

磁斯格明子的微磁学研究进展和应用

金晨东 宋承昆 王金帅 王建波 刘青芳

Research progress of micromagnetic magnetic skyrmions and applications

Jin Chen-Dong Song Cheng-Kun Wang Jin-Shuai Wang Jian-Bo Liu Qing-Fang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 137504 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180165

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180165>

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

[磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展](#)

Research progress on topological properties and micro-magnetic simulation study in dynamics of magnetic skyrmions

物理学报.2018, 67(13): 137506 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180235>

[磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控](#)

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology

物理学报.2018, 67(13): 137508 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.137508>

[自旋轨道矩调控的垂直磁各向异性四态存储器结构](#)

Demonstration of four-state memory structure with perpendicular magnetic anisotropy by spin-orbit torque

物理学报.2018, 67(11): 117501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180216>

[磁头-磁盘接触作用力对磁记录层信息强度影响规律的定量研究](#)

Quantitative research into the influence of slider-disk contact force on the information intensity of the magnetic recording layer

物理学报.2015, 64(23): 237502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.237502>

[L1-FePt 合金单层磁性薄膜的微磁学模拟](#)

Micromagnetic modeling of L1-ordered FePt magnetic thin films

物理学报.2014, 63(16): 167504 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.167504>

专题: 磁斯格明子

磁斯格明子的微磁学研究进展和应用*

金晨东¹⁾ 宋承昆¹⁾ 王金帅¹⁾ 王建波¹⁾²⁾ 刘青芳^{1)†}

1) (兰州大学, 磁学与磁性材料教育部重点实验室, 兰州 730000)

2) (兰州大学, 特殊功能材料与结构设计教育部重点实验室, 兰州 730000)

(2018年1月23日收到; 2018年5月12日收到修改稿)

磁斯格明子作为一种具有拓扑保护性质的准粒子受到了磁学与磁性材料领域科学家的广泛关注. 本文对磁斯格明子的拓扑性质进行了概述, 回顾了磁斯格明子的存在条件以及运输特性, 综述了近年来利用微磁学模拟研究的磁斯格明子激发、操控、微波磁场响应以及基于磁斯格明子的器件设计, 主要包括赛道存储器、自旋纳米振荡器、晶体管和逻辑门. 通过本文的综述, 希望为磁斯格明子在未来信息领域的应用提供参考.

关键词: 磁斯格明子, 应用, 微磁学模拟

PACS: 75.50.Ss, 75.70.Tj, 75.75.-c, 75.78.Cd

DOI: 10.7498/aps.67.20180165

1 引言

早在1962年, 英国物理学家Tony Skyrme在建立介子与重子统一场理论时提出了一种拓扑孤立子, 这种拓扑孤立子是非线性sigma模型下的非平庸解^[1]. 在该科学家去世后, 这种拓扑孤立子被正式命名为斯格明子(skyrmion), 以此来纪念该物理学家. 随后, 大量的研究证明斯格明子也可以存在于量子霍尔体系^[2]、玻色爱因斯坦凝聚^[3]、液晶材料^[4]以及泡畴形式的薄膜中^[5]. 直到2006年, Rößler等^[6]在理论上预言了斯格明子可以在磁性材料中存在. 2009年, Mühlbauer等^[7]首次通过中子散射在低温、磁场存在情况下的MnSi单晶中观察到磁斯格明子, 为之后对磁斯格明子的研究奠定了基础. 图1(a)为B20结构块体中发现的一种典型的磁斯格明子自旋结构, 其中心区域磁矩自旋向下, 边界区域的磁矩自旋向上与中心区域磁矩自旋方向相反, 中间过渡区域磁矩沿面内排布. 磁斯格明子可以视为一种准磁性粒子并且具有拓扑保护的性质. 磁斯格明子的拓扑性质可以由下面公式即

斯格明子数来定义:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \iint q dx dy, \quad (1)$$

$$q = \mathbf{m} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right),$$

其中 q 为拓扑密度, \mathbf{m} 为归一化磁矩. 当磁结构的斯格明子数为 ± 1 时, 那么这个自旋磁结构就可以被认为是磁斯格明子^[8].

磁斯格明子的存在是整个系统中多种能量相互竞争的结果, 其中最为常见的是交换相互作用和DMI (Dzyaloshinskii-Moriya interaction, DMI)^[9-11]的竞争. DMI的哈密顿量表达式为

$$H_{\text{DMI}} = -\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_j), \quad (2)$$

其中 \mathbf{s}_i 与 \mathbf{s}_j 是两个相邻的原子自旋, \mathbf{D}_{ij} 是DM矢量. 早期发现DMI存在于原子结构反演对称破缺的B20块体材料中, 如: MnSi^[7,12], FeCoSi^[13-15]与FeGe等^[16-19]. 这种类型的DMI被称为块体DMI, 如图1(c)所示. 它的存在通常会诱导出布洛赫类型的磁斯格明子(Bloch skyrmion), 如图1(a)所示. 在晶体结构类似于B20的绝缘体Cu₂OSeO₃中也可以观测到斯格明子的存在^[20]. 图1(d)所

* 国家自然科学基金(批准号: 11574121, 51771086)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuqf@lzu.edu.cn

示的另一种界面型 DMI 被证实存在于结构对称性破缺并且有着强自旋轨道耦合的超薄膜、多层膜中, 即通常在重金属与磁性薄膜的交界面处, 如 Ir (111) / Fe^[21], Ta/CoFeB^[22] 与 Pt/Co 等^[23]. 这种类型的 DMI 则会诱导出另一种奈尔类型的磁斯格明子 (Néel skyrmion), 如图 1 (b) 所示. 奈尔类型的磁斯格明子为人工斯格明子, 大多可以在较大的范围内稳定存在. 而布洛赫类型的磁斯格明子大多只能在低温外加磁场的条件下存在于手性块体磁

体中, 最近的研究也发现布洛赫磁斯格明子可以在 640 K 的高温下存在于 Fe₃Sn₂ 材料中^[24,25]. 除此之外, 斯格明子还有其他存在方式以及体系. 例如: 在 Co/Pt 多层膜^[26] 以及赫斯勒合金材料^[27] 中, 各向异性 DMI 会诱导出反斯格明子; 在 LaSrMnO^[28] 以及 MnSiGa^[29] 中存在 Biskyrmion; 磁斯格明子被间接证明可以存在于纳米线中^[12]; 还有反铁磁斯格明子在理论上证明也可以存在于反铁磁材料中^[30-32].

