3,118].

线的自旋排列将导致电子态发生一定的变化;其次,重金属基底会产生一个较大的自旋-轨道相互作用,将局域磁矩耦合到实空间方向,进一步调整电子的运动状态.这两种效应最终会一起影响隧穿电导或电阻[119].所以,若在读出区域注入垂直于膜面的电流,可以利用磁阻效应检测斯格明子.其中,磁阻效应又主要包括隧穿磁阻(tunneling magnetoresistance, TMR)效应、隧穿各向异性磁阻((tunneling) anisotropic magnetoresistance, (T)AMR)效应[120–123]和非共线磁阻(non-collinear magnetoresistance, NCMR)效应[124].而各向异性磁阻效应来源于材料的固有特性,其物理基础是自旋-轨道耦合导致的散射截面不同,其大小主要取决于电流与磁场的相对取向.当电流与磁化方向平行时,电阻最大;当电流方向与磁化方向垂直时,电阻最小.由于各向异性磁电阻变化非常小,通常只有百分之几的量级,很难辨别出不同自旋结构[122,123].因此,这种方案不适用于实际的斯格明子设备.

目前最有望用于斯格明子设备的探测方法是NCMR效应[124].这种效应是由于较大的磁化梯度产生的能带结构变化而引起的,高度依赖于非共线的自旋结构[119,124],而与斯格明子的拓扑性质没有直接的关系.在非共线自旋结构中,两个自旋通道之间的混合将会导致电子能带结构和局域态密度发生变化,实现斯格明子的电探测[124].相比于其他探测方案,例如TMR效应、反常霍尔效应或拓扑霍尔效应,基于NCMR效应的探测方法对非共线自旋结构(如斯格明子)尤为敏感,在铁磁体系中,可以很容易地区分开非共线自旋态和常规磁畴.其次,利用NCMR效应来探测斯格明子,不需要在隧

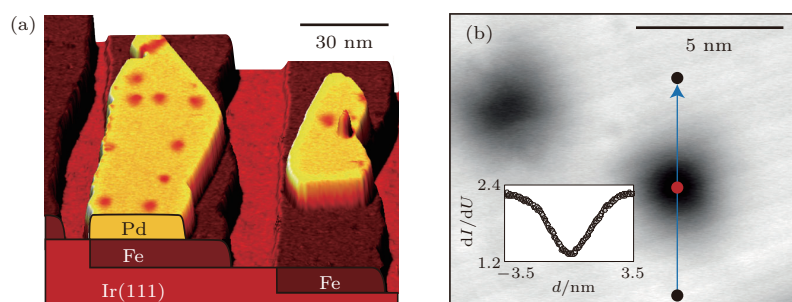


图 15 (a) STM 下恒定电流透视图, 用不同颜色说明 dI/dU 信号; 黄色区域表示 PdFe, 红色圆形区域表示磁性斯格明子; (b) 两个 skyrmion 的视图, 插图表示沿着箭头部分 dI/dU 的变化^[124]
 Fig. 15. (a) Perspective view of an STM constant-current image, color-coded with dI/dU signal; yellow areas indicate PdFe and red circular entities are magnetic skyrmions; (b) closer view of two skyrmions, dI/dU map, the inset presents a profile along the arrow^[124].

道结上提供磁反电极^[124], 从而使装置的结构大大简化, 而且可以实现全电式的读取数据, 有效地降低能耗. 此外, 为了满足实际应用的需要, NCMR 效应也可以用于单个斯格明子逐一地有效检测. Hanneken 等^[124]和 Crum 等^[119]分别利用简化的紧束缚 (tight-binding, T-B) 模型和密度泛函方法从理论上解释了这一方案的物理原理. 而且 Hanneken 等在 PdFe/Ir(111) 上利用 NCMR 效应成功地实现了斯格明子的探测. 图 15 为 STM 探针测得样品上斯格明子相的情况, 表明通过这种方式能探测到直径约为 3 nm 的斯格明子.

5 斯格明子赛道存储的优化设计

5.1 基于高 PMA 材料的赛道边界设计

5.1.1 优化设计的理念与物理模型

目前, 由电流驱动斯格明子的动力学研究已经取得了许多进展, 然而, 基于斯格明子的赛道存储的研究仍面临着一些问题. 例如, 当斯格明子在赛道上运动时, 由于受到马格努斯力的作用将会偏离赛道方向, 发生横向漂移 (即斯格明子的霍尔效应), 可能会使其在赛道边缘处湮没, 造成信息的丢失. 此外, 若驱动电流太小, 斯格明子会堵塞在赛道的末端. 对于斯格明子的霍尔效应, 通常是增加赛道边界的势垒, 从而避免在边缘处的湮没^[51,52,125,126]. 其中, Fook 等^[52]和 Lai 等^[127]利用不同的方法调节赛道边缘处的垂直磁晶各向异性来产生势垒, 限制斯格明子在赛道中的运动, 解决了横向漂移和堵塞等问题, 并且斯格明子的运动速度也大大增加, 提高了信息的读取速度.

Fook 等^[52]提出了通过精确控制光离子辐射来调节赛道边缘的 PMA, 使赛道中间区域的磁晶各向异性相比于两侧边缘处的低一些. 因此, 当斯格明子在赛道中间区域运动时, 磁矩的翻转会遇到更低的阻力, 从而可以顺利地通过赛道而不发生湮没. Fook 等分别模拟了斯格明子在不加边界势垒和加了边界势垒的 Co/Pt 赛道上的运动情况. 从模拟结果可以看出, 这一新的赛道结构, 既解决了斯格明子在边缘处的湮没问题, 同时也大大提高了斯格明子在赛道上的运动速度.

Lai 等^[127]提出了一种更为简单的改变赛道边缘垂直磁晶各向异性的方法, 即在 Co/Pt 赛道的两个对称边缘添加具有高磁晶各向异性的材料, 使得赛道的中间区域的磁晶各向异性低于赛道两侧边缘的磁晶各向异性, 防止了斯格明子在赛道边缘处的湮没, 如图 16(a) 所示. 与 Fook 等提出的赛道模型相比, 这一赛道模型不仅更容易调节赛道边缘的磁晶各向异性, 避免了高速运动的斯格明子在赛道边缘处的湮没和赛道末端的堵塞问题, 而且斯格明子在此赛道上运动的速度比 Fook 等及其他课题组计算的速度要大得多.

5.1.2 边界材料和电流密度大小的选取

Lai 等^[127]分别模拟了斯格明子在三种不同的高磁晶各向异性材料 FePt, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 和 SmCo_5 赛道上的运动, 如图 16(b)–(d) 所示. 增加电流的驱动密度会使斯格明子成功地运动到赛道末端, 但是也会增加马格努斯力, 导致朝向 y 方向的速度增加. 因此, 对于磁晶各向异性比较小的边缘材料 (比如 FePt), 若电流较小, 斯格明子会堵塞在赛道末端; 若电流较大, 斯格明子会在赛道边缘处湮没. 相比

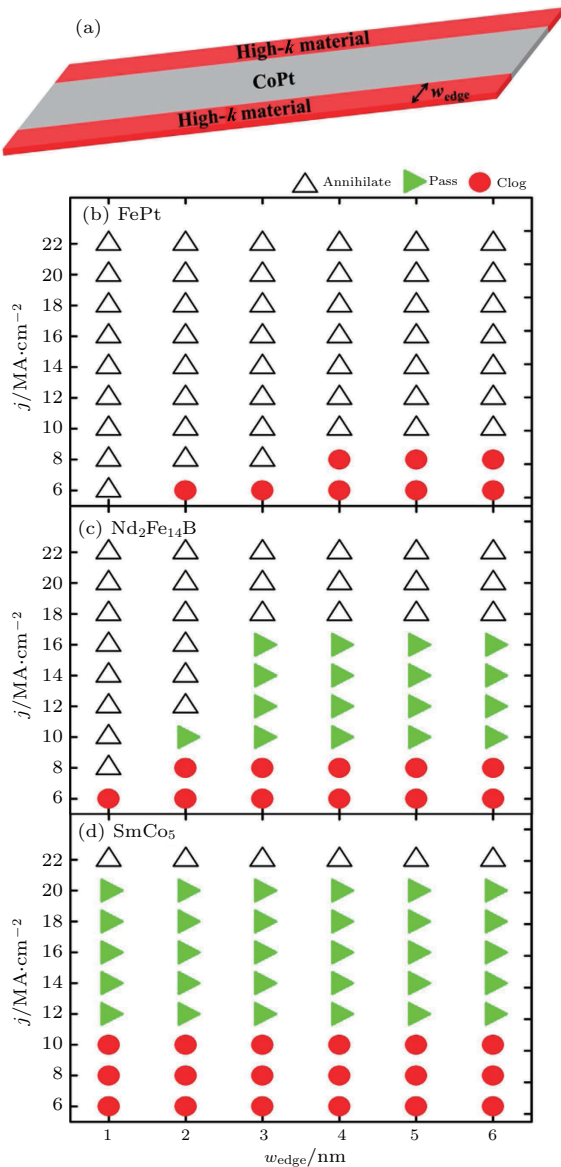


图 16 (a) 斯格明子的赛道示意图, 其中间部分由 CoPt 材料制成, 两个对称的边缘部分由具有较高磁晶各向异性的材料制成, 高磁晶各向异性材料的宽度由 Wedge 表示; (b)–(d) 在不同赛道边缘宽度和电流密度的情况下, 斯格明子运动状态的计算相图, 空心三角形表示斯格明子受到马格努斯力的作用, 接触到上边缘而湮没的状态; 绿色实心三角形表示斯格明子成功地通过赛道末端的状态; 红色实心圆表示斯格明子堵塞在赛道末端的状态 [127]

Fig. 16. (a) Schematic of the proposed skyrmion racetrack, where the middle part is made of CoPt, whilst the two symmetrical edge parts are made of a material with a higher anisotropy with a width denoted by wedge. (b)–(d) Calculated phase diagrams for the motion of the skyrmions with various values of the racetrack edge width and the current density. The open triangles denote the phase where skyrmions will annihilate by touching the upper edge due to the Magnus force. The filled green triangle corresponds to the skyrmion phase at which it can reach the right end of the racetrack and pass through it. The red circle stands for the phase where skyrmions will clog at the right end of the racetrack [127].

之下, 如果边界材料是磁晶各向异性比较大的材料 (比如 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 和 SmCo_5), 则在大多数情况下, 斯格明子都可以成功地通过赛道末端. 只有当电流密度非常大或者当边界材料非常窄时, 斯格明子才会在赛道的上边缘处湮没.