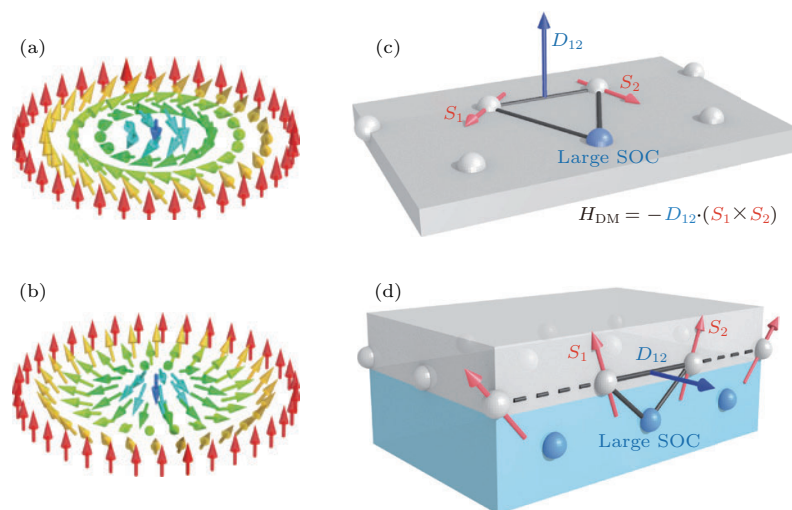


图 1 磁斯格明子结构以及 DMI 示意图^[33] (a) 布洛赫类型的斯格明子; (b) 奈尔类型的斯格明子; (c) 块体类型 DMI; (d) 界面类型 DMI

Fig. 1. Structure of magnetic skyrmion and schematic of DMI^[33]: (a) Bloch skyrmion; (b) Néel skyrmion; (c) bulk DMI; (d) interfacial DMI.

自磁斯格明子被发现以来就引起了科学界的广泛关注, 其原因不单单是磁斯格明子展现出了有趣的拓扑保护性质, 更重要的是磁斯格明子具有潜在的应用价值, 尤其是在自旋存储领域. 例如, 在 2013 年, Fert 等^[33,34] 提出将磁斯格明子作为磁存储单元应用到赛道存储器中, 通过磁头对磁斯格明子进行探测, 存在磁斯格明子时对应磁记录“1”, 不存在磁斯格明子时则对应磁记录“0”. 研究发现, 磁斯格明子作为信息载体相对于赛道存储器中用磁畴记录来说有着显著的优势: 1) 磁斯格明子的尺寸可以小至几个纳米, 这也就意味着在相同尺寸下有更高的存储密度; 2) 磁斯格明子的临界驱动电流为 10^6 A/m², 要小于驱动畴壁运动临界电流整整 5 个量级, 这说明用磁斯格明子作为存储单元有可能大大降低其功耗; 3) 如上所述, 磁斯格明子具有拓扑保护性质而比较稳定, 进而降低了对纳米带质量的要求. 除此之外, 磁斯格明子也在理论上被

证实可以应用到晶体管^[35]、逻辑门^[36] 以及自旋纳米振荡器^[37-40] 中, 并且都展现出一系列优良的性质. 磁斯格明子不仅可以用电流来驱动, 大量的研究证实静态磁场^[41-43]、微波磁场^[44,45]、自旋波^[46] 以及电场^[47] 都可以操纵磁斯格明子的形态以及运动, 这也证明了磁斯格明子操纵手段的多样化, 进而也大大拓宽了磁斯格明子的应用前景.

2 磁斯格明子的微磁学理论

微磁学 (Micromagnetics) 概念最早是由 Brown^[48] 于 1958 年在一个美国学术会议上提出, 旨在描述介观尺度下磁有序结构中的磁化过程以及磁滞回线等现象. 与实验相比, 微磁学模拟提供了一种低成本下预测实验结果进而优化实验的方法. 可以说微磁学在一定程度上为实验提供了指导, 使得实验上的研究更加严谨有效. 另一方面,

随着现代磁性材料以及技术的快速发展, 直观地观测磁性材料的磁矩分布以及磁化动力学过程也变得越来越重要, 通过微磁学模拟可以更好地理解磁性材料的结构以及系统对外磁场、电流、温度等因素的响应, 在一定程度上佐证了实验结果. 目前为止, 微磁学模拟已经成为当今磁学领域的重要组成部分, 在磁性材料结构的研究和新型磁性器件设计上都发挥着重要作用.

在微磁学理论中, 磁化强度则是由连续磁化的矢量场来描述, 进而通过磁化矢量场来构建各个能量项, 整个系统中的 Gibbs 自由能为

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{Ex}} + E_{\text{Deg}} + E_{\text{Ani}} + E_{\text{Zeem}} + E_{\text{DM}}, \quad (3)$$

其中 E_{Ex} 代表交换能, E_{Deg} 代表退磁能, E_{Ani} 代表各向异性能, E_{Zeem} 代表外场能, E_{DM} 代表 DMI 能. 当系统 Gibbs 自由能最低时, 则意味着系统处于稳定状态, Brown 方程给出了磁体静态时的磁化强度分布:

$$\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial \mathbf{m}} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0, \quad (4)$$

其中 H_{eff} 为系统总的有效场, 此时磁体中的磁化强度也平行于总的有效场方向. 而对于解决动态微磁学问题, 则可以用 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程来描述^[49,50]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}, \quad (5)$$

其中 γ 为旋磁比, α 为吉尔伯特阻尼因子, M_s 为饱和磁化强度. 当考虑自旋极化电流或自旋霍尔效应时, 则需要在方程 (5) 右边加入自旋转移矩项或者自旋霍尔项.

在赛道存储器中, 电流驱动磁斯格明子的运动方式分为两种, 面内电流驱动和垂直电流驱动两种方式. 电流驱动的磁斯格明子运动可以用 Thiele 方程^[51]来描述:

$$\mathbf{F} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \alpha \mathbf{D}\mathbf{v} = 0, \quad (6)$$

其中, \mathbf{F} 是磁斯格明子受到边界以及钉扎作用力; \mathbf{G} 为回旋矢量, 其符号取决于磁斯格明子数的正负; \mathbf{v} 是磁斯格明子的运动速度; \mathbf{D} 是耗散矩阵. 首先, 我们考虑面内电流产生的自旋转移矩, Thiele 方程可以写成^[34]

$$\mathbf{F} + \mathbf{G} \times (\mathbf{v} - \mathbf{u}) + \mathbf{D}(\alpha \mathbf{v} - \beta \mathbf{u}) = 0, \quad (7)$$

\mathbf{u} 为自旋极化电流的速度, 大小正比于电流密度; β 为非绝热因子. 同样, 在垂直电流的作用下,

Thiele 方程可以修正为^[34]

$$\mathbf{F} + \mathbf{F}_{\text{STT}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \alpha \mathbf{D}\mathbf{v} = 0, \quad (8)$$

其中 \mathbf{F}_{STT} 为垂直自极化电流对磁斯格明子的作用力. 垂直自旋极化电流可以通过磁性自旋阀或隧道结的方式来注入. 当磁性自旋阀结构中非磁性层为金属时, 在同一电流密度下垂直电流驱动磁斯格明子的速度远大于面内电流驱动磁斯格明子的速度, 这是由于在垂直电流的作用下, 驱动磁斯格明子运动的自旋矩的作用来自于大的 Slonczewski 面内矩而不是小的类场面外矩. 而对于磁性隧道结, 即非磁性层为绝缘体时, 类场面外矩作用则可以达到 Slonczewski 面内矩的 30% 甚至更高. 值得一提的是, 纯的自旋流可以通过自旋霍尔效应的方式来注入并且引起了相关人员的广泛关注^[52-55].