表 1 是斯格明子在不同结构的 Co/Pt 赛道中沿 x 方向的运动速度和驱动电流密度的比较. 图 16 所采用的数据是表 1 中的第三项和第四项, 1 MA/cm^2 的电流密度对应着斯格明子约 10 m/s 的运动速度. 从表 1 中可以看出, 改变赛道的结构及相关参数可有效地提高斯格明子的运动速度. 例如, 采用表 1 中的第五、第六项数据进行计算, 斯格明子在改进后的赛道中的运动速度可以达到 300 m/s , 这远大于在其他赛道中的速度.

5.2 反铁磁耦合的双层以及多层膜体系

对于斯格明子在电流驱动下所产生的斯格明子霍尔效应, Zhang 等 [129] 提出了一种反铁磁耦合的赛道来抑制斯格明子霍尔效应, 对设计现实可用的斯格明子赛道存储器具有一定的指导作用.

5.2.1 反铁磁耦合的双层膜体系

反铁磁耦合的双层膜体系如图 17 所示, 从上到下依次为顶部铁磁层、绝缘层、底部铁磁层和重金属层. 其中, 顶部和底部铁磁层都是垂直磁化, 它们通过与重金属层的反铁磁交换相互作用而发生强耦合. 当自旋极化电流注入顶部铁磁层产生斯格明子时, 底部铁磁层也会同时产生一个相应的斯格明子, 并且它们被夹层的反铁磁耦合所联系起来. 像这样的一对反铁磁耦合的磁性斯格明子简称磁双层斯格明子. 对于驱动电流的注入, 即使电流只注入底部的铁磁层, 顶层的斯格明子也会跟随底层的斯格明子一起运动. 因此, 在自旋电流的驱动下, 当夹层的反铁磁交换耦合足够大时, 作用在顶部和底部铁磁层上斯格明子的马格努斯力大小相等、方向相反, 相互抵消, 斯格明子霍尔效应被完全压制, 从而使磁双层斯格明子能在不碰到边界的情况下向前运动. 然而, 当顶部和底部的铁磁层退耦合或者反铁磁交换耦合较小时, 斯格明子霍尔效应不能被完全压制, 导致顶部和底部的斯格明子会分别向左和向右运动. 当斯格明子碰到纳米赛道边缘时, 斯格明子的结构就会被破坏, 然后湮没.

表1 斯格明子在不同赛道中沿 x 方向的运动速度 v_x 和驱动电流密度 j 的比较
Table 1. Comparison of skyrmion velocity v_x and driving current j for different racetrack designed.

Racetrack designed	Way of current injection	Magnetic crystalline anisotropy $K/\text{MJ}\cdot\text{m}^{-3}$	α	$J/\text{MA}\cdot\text{cm}^{-2}$	P	$v_x/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Refs.
Rectangular CoPt racetrack	CPP	0.8	0.3	1	0.4	12	[32,37,128]
		0.8	0.3	5	0.4	46	[36]
		0.8	0.3	5	0.4	57	[32,37]
Rectangular CoPt racetrack with a curb	CPP	0.6	0.1	10	0.7	130	[51]
		0.6	0.1	50	0.7	70	
	CIP	0.6	0.1	100	0.7	110	
CoPt racetrack with $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ edge	CPP	0.8	0.3	4—16	0.4	52—125	[127]
CoPt racetrack with SmCo_5 edge	CPP	0.8	0.3	4—20	0.4	53—153	
CoPt racetrack with $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ edge	CPP	0.6	0.1	1—9	0.4	73—260	[127]
CoPt racetrack with SmCo_5 edge	CPP	0.6	0.1	1—11	0.4	75—314	