3 磁斯格明子的激发

激发磁斯格明子是研究磁斯格明子相关问题的一个重要前提, 这里主要回顾利用微磁学模拟研究磁斯格明子的激发, 相关的报道已经很多. 如在 2013 年, Iwasaki 等^[56]设计了一个有正方形缺陷的磁性纳米条带, 通入一个面内电流后发现可以在正方形缺陷处激发出磁斯格明子, 如图 2(a) 所示; 同年, Sampaio 等^[34]通过垂直点接触极化电流在单个纳米圆盘中激发出磁斯格明子如图 2(b) 所示; 2014 年, Koshibae 和 Nagaosa^[57]证明了给手性磁体或偶极磁体局部加热可以激发出磁斯格明子, 如图 2(c) 所示; 同年, Zhou 和 Ezawa^[58]通过连接窄的和宽的磁性纳米带, 实现了磁畴壁与磁斯格明子之间的相互转变如图 2(d) 所示; 在 2015 年, Liu 等^[59]在十字交叉的结构中证明了自旋波可以激发以及摧毁单个磁斯格明子如图 2(e) 所示; 在 2016 年, Müller 等^[60]通过面内脉冲磁场在二维纳米带边界激发出了一连串的磁斯格明子如图 2(f) 所示; 同年, Mochizuki^[47]证明在手性晶格的磁绝缘体中用电场可以产生磁斯格明子如图 2(g) 所示; 该学者^[41]于 2017 年证明通电螺旋线圈产生的奥斯特场也可以激发出磁斯格明子如图 2(h) 所示. 由此可见, 在微磁学理论上磁斯格明子的激发手段是多种多样的, 这为磁斯格明子在实验上的激发提供了一些参考.

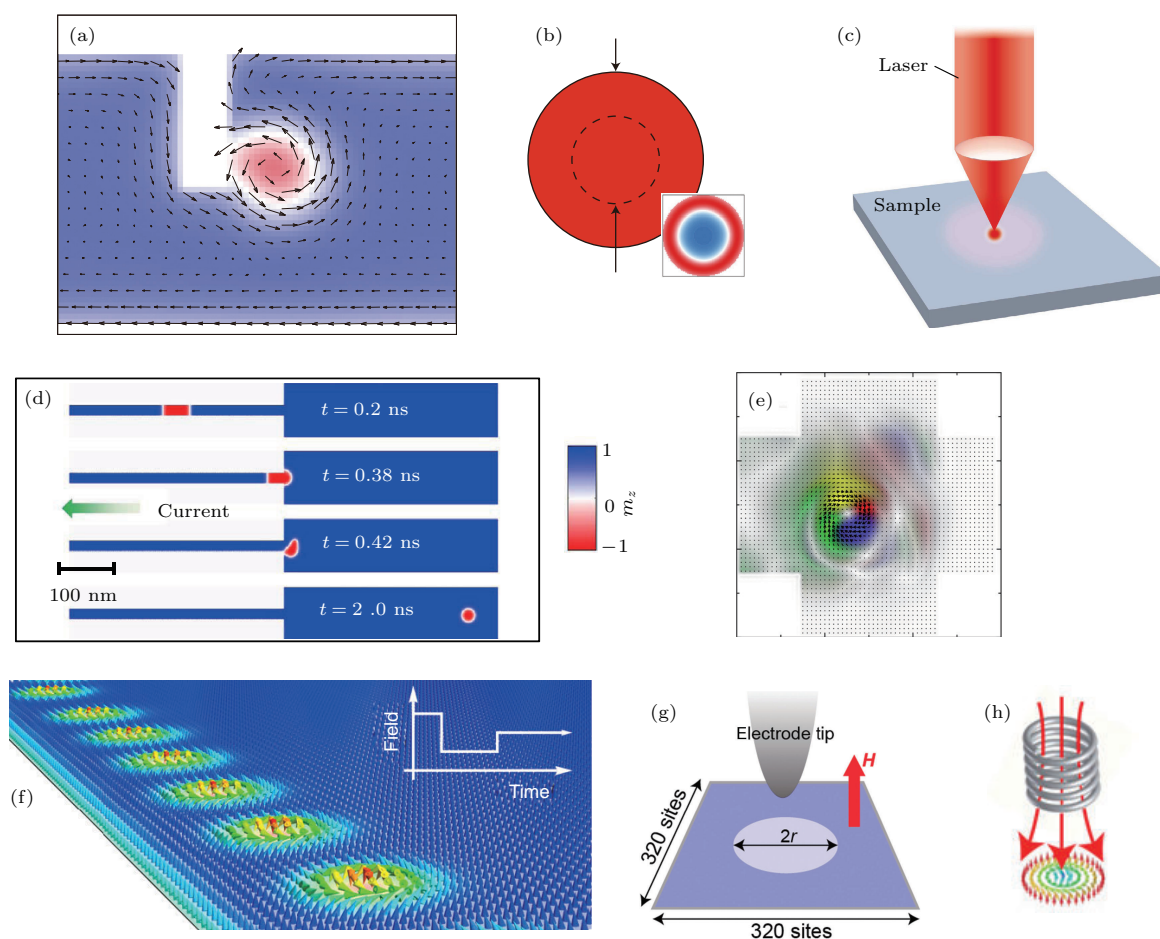


图2 微磁学模拟磁斯格明子的激发 (a) 在正方形缺陷结构中激发磁斯格明子^[56]; (b) 自旋极化电流激发磁斯格明子^[34]; (c) 局部加热激发磁斯格明子^[57]; (d) 磁畴壁转换为磁斯格明子^[58]; (e) 自旋波激发磁斯格明子^[59]; (f) 脉冲磁场激发磁斯格明子^[60]; (g) 电场激发磁斯格明子^[47]; (h) 螺旋线圈的奥斯特场激发磁斯格明子^[41]

Fig. 2. Creation of magnetic skyrmions by micromagnetic simulations: (a) Creation of a skyrmion by square notch structure^[56]; (b) creation of a skyrmion by spin-polarized currents^[34]; (c) creation of a skyrmion by local heating^[57]; (d) skyrmions are converted from magnetic domain walls^[58]; (e) creation of a skyrmion by spin waves^[59]; (f) creation of a skyrmion by pulsed magnetic field^[60]; (g) creation of a skyrmion by electric field^[47]; (h) creation of a skyrmion by current-induced Oersted field^[41].

4 磁斯格明子在器件上的应用

4.1 磁斯格明子赛道存储器

随着技术的发展, 高密度存储成为一种不可避免的发展趋势. 然而对于传统的硬盘, 其信息存储在纳米磁性颗粒中, 当磁性颗粒尺寸降低到临界尺寸以下时, 热扰动的影响会使得磁性不稳定, 从而导致信息的丢失. Parkin 等^[61]于2008年提出了一种非易失性的新型存储器, 即赛道存储器, 如图3(a)所示. 该存储器的存储单元为磁畴, 其基本原理为通过注入脉冲电流来产生、湮灭以及驱动畴壁运动从而实现信息的写入修改以及读取. 赛道存储器可以实现三维磁记录, 因此有希望提高其存储

密度, 所以赛道存储器一经提出就引起了科学界的研究热潮^[62-64]. 需要注意的是, 在这种基于畴壁的赛道存储器中, 如何减小临界电流密度, 减小钉扎的影响以及维持畴壁的高速运动都是实际应用中需要考虑的问题.

Fert 等^[33]首先提出基于磁斯格明子的赛道存储器. 其基本原理是用磁斯格明子来替代磁畴成为信息存储的载体. 与畴壁类型的赛道存储器相比, 磁斯格明子具有稳定性高、尺寸小、驱动电流密度低等优势^[34], 因此磁斯格明子赛道存储器在高密度存储、低功耗以及信息存储的稳定性方面都具有极大的潜力. 典型的磁斯格明子赛道存储器结构如图3(b)所示, 其主要结构包括四部分^[65]: 磁斯格明子运动的赛道、在赛道中产生磁斯格明

子的写头 (write element)、探测磁斯格明子的读头 (read element) 以及驱动磁斯格明子在赛道中运动的电流模块。工作时, 首先通过垂直自旋极化电流的注入, 在写头中产生磁斯格明子, 在面内电流的驱动下, 这些磁斯格明子在赛道中向着读头的方向运动, 最终被读头探测到。磁斯格明子赛道存储器中二进制的存储信息“1”和“0”通过读头能否探测到磁斯格明子来记录。类似于畴壁赛道存储器中存在多个磁畴来记录信息, 基于磁斯格明子的赛道存储器也引入了磁斯格明子链来保证高密度的信息存储。在驱动电流作用下, 赛道中所有的磁斯格明子都以相同的速度运动, 并且所有磁斯格明子间隔都保持初始的状态 [34,66]。

根据磁斯格明子的类型 (布洛赫磁斯格明子和奈尔磁斯格明子) 以及驱动电流的方式 (自旋转移矩和自旋霍尔效应), 存在四种基于磁斯格明子的赛道存储器 [67], 如图 4 所示。由于奈尔磁斯格明子

的存在依赖于重金属层与磁性层之间的界面 DMI, 图 4 (a) 和图 4 (b) 所示的基于奈尔磁斯格明子的赛道存储器结构均为重金属层和铁磁性层的复合结构。在自旋转移矩驱动下, 奈尔磁斯格明子的运动方向与电子的运动方向相同, 如图 4 (a) 所示。如图 4 (b) 所示, 在重金属层中通入沿着 $+x$ 方向的电子, 重金属层中的电流在与磁性层接触的界面上会产生纯自旋流, 而纯自旋流驱动奈尔磁斯格明子沿 $+y$ 方向运动, 这也就是自旋霍尔驱动的磁斯格明子运动。与基于奈尔磁斯格明子赛道存储器相比, 自旋转移矩驱动的布洛赫磁斯格明子赛道存储器不需要重金属层, 如图 4 (c) 所示, 布洛赫磁斯格明子运动的方向同样与通入电子的方向相同。图 4 (d) 为自旋霍尔驱动的基于布洛赫磁斯格明子的赛道存储器, 可以发现磁斯格明子的运动方向与电子的运动方向相同。

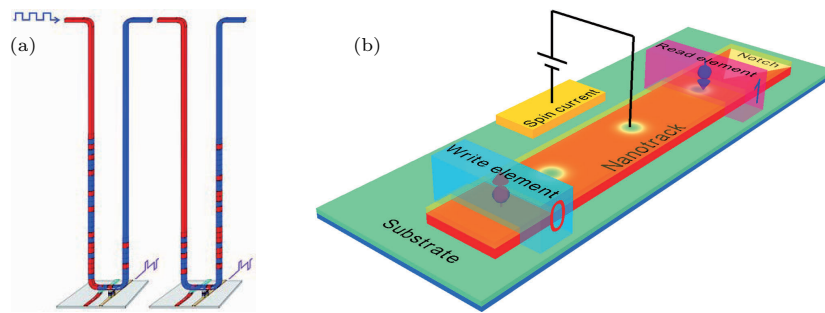


图3 赛道存储器 (a) 基于磁畴壁的赛道存储器 [61]; (b) 基于磁斯格明子的赛道存储器 [65]

Fig. 3. Racetrack memory: (a) Magnetic domain wall racetrack memory [61]; (b) magnetic skyrmion racetrack memory [65].