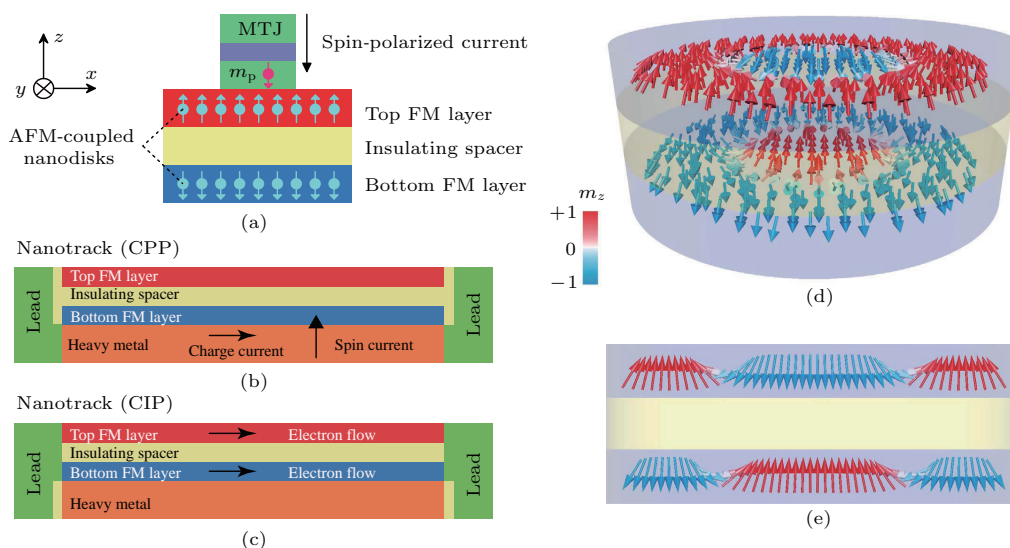


图17 反铁磁交换耦合双层体系和双层 skyrmion 的原理图 (a) 直径为 100 nm 的 AFM 耦合双层纳米盘, 用于双层斯格明子的产生; (b) AFM 耦合双层纳米赛道 ($500\text{ nm} \times 50\text{ nm} \times 3\text{ nm}$) 用于研究垂直于平面 (CPP) 的电流驱动双层斯格明子的运动; (c) AFM 耦合双层纳米赛道 ($500\text{ nm} \times 50\text{ nm} \times 3\text{ nm}$) 用于研究平面电流 (CIP) 驱动的双层斯格明子的运动。在所有模型中, 顶部 FM 层、底层 FM 层和绝缘间隔层的厚度均为 1 nm, 顶部 FM 层的初始状态几乎是自旋向上 (指向 $+z$), 而底层 FM 层的初始状态几乎是自旋向下的 (指向 $-z$); (d) AFM 耦合的纳米盘中一对斯格明子 (即双层斯格明子) 的图解; (e) 双层斯格明子的侧视图; 彩色刻度表示磁化强度的面外分量 [129]

Fig. 17. Schematics of the antiferromagnetically exchange-coupled bilayer systems and the bilayer-skyrmion: (a) The AFM-coupled bilayer nanodisk with a diameter of 100 nm for bilayer-skyrmion creation; (b) the AFM-coupled bilayer nanotrack ($500\text{ nm} \times 50\text{ nm} \times 3\text{ nm}$) for the study of the motion of a bilayer-skyrmion driven by the current perpendicular to the plane (CPP); (c) the AFM-coupled bilayer nanotrack ($500\text{ nm} \times 50\text{ nm} \times 3\text{ nm}$) for the study of the motion of a bilayer-skyrmion driven by the in-plane current (CIP); in all the models, the thickness of both the top FM layer, the bottom FM layer and the insulating spacer are equal to 1 nm; the initial state of the top FM layer is almost spin-up (pointing along $+z$) and that of the bottom FM layer is almost spin-down (pointing along $-z$); (d) illustration of a pair of skyrmions (that is the bilayer-skyrmion) in an AFM-coupled nanodisk; (e) side view of the bilayer-skyrmion. The colour scale represents the out-of-plane component of the magnetization [129].

5.2.2 反铁磁耦合的多层膜体系

如图 18 所示, 对于单层的反铁磁耦合赛道, 是由一个铁磁层和一个位于铁磁层下面的重金属底层构成. 而 N 层的反铁磁赛道^[130] 包括 N 个垂直磁化的铁磁层和一个位于最下面的重金属底层, 这 N 个铁磁层之间都有绝缘层. 在 N ($N \geq 2$) 层的反铁磁赛道中, 相邻的铁磁层通过铁磁层/绝缘层/铁磁层的界面发生反铁磁交换耦合, 所以相邻铁磁层的磁化方向是反平行. 模拟结果显示, 在电流驱动

过程中, 单层 ($N = 1$) 和三层 ($N = 3$) 反铁磁耦合赛道中的斯格明子由于霍尔效应的作用发生明显的横向移动. 而双层 ($N = 2$) 和四层 ($N = 4$) 反铁磁耦合赛道中的斯格明子沿着赛道中心线运动, 斯格明子霍尔效应并没有得到表现. 这说明只有在 N 为偶数的 N 层反铁磁赛道中, 霍尔效应被完全抑制, 斯格明子才能沿着驱动电流的方向做直线运动. 此外, 模拟结果表明斯格明子运动的横向速度 v_x 与 N 近似呈反比关系^[130].

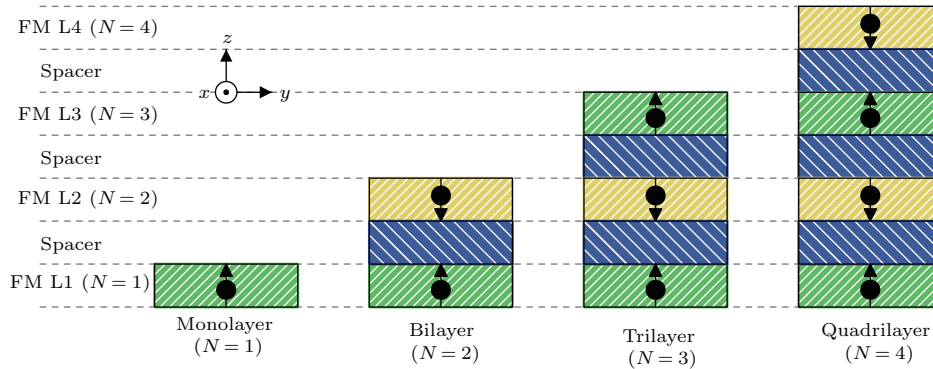


图 18 包括 FM 单分子层在内的双层 SAF, 三层 SAF 和四层 SAF 赛道的仿真模型原理图^[130]

Fig. 18. Schematics of the simulation models including the FM monolayer, bilayer SAF, trilayer SAF, and quadrilayer SAF racetracks^[130].

5.3 双赛道模型

对于典型的斯格明子的赛道存储, 以斯格明子的存在与否代表二进制数据“1”和“0”, 理想状态下, 相邻两个二进制数据之间的距离保持不变, 如图 19 (a), 在赛道上每隔相同的距离编码一个数据, 存在斯格明子, 则为“1”, 反之为“0”. 然而在实际情况下, 由于环境带来的各种热扰动和存储设备高频运行时所产生的噪音, 将会影响赛道上携带信息的斯格明子链重新分布, 导致相邻两数据间的距离发生变化, 从而使信息编码有误. 比如, 要想连续编码多个二进制数据“0”, 则在赛道上就会有一段较长的距离没有斯格明子, 而考虑到实际的各种干扰, 当斯格明子运动时, 它们之间的距离发生变化, 因此无法准确地确定“0”的个数, 这就可能造成信息的部分丢失.

基于以上讨论, Müller 等^[131] 提出了一种新的赛道模型, 综合考虑了信息的二进制编码及连续驱动, 很好地解决了上面所提到的问题. 其基本模型是在一条赛道上再增加一个斯格明子通道, 构成上下两层的双赛道, 并以一个较高的能量势垒将它们

分开, 二进制数据全部编码在斯格明子中. 与原始的单赛道不同, 在这种双赛道中, 数据的编码与斯格明子之间的距离没有关系, 而是根据斯格明子所在的通道来区分“0”和“1”, 即根据斯格明子到赛道中心的位移来判断, 当斯格明子在赛道中心的上方时代表“0”, 反之, 则为“1”. 基于此, 在该模型中, 信息的编码将不再受斯格明子之间的距离影响, 可以很好地抵抗外界的热扰动, 而且当加入驱动电流时, 斯格明子链仍然可以沿着赛道加速前进. 此外, 两个赛道之间靠得足够近, 以至于两赛道上的斯格明子之间存在较大的相互排斥作用, 从而维持自身的运动轨迹, 避免斯格明子在两赛道上互相穿插, 影响信息的存储.

Lai 等^[132] 也对双赛道进行了研究, 与 Müller 等^[131] 的模型相同的是, 都以斯格明子所在的不同通道来编码二进制数据“0”和“1”(如图 19 (b)), 取代了原始的单赛道中以斯格明子的有无来编码二进制数据的方法. 无论是数据位“1”, 还是“0”, 我们都能在赛道中探测到斯格明子, 从而可以克服单通道赛道中由于数据位“0”的个数的不明确而造成的信息失真的问题. 因此, 这种数据编码的方法显

得更加稳定和可靠. 而两者不同的是, Lai 等所考虑的双赛道是两个斯格明子通道水平排列, 并由磁晶各向异性比较高的材料将其隔开, 使斯格明子在各自的通道上运动.

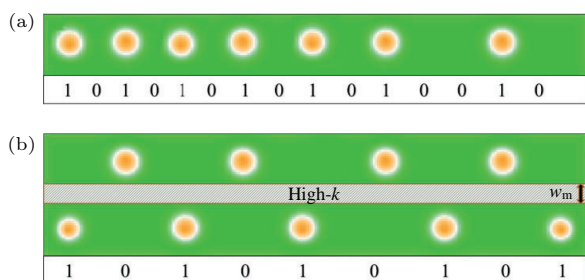


图 19 基于斯格明子的不同赛道模型及数据表示 (a) 单赛道的数据表示; (b) 双赛道模型及其数据表示 [132]

Fig. 19. Different skyrmion-based racetrack modes and data representation: (a) Represents a single-lane racetrack; (b) represent the two-lane racetrack modes [132].

Lai 等 [132] 运用三维模拟软件 OOMMF, 模拟了斯格明子在两个赛道中同时运动的情况, 研究了斯格明子在各自赛道中运动而不发生横穿行为的条件. 模拟结果表明: 一方面, 斯格明子在双通道的赛道中运动时, 驱动电流越大, 两通道之间的距离越小, 斯格明子的横穿行为就越容易发生, 但增加两通道之间材料的磁晶各向异性可以形成较高的能量势垒, 从而阻止下侧通道的斯格明子的横向穿越, 到达上侧通道; 此外, 当间隔材料的磁晶各向异性特别大或者特别小时, 两通道之间的距离对斯格明子运动状态的调制作用非常微弱, 只有取合适值时, 这种调制作用才比较大; 另一方面, 通过研究基于不同的磁晶各向异性值, 斯格明子在不同 DMI 常数和电流密度下的运动状态, 驱动电流越大, DMI 常数 D 越大, 斯格明子的横穿行为就越容易发生; 同样, 与间隔材料的磁晶各向异性也有关 [132]. 由于斯格明子的尺寸由 DMI 和海森伯交换相互作用共同决定 ($l_D = 2A/D$) [133], 当交换常数 A 不变时, D 增大, 斯格明子的尺寸增大. 因此, D 值越大时, 下侧通道中的斯格明子越容易越过中间的高 PMA 部分, 进入到上侧通道. 显然, 这一结果刚好与数值模拟符合.

此外, Kang 等 [134] 也曾提出互补的斯格明子赛道结构, 利用一个场控的 Y 型结决定斯格明子的去向. 在他们的模型中同样也是根据斯格明子所在的不同赛道来区分二进制数“0”和“1”, 从而提高

数据信息的稳定性和有效性.