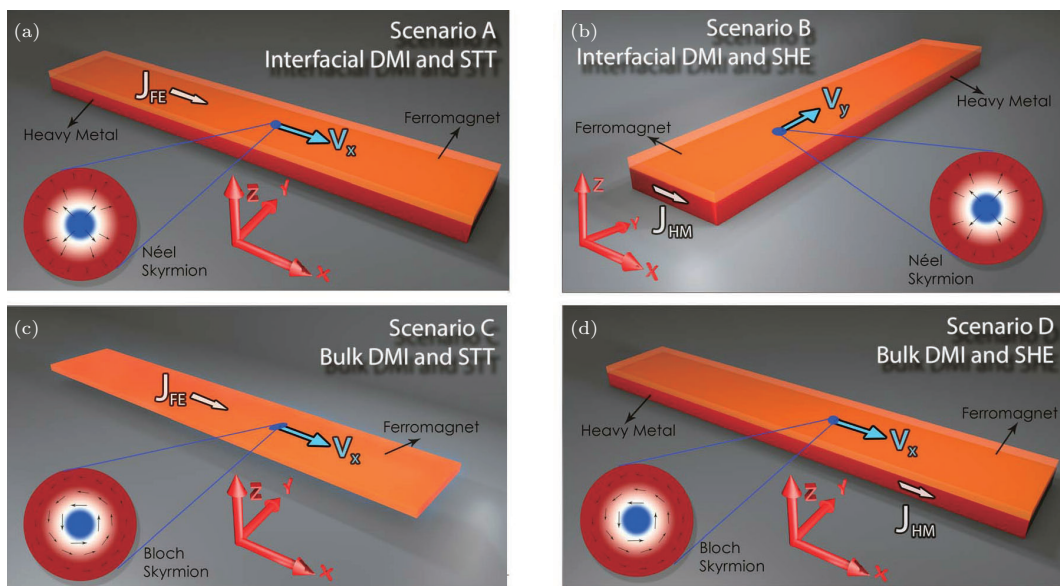


图4 基于磁斯格明子的四种赛道存储器 [67]

Fig. 4. Four different designs of magnetic skyrmions racetrack memory [67].

在电流驱动的磁斯格明子运动中, 由于马格努斯力 (Magnus force) 的存在, 磁斯格明子的运动方向会偏离传导电子的方向 [56,68,69], 这也被称为磁斯格明子的霍尔效应 [8,70-72]. 2017年, Jiang 等 [53] 和 Litzius 等 [54] 分别在实验上证实了不同体系中磁斯格明子的霍尔效应. 由于磁斯格明子霍尔效应的存在, 磁斯格明子在纳米带中运动时会向纳米带的边缘偏转. 当磁斯格明子运动到距离边界足够近时, 边界会对磁斯格明子产生一个作用力. 这个力的效果与马格努斯力相互竞争, 使得磁斯格明子能够在赛道中保持稳定的速度运动. 当电流密度进一步增大而大于临界电流密度时, 边界对磁斯格明子的作用力难以与马格努斯力竞争, 磁斯格明子就会在赛道的边界湮灭. 在基于磁斯格明子的赛道存储器中, 信息读取的快慢取决于磁斯格明子的运动速度, 而信息的有效性取决于磁斯格明子能否稳定在纳米带中运动. 因此, 克服马格努斯力的影响并且保持磁斯格明子能够在赛道中高速运动是基于磁斯格明子赛道存储器中需要解决的两个问题. 研究表明, 通过人工调控赛道存储器纳米带的边界, 能够有效地保证磁斯格明子在赛道中运动. 例如通过控制赛道边界的高度、阻尼和垂直各向异性来提高边界势, 从而限制磁斯格明子在势阱中运动而不会运动出纳米带 [73-76]. 其中, 各向异性可以通过改变电压来实现, 主要原理是在门电压区域积累电荷导致部分磁性纳米带各向异性发生改变, 也称之为电压控制各向异性效应. 电压控制的各向异性的大小与施加电压的大小呈线性关系 [77,78]:

$$K_{uv} = K_u + \theta V_b, \quad (9)$$

其中 V_b 为电压控制各向异性门电压区域偏置电压的大小; θ 是一个常数, 一般取值 0.02. Upadhyaya 等 [75] 研究表明, 在电压控制的垂直各向异性效应和自旋霍尔效应的共同作用下, 磁斯格明子能够沿着特定的轨迹运动. 基于电压控制的垂直各向异性, 我们将其扩展为多通道赛道存储器, 如图 5 (a) 所示 [79]. 赛道存储器上存在三个电压控制的各向异性区域, 从而将纳米带分成三个磁斯格明子运动通道. 自旋霍尔效应以及门电压两者的共同作用可以调控磁斯格明子的运动通道以及运动速度. 图 5 (b) 为在第一个门电压区域 (Gate-1) 施加不同强度电压下磁斯格明子的运动轨迹. 上述结果揭示了通过人工调控赛道的垂直各向异性可以将磁斯格明子限制在赛道中运动, 并且在这种多通道

的赛道存储器中, 每个通道中都可以存储信息, 进而提高了信息存储密度.

除了调控赛道的边界来减小磁斯格明子霍尔效应对赛道存储器的影响外, 双层铁磁性薄膜之间的反铁磁交换耦合也可以有效减少磁斯格明子霍尔效应的影响 [80]. 如图 6 所示, 上层圆盘磁化方向和下层圆盘的磁化方向正好相反, 两层中的磁斯格明子的拓扑数也相反, 并且两个圆盘之间存在反铁磁交换耦合. 根据 (6) 式可知, 两层中的磁斯格

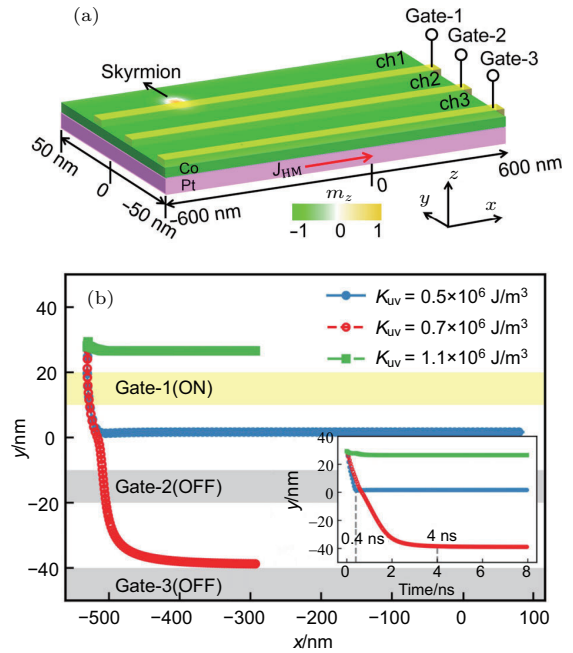


图 5 电压控制的磁斯格明子多通道赛道存储器 [79]

Fig. 5. Magnetic skyrmion-based multi-channel racetrack memory [79].

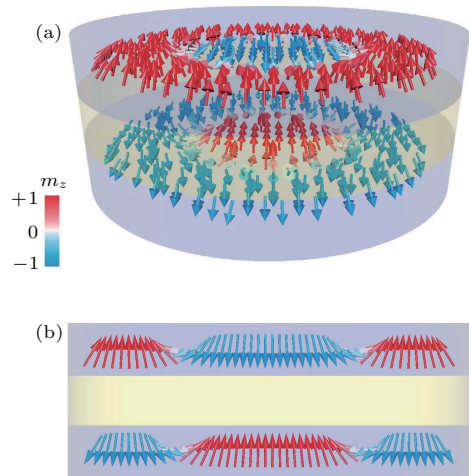


图 6 有着反铁磁耦合的双圆盘体系 [80]

Fig. 6. A pair of antiferromagnetically coupled magnetic skyrmions [80].