6 结 论

斯格明子的赛道存储这一概念自提出以来, 吸引了大量的科研人员对其进行深入的研究, 因此, 近几年得到了迅猛的发展. 结合最新的研究成果, 本文就斯格明子在赛道上的产生、运动、读出三个方面进行了较为详细的综述. 斯格明子的产生通常利用自旋极化电流、外加磁场、局部加热等方法来实现. 这样产生的斯格明子不仅能稳定存在于几十开尔文的低温下, 在某些情况下也可以在室温下稳定存在. 其次, 对于斯格明子在赛道上的运动, 注入自旋极化电流是较为常用的驱动方式, 分为面内注入和垂直膜面注入. 无论采取哪种注入方式, 斯格明子在运动过程中都会同时拥有横向和纵向两个速度. 相比之下, 垂直膜面注入时, 驱动效率更高. 此外, 在利用极化电流所产生的自旋转移矩驱动斯格明子时, 由于斯格明子的霍尔效应, 可能会导致存储信息的丢失, 从而影响赛道存储的有效性. 增加赛道边缘的势垒, 或者利用反铁磁耦合的双层膜体系都可以较好地解决这一问题. 除了自旋极化电流, 压控磁各向异性效应作为一种新的电处理方法也可以对斯格明子进行操控. 它通过调节外加电场的强度来改变局域的磁晶各向异性强度, 在电流的协助下有效地控制斯格明子的运动方向. 另外, 对于斯格明子在赛道上的读出, 本文主要讨论了利用拓扑霍尔效应和非共线磁阻效应两种方案探测斯格明子. 这两种方法都可以实现纯电探测单个斯格明子, 这也正是当前大多数斯格明子自旋设备发展所需要的.

目前, 关于斯格明子赛道存储的研究还面临一些挑战. 首先, 很多研究仅停留在理论阶段, 在实验上还面临着一定的挑战. 绝大多数的理论工作都采用了理想化模型, 假设材料很均匀、纯净, 而实际情况下, 材料都含有一定量的杂质, 这些无序结构很可能会影响斯格明子的成核、运动、探测等操控, 从而使实验结果与理论计算结果出现偏差. 其次, 大多数理论和实验中所研究的斯格明子的尺寸都在 100 nm 左右, 要充分发挥斯格明子尺寸小、存储密度高的优点, 有必要将斯格明子的尺寸降低到 10 nm 左右. 此外, 为了使斯格明子达到 100 m/s 左右的稳定速度, 目前大多数赛道存储的理论设计

所采用的电流密度量级为 10^{11} A/m². 这一电流密度与畴壁的赛道存储相比优势还不显著, 还没有充分发挥斯格明子赛道存储节能的优势. 电流密度过大还有一个很大的弊端, 它会产生较大的焦耳热从而烧坏器件, 对实际应用带来一些限制. 最后, 如何便捷有效地抑制赛道存储中的斯格明子霍尔效应, 依然是一个很大的挑战.

参考文献

- [1] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
- [2] Pfeleiderer C, Rosch A 2010 *Nature* **465** 880
- [3] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899
- [4] Bogdanov A, Hubert A 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **138** 255
- [5] Rössler U K, Bogdanov A N, Pfeleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
- [6] Binz B, Vishwanath A, Aji V 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 207202
- [7] Tewari S, Belitz D, Kirkpatrick T R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 047207
- [8] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, et al. 2009 *Science* **323** 915
- [9] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, et al. 2010 *Nature* **465** 901
- [10] Heinze S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
- [11] Du H, Che R, Kong L, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
- [12] Hsu P J, Kubetzka A, Finco A, et al. 2017 *Nat. Nanotech.* **12** 123
- [13] Woo S, Kai L, Krüger B, et al. 2016 *Nat. Mater.* **15** 501
- [14] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638
- [15] Yu G, Upadhyaya P, Li X, et al. 2016 *Nano Lett.* **16** 1981
- [16] Legrand W, Maccariello D, Reyren N, et al. 2017 *Nano Lett.* **17** 2703
- [17] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652
- [18] Jiang W J, Upadhyaya P, Zhang W, et al. 2015 *Science* **349** 283
- [19] Chen G, Mascaraque A, N'Diaye A T, Schmid A K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 242404
- [20] MoreauLuchaire C, Moutafis C, Reyren N, et al. 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 444
- [21] Everschor K 2016 *Current-Induced Dynamics of Chiral Magnetic Structures: Skyrmions, Emergent Electrodynamics and Spin-Transfer Torques* (Thesis: Univ. zu Köln)
- [22] Kang W, Huang Y, Zhang X, et al. 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040
- [23] Lü G, Cao X C, Zhang H, Qin Y F, Wang L H, Li G H, Gao F, Sun F W 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 217503 (in Chinese) [吕刚, 曹学成, 张红, 秦羽丰, 王林辉, 厉桂华, 高峰, 孙丰伟 2016 物理学报 **65** 217503]
- [24] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403
- [25] Parkin S S P 2009 *Sci. American* **300** 76
- [26] Wang M, Zhang Y, Zhao X, et al. 2015 *Micromachines* **6** 1023
- [27] Wang M, Cai W, Cao K, et al. 2018 *Nat. Commun.* **9** 671
- [28] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [29] Parkin S, Yang S H 2015 *Nat. Nanotech.* **10** 195
- [30] Shiino T, Oh S H, Haney P M, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 087203
- [31] Yang S H, Ryu K S, Parkin S 2015 *Nat. Nanotech.* **10** 221
- [32] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152
- [33] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 742
- [34] Romming N, Hanneken C, Menzel M, et al. 2013 *Science* **341** 636
- [35] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, et al. 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784
- [36] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, et al. 2014 *Sci. Rep.* **5** 7643
- [37] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 839
- [38] Schulz T, Ritz R, Bauer A, et al. 2012 *Nat. Phys.* **8** 301
- [39] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463
- [40] Everschor K, Garst M, Binz B, Jonietz F, Mühlbauer S, Pfeleiderer C, Rosch A 2012 *Phys. Rev. B* **86** 054432
- [41] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mat.* **2** 17031
- [42] Zhu J R, Xiang M, Hu J G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 187504 (in Chinese) [朱金荣, 香妹, 胡经国 2012 物理学报 **61** 187504]
- [43] Wiesendanger R, Güntherodt H J, Güntherodt G 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 247
- [44] Wiesendanger R, Bürgler D, Tarrach G 1991 *Sci. Technol. B* **9** 519
- [45] Kleiber M, Bode M, Ravlic R, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4606
- [46] Schmidt G, Molenkamp L W, Filip A T, et al. 2000 *Phys. Rev. B* **62** R4790
- [47] Khajetoorians A A, Rol, Wiesendanger 2013 *Science* **339** 55
- [48] Loth S, Baumann S, Lutz C P, Eigler D M, Heinrich A J 2012 *Science* **335** 196
- [49] Rohart S, Thiaville A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184422
- [50] Yuan H Y, Wang X R 2016 *Sci. Rep.* **6** 22638
- [51] Purnama I, Gan W L, Wong D W, Lew W S 2015 *Sci. Rep.* **5** 10620
- [52] Fook H T, Wei L G, Purnama I, Wen S L 2015 *IEEE Trans. Magn.* **5** 1
- [53] Kang W, Huang Y Q, Zheng C T, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 23164
- [54] Müller J, Rosch A, Garst M 2016 *New J. Phys.* **18** 065006
- [55] Leonov A O, Mostovoy M 2017 *Nat. Commun.* **8** 14394

- [56] Navau C, Del-Valle N, Sanchez A 2016 *Phys. Rev. B* **94** 184104
- [57] Garcia-Sanchez F, Sampaio J, Reyren N, Cros V, Kim J V 2016 *New J. Phys.* **18** 075011
- [58] Ran N, Zhao G P, Tang H, et al. 2017 *AIP Adv.* **7** 025105
- [59] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [60] Moriya T 1960 *Phys. Rev. Lett.* **4** 228
- [61] Liu J P, Zhang Z D, Zhao G P 2016 (in Liu J P, Zhang Z D, Zhao G P ed.) 2016 *Skyrmions: Topological Structures, Properties, and Applications* 2016 pp49–53
- [62] Sakakibara T, Mollmoto H, Date M 1982 *J. Phys. Soc. Jpn.* **51** 2433
- [63] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, et al. 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
- [64] Su D Y, Onoda S, Nagaosa N, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **80** 054416
- [65] Han J H, Zang J, Yang Z, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **82** 2058
- [66] Kiselev N S, Bogdanov A N, et al. 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 392001
- [67] Butenko A B, Leonov A A, Roessler U K, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **82** 3484
- [68] Wilson M N, Karhu E A, Quigley A S, et al. 2012 *Physica* **86** 144420
- [69] Karhu E A, Rößler U K, Bogdanov A N, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **85** 117
- [70] Rybakov F N, Borisov A B, Bogdanov A N 2013 *Phys. Rev. B* **87** 094424
- [71] Kwon H Y, Bu K M, Wu Y Z, et al. 2012 *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 2171
- [72] Romming N, Kubetzka A, Hanneken C, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 177203
- [73] Yang H, Rohart S, Thiaville A, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. B* **115** 267210
- [74] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, et al. 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
- [75] Malozemoff A P, Slonczewski J C 1979 (in Raymond Wolfe ed.) 1979 *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press)
- [76] Moutafis C, Komineas S, Bland J A C 2009 *Phys. Rev. B* **79** 224429
- [77] Moutafis C, Komineas S, Vaz C A F, et al. 2007 *Phys. Rev. B* **76** 104426
- [78] Hrabec A, Porter N A, Wells A, et al. 2014 *Phys. Rev. B* **90** 020402
- [79] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 5148
- [80] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, et al. 2010 *Science* **330** 1648
- [81] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, et al. 2012 *Nat. Commun.* **3** 988
- [82] Gilbert T L 2004 *IEEE Trans. Magn.* **40** 3443
- [83] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [84] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [85] Sankey J C, Cui Y T, Sun J Z, et al. 2007 *Nat. Phys.* **4** 67
- [86] Liu L, Pai C F, Ralph D C, Buhman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 186602
- [87] Hirsch J E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834
- [88] Hoffmann A 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 5172
- [89] Demidov V E, Urazhdin S, Ulrichs H, Tiberkevich V, Slavin A, Baither D, Schmitz G, Demokritov S O 2012 *Nat. Mater.* **11** 1028
- [90] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C H, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213
- [91] Khvalkovskiy A V, Cros V, Apalkov D, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **87** 124
- [92] Tataraa G, Kohnoc H, Shibata J 2008 *Phys. Rep.* **468** 213
- [93] Boule O, Malinowskib G, Kläui M 2011 *Mater. Sci. Eng. R* **72** 159
- [94] Jiang X, Zangwill A, Stiles M D 2004 *Phys. Rev. B* **70** 172405
- [95] Khvalkovskiy A V, Zvezdin K A, Gorbunov Y V, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 067206
- [96] Miron I M, Moore T, Szabolcs H, et al. 2011 *Nat. Mater.* **10** 419
- [97] Thiele A A 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 230
- [98] Lin S Z, Reichhardt C, Batista C D, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214419
- [99] Beg M, Carey R, Wang W, et al. 2013 *Sci. Rep.* **5** 17137
- [100] Kim J S, Jung S, Jung M H, et al. 2014 *arXiv.* **1401** 6910
- [101] Verba R, Tiberkevich V, Krivorotov I, Slavin A 2014 *Phys. Rev. Appl.* **1** 044006
- [102] Schellekens A J, Brink A V D, Franken J H, et al. 2012 *Nat. Commun.* **3** 847
- [103] Shiota Y, Murakami S, Bonell F, et al. 2011 *Appl. Phys.* **4** 043005
- [104] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M, Zhao G P, Zhao W 2015 *Sci. Rep.* **5** 11369
- [105] Kang W, Huang Y, Zheng C, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 23164
- [106] Zhang X, Ezawa M, Xiao D, et al. 2015 *Nanotechnology* **26** 225701
- [107] Hillebrands B, Thiaville A 2006 *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* (Berlin: Springer)
- [108] Bance S, Schrefl, Hrkac G, et al. 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07E735
- [109] Iwasaki J, Beekman A J, Nagaosa N 2014 *Phys. Rev. B* **89** 064412
- [110] Zang J, Kong L 2014 *Phys. Rev. Lett.* **111** 067203
- [111] Wang W, Beg M, Zhang B, Kuch W, Fangohr H 2015 *Phys. Rev. B* **92** 020403
- [112] Hamamoto K, Ezawa M, Nagaosa N 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 899
- [113] Lee M, Kang W, Onose Y, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186601
- [114] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
- [115] Li Y, Kanazawa N, Yu X Z, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 1504
- [116] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
- [117] Kanazawa N, Kubota M, Tsukazaki A, et al. 2015 *Phys. Rev. B* **91** 041122