明子在电流的驱动下受到的马格努斯力正好相反,反铁磁交换耦合的存在使得在这种双层体系中磁斯格明子霍尔效应能够被有效地抑制.

另外一种避免磁斯格明子霍尔效应的方法是采用反铁磁斯格明子^[30,31].反铁磁斯格明子可以视为由两个斯格明子数相反的磁斯格明子组合而成(+1和-1).在驱动电流的作用下,马格努斯力作用对这两种磁斯格明子的作用方向正好相反,而在反铁磁材料中次晶格之间强的耦合导致反铁磁斯格明子受到的马格努斯力相互抵消,从而使得反铁磁斯格明子+保持在赛道存储器中直线运动而不会偏向赛道的边界.这也提供了一种新的想法来设计不受磁斯格明子霍尔效应影响的器件.在此研究的基础上,我们通过微磁学模拟研究了自旋霍尔驱动的反铁磁斯格明子动力学,如图7所示^[32].由图7(a)可知,反铁磁斯格明子的临界驱动电流密度要比铁磁斯格明子低两个量级,并且在同一电流密度下反铁磁斯格明子的运动速度远远大于铁磁斯格明子的运动速度.图7(b)显示,当电流密度为 2×10^{12} A/m²时,铁磁斯格明子由于受到马格努斯力的作用,向纳米带的边界偏转,对于反铁磁斯格明子而言,其运动更快且运动方向不会发生偏转,如图7(c)所示.这也说明电流驱动的反铁磁斯格明子运动不受马格努斯力影响.当自旋霍尔电流密度超过磁斯格明子稳定运动的最大临界电流密度时,铁磁斯格明子会在纳米带的边界湮灭,而反铁磁斯格明子则会沿着纳米带横向扩张,最终形成两个畴壁,如图7(d)所示.在赛道存储器中,钉扎对存储单元的作用不可忽略,我们知道磁斯格明子的拓扑保护性质能够减小钉扎对它的影响.同样,我们的结果证明了反铁磁斯格明子也可以绕过钉扎,同样具有拓扑保护的性质.

目前大多数基于磁斯格明子的赛道存储器概念还只是通过理论或者微磁学模拟来研究,并且假设材料是完美没有缺陷的.然而实际应用中的纳米带会存在缺陷, Kim和Yoo^[81]模拟了磁斯格明子在无序磁性薄膜中的运动,发现磁斯格明子霍尔效应同时也受到薄膜中钉扎势的影响.在实验上, Woo等^[82]和 Legrand等^[83]在室温下观测到电流驱动磁斯格明子在超薄金属铁磁性薄膜中的运动.在赛道存储器中,除了自旋极化电流和自旋霍尔效应能够驱动磁斯格明子运动外,微波^[45,84,85]和自旋波^[46]也被证实可以驱动磁斯格明子运动.

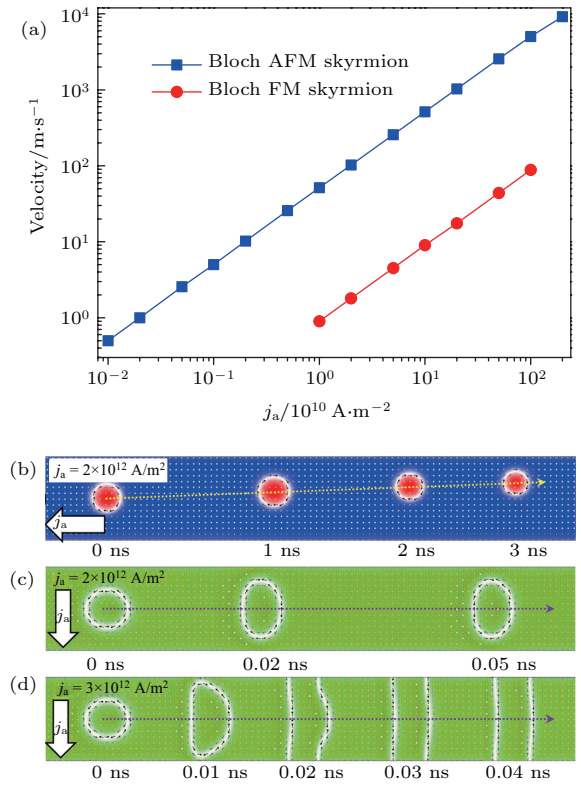


图7 对比自旋霍尔驱动的反铁磁斯格明子与磁斯格明子的运动^[32]

Fig. 7. Comparison of the motion of antiferromagnetic skyrmion and ferromagnetic skyrmion driven by spin Hall effect^[32].

4.2 磁斯格明子晶体管

Zhang等^[35]提出一种基于磁斯格明子的晶体管,如图8(a)所示.磁斯格明子首先通过磁性隧道结的写头产生,在自旋霍尔电流的驱动下磁斯格明子向右运动,当运动到磁性隧道结的读头位置时可以被探测到.在磁性纳米带的中间部分有一个电压门区域,在电压门上施加不同的电压能够调控该区域的垂直各向异性.图8(b)的阴影部分为电压控制的垂直各向异性区域.磁斯格明子的初始位置在纳米带的最左边,在电压门区域施加一个正电压时,该区域垂直各向异性增大为开始状态的1.1倍,电压门的左侧边缘会形成一个势垒,在自旋霍尔电流的驱动下磁斯格明子运动到左边势垒处时会被挡住,此时为‘OFF’状态.当电压为零时,即电压门区域的垂直各向异性与纳米带其他区域的垂直各向异性大小相等时,磁斯格明子可以从纳米带的左半部分运动到纳米带的右半部分,此时为‘ON’的状态.当施加一个反向电压时,电压门控制区域的垂直各向异性减小为初始状态的0.9倍,磁斯格明

子在向右运动的过程中会被电压门区域右边界处的势垒挡住, 此时为‘OFF’状态. 但是当驱动电流

密度足够大时, 磁斯格明子可以克服势垒运动到纳米带另一端.

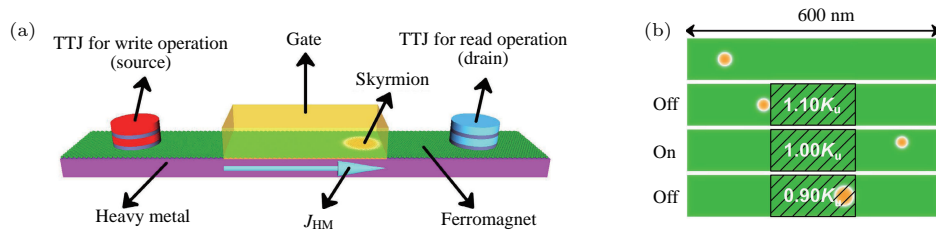


图 8 磁斯格明子晶体管 [35]
Fig. 8. Design of magnetic skyrmion transistor [35].