- [118] Seki S, Mochizuki M 2016 *Skyrmions in Magnetic Materials* (Switzerland: Springer International Publishing) p48
- [119] Crum D M, Bouhassoune M, Bouaziz J, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 8541
- [120] Mcguire T R, Potter R I 1975 *IEEE Trans. Magn.* **11** 1018
- [121] Bode M, Heinze S, Kubetzka A, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 237205
- [122] Gould C, Rüster C, Jungwirth T, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 117203
- [123] Zhang S S L, Vignale G, Zhang S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 024412
- [124] Hanneken C, Otte F, Kubetzka A, et al. 2015 *Nat. Nanotech.* **10** 1039
- [125] Zhang X C, Zhou Y, Ezawab M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795
- [126] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
- [127] Lai P, Zhao G P, Tang H, et al. 2017 *Sci. Rep.* **7** 5330
- [128] Ding J, Yang X, Zhu T 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 115004
- [129] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293
- [130] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 064406
- [131] Müller J 2017 *New J. Phys.* **19** 025002
- [132] Lai P, Zhao G P, Morvan F J, et al. 2017 *Spin* **7** 1740006
- [133] Komineas S, Papanicolaou N 2015 *Phys. Rev. B* **92** 174405
- [134] Kang W, Zheng C, Huang Y, et al. 2016 *IEEE Electron Dev. Lett.* **37** 924

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Skyrmions-based magnetic racetrack memory*

Liang Xue¹⁾ Zhao Li¹⁾ Qiu Lei¹⁾ Li Shuang¹⁾ Ding Li-Hong¹⁾ Feng You-Hua¹⁾
Zhang Xi-Chao²⁾ Zhou Yan²⁾ Zhao Guo-Ping^{1)3)†}

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610101, China*)

2) (*School of Science and Engineering, The Chinese University of Hong Kong, Shenzhen 518172, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center for Shanxi Advanced Permanent Materials and Technology, Linfen 041004, China*)

(Received 21 April 2018; revised manuscript received 22 May 2018)

Abstract

Magnetic skyrmions are topologically stable spin configurations with small size, which can be driven into motion by a small current. They are widely regarded as building blocks for next-generation magnetic storage. The main advantage of skyrmions lies in their particular dynamic behaviors, especially in their ability to move stably in racetrack under the action of small spin-polarized currents. The writing, driving and reading methods of skyrmions in racetrack are reviewed in detail in this paper, including the most recent research findings. The review focuses on the most commonly used driving method, i.e., driving skyrmions by applying spin-polarized currents. The clogging and annihilation of skyrmions in racetrack are analyzed, with the skyrmion Hall effect discussed which may lead skyrmion signals to lose. Methods to avoid skyrmion Hall effect are introduced and hence the optimized designs for skyrmion-based racetrack are also reviewed. Finally, some challenges of skyrmion-based racetrack memory are discussed.

Keywords: skyrmion, racetrack memory, spin-transfer torque

PACS: 75.78.Fg, 75.78.Cd, 75.40.Mg, 75.50.Ss

DOI: [10.7498/aps.67.20180764](https://doi.org/10.7498/aps.67.20180764)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51771127, 51571126, 51772004) and the Scientific Research Fund of Sichuan Provincial Education Department, China (Grant Nos. 18TD0010, 16CZ0006).

† Corresponding author. E-mail: zhaogp@uestc.edu.cn