4.3 磁斯格明子逻辑器件

正如我们在磁斯格明子激发部分所述, Zhou 等 [58] 于 2014 年提出一种将一个宽的纳米带和一条窄的纳米带链接起来复合结构. 窄纳米带中的畴壁运动到宽纳米带中会变成磁斯格明子, 反之宽纳米带中的磁斯格明子运动到窄纳米带中会变成畴壁. 通过这种连接窄的和宽的磁性纳米带, 实现了磁畴壁与磁斯格明子之间的相互转变. 在此基

础上, Zhang 等 [36] 于 2015 年提出一种基于磁斯格明子的逻辑器件, 能够实现“或”和“与”的操作, 如图 9 所示. 逻辑器件包含两个输入端, 一个输出端, 其中“1”代表存在磁斯格明子, “0”表示没有磁斯格明子, 通过改变连接输入端和输出端的中间部分纳米带的宽度来实现“或”门和“与”门操作. 此外, 我们课题组证明了反铁磁斯格明子也可以应用逻辑器件中, 并且有着更快的操纵速度 [86].

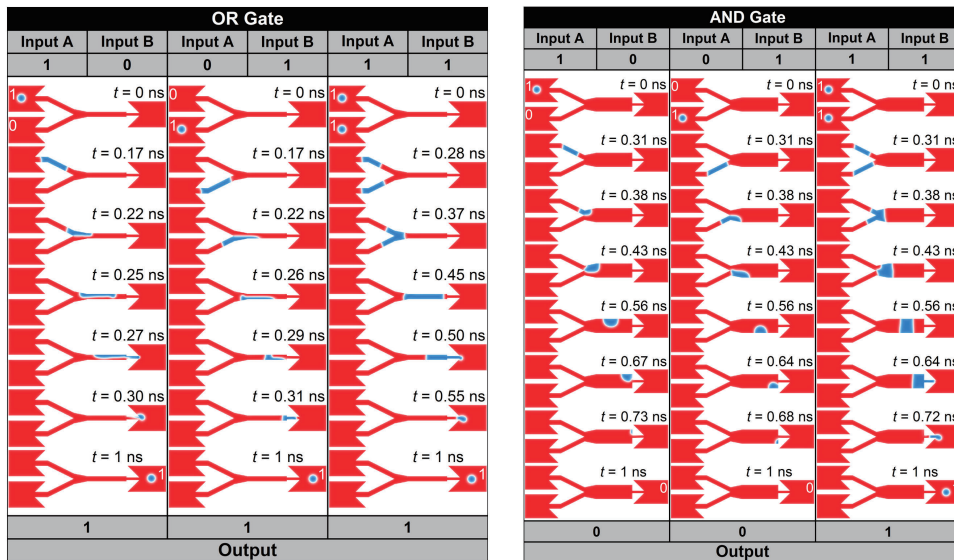


图 9 磁斯格明子“或”和“与”逻辑门 [36]
Fig. 9. Magnetic skyrmion logical “OR” and “AND” operation [36].

4.4 磁斯格明子自旋纳米振荡器

自旋纳米振荡器是纳米尺度的微波信号发生器, 与传统的微波振荡器相比, 自旋纳米振荡器具有体积小、频率调制范围宽、功耗低和易于集成等优点, 从而受到广泛的关注 [87]. 通过微磁学模拟, 发现磁斯格明子在纳米圆盘结构中可以在点电流

驱动下绕着电极运动. 在此基础上, 我们提出了一种基于磁斯格明子的自旋转移矩纳米振荡器 [37]. 图 10 (a) 为磁斯格明子振荡器的模型示意图, 主要由上下双电极、自由层、中间层、和固定层构成. 其中上下两个电极保证了电流能够点接触并垂直注入到三层膜体系中, 自由层和极化层的磁化方向都垂直于薄膜平面向下, 自由层中存在磁斯格明子,

R 表示圆盘的半径, r_e 为点电极的半径, r_s 为磁斯格明子的振荡半径. 在垂直点电流的驱动下, 磁斯格明子会缓缓运动离开圆盘中心位置并最终稳定进动, 如图 10 (b) 所示. 磁斯格明子在纳米盘中稳定进动时其频率能够达到 GHz 量级, 利用磁电阻效应, 这种磁矩的振荡可以转化成周期性振荡的磁电阻信号, 从而可以产生一个 GHz 的交流信号. 图 10 (c) 为探测振荡器信号的装置, 纳米盘中心的电极用来驱动磁斯格明子进动, 对称分布在纳米盘周围的多对电极用来探测电压信号. 当磁斯格明子运动到电极下面时, 例如位置 3, 此时自由层的磁化方向与极化层的磁化方向相反, 电极探测到的信号为高阻态. 当磁斯格明子不在电极下面 (例如位置 1, 2, 4, 5, 6), 此时探测到的信号为低阻态. 当自由层中存在多个磁斯格明子, 振荡器的工作

频段可以进一步扩展. 如果磁斯格明子的数目和电极对的数目相同, 每个磁斯格明子可以同时进入到探测电极的位置, 这样就保证了每对电极探测到相位相同的信号, 从而可以大大提高输出功率. Garcia-Sanchez 等 [38] 随后也报道了不同极化层的磁斯格明子自旋纳米振荡器. 我们课题组 [40] 还提出了另一种基于磁畴壁和磁斯格明子排斥作用的纳米振荡器阵列.

2π -vortex 是一种类斯格明子的磁性纳米结构, 可以看成是一个大斯格明子嵌套一个斯格明子数相反的小斯格明子 [88,89]. 我们通过微磁学模拟证明了 2π -vortex 同样也能够应用在自旋纳米振荡器中 [39]. 图 11 (a) 所示为自由层中的 2π -vortex 在垂直极化电流驱动下不同时刻的磁矩分布. 由图 11 (b) 可知, 在前 3 ns 内磁矩进行复杂的振荡,

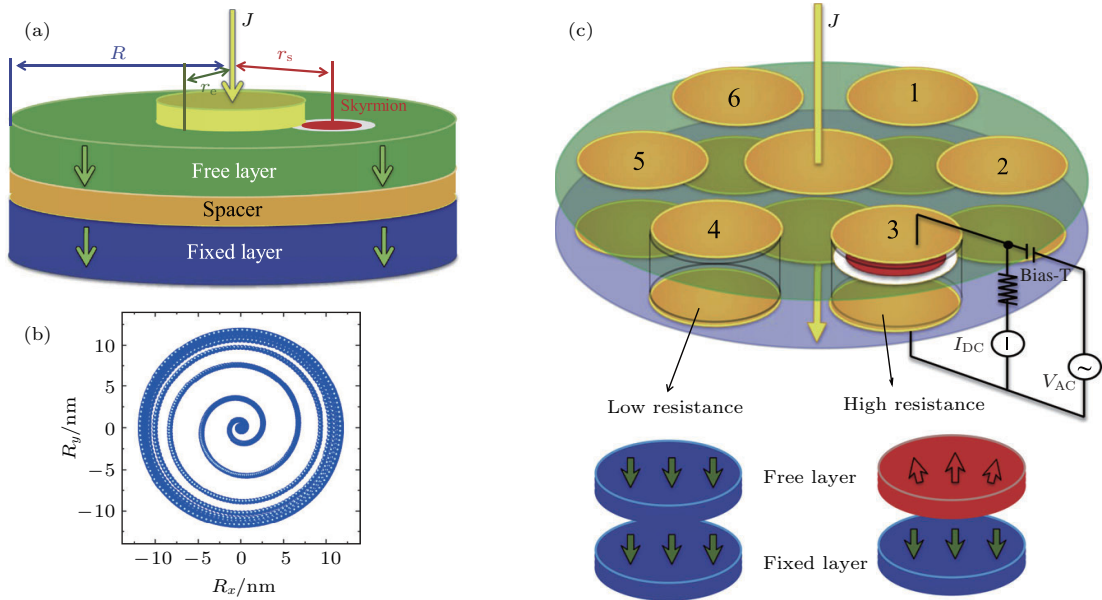


图 10 电流驱动的磁斯格明子纳米振荡器 [37] (a) 系统的模型示意图; (b) 磁斯格明子核的运动轨迹; (c) 输出信号探测
 Fig. 10. Current-induced magnetic skyrmion nano-oscillator [37]: (a) Schematic diagram of simulation system; (b) the trajectory of the skyrmion core; (c) detection of output signals.

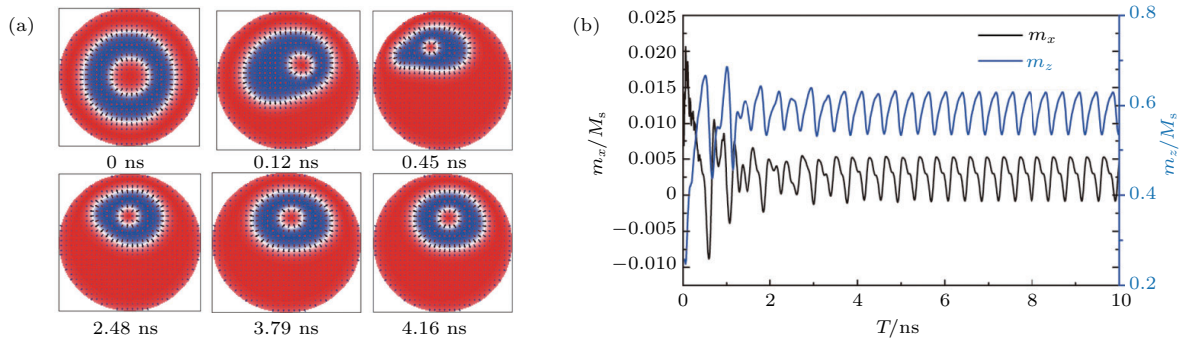


图 11 电流驱动的 2π -vortex 纳米振荡器 [39]
 Fig. 11. Current-induced 2π -vortex nano-oscillator [39].

具体表现为内部小的磁斯格明子向 y 轴正方向移动并伴随着其尺寸减小. 在 3 ns 后, 2π -vortex 在自由层中稳定进动, 其振荡频率可以达到 3.3 GHz, 需要注意的是, 与单个磁斯格明子在纳米圆盘中进动相比, 2π -vortex 在进动时, 其核位置、尺寸以及外边界磁矩都在发生周期性的变化.

5 磁斯格明子对微波磁场的响应

目前, 大多数研究都集中在用电流对磁斯格明子进行操控, 而微波磁场作为另一种操控磁斯格明子的手段也有其独特的优势: 电流操控磁斯格明子时会产生大量的焦耳热, 而微波磁场则可避免焦耳热的产生; 无法用电流在绝缘磁体中操控磁斯格明子, 而微波磁场则不受限制, 可以在绝缘磁体中操控磁斯格明子. 在 2012 年, Mochizuki 等 [90] 通过求解 LLG 方程探究了二维自旋模型下绝缘磁体中布洛赫磁斯格明子对微波磁场的响应. 它们首先计算了磁斯格明子晶格对微波磁场的频谱响应并找到其对应的本征频率. 对于平行于磁斯格明子晶格的微波磁场, 对应有两个本征频率, 即有两个本征模式, 这两种模式均表现为磁斯格明子核围绕其中心旋转. 在低频率的共振模式下, 磁斯格明子沿

着逆时针方向旋转, 被称为逆时针模式; 而在高频率的共振模式下, 磁斯格明子则沿着顺时针方向旋转, 这种模式被称为顺时针模式. 对于垂直于磁斯格明子晶格的微波磁场, 对应只有一个本征模式, 即磁斯格明子核区域磁矩进行周期性的收缩与扩张, 这种模式被称为呼吸模式. 我们课题组 [91] 研究了纳米圆盘中单个奈尔磁斯格明子对面内微波磁场的共振响应, 如图 12 所示. 结果显示奈尔类型的磁斯格明子在不同频率的面内微波磁场下存在椭圆逆时针以及顺时针两种共振模式, 除此之外, 还证明这两种共振模式是通过线共振进行过渡的. 在实验上, Onose 等 [92] 首先对绝缘磁体 Cu_2OSeO_3 中的斯格明子的本征模式进行了研究. 它们通过一个附带矢量网络分析仪的宽带微波测量系统探测出了磁斯格明子的共振旋转和呼吸模式, 很好地印证了之前的模拟结果.

除此之外, 研究人员对多种体系中磁斯格明子的自旋共振响应也做了详细的研究. 如在 2014 年, Dai 等 [93] 运用微磁学模拟的方法研究了 $\text{Co}/\text{Ru}/\text{Co}$ 模型中耦合磁斯格明子在单频微波磁场下的双自旋共振模式, 发现在低频率的微波磁场下磁斯格明子存在顺时针以及逆时针两种模式, 而当面内微波场频率增加到 5 GHz 左右时, 磁斯格明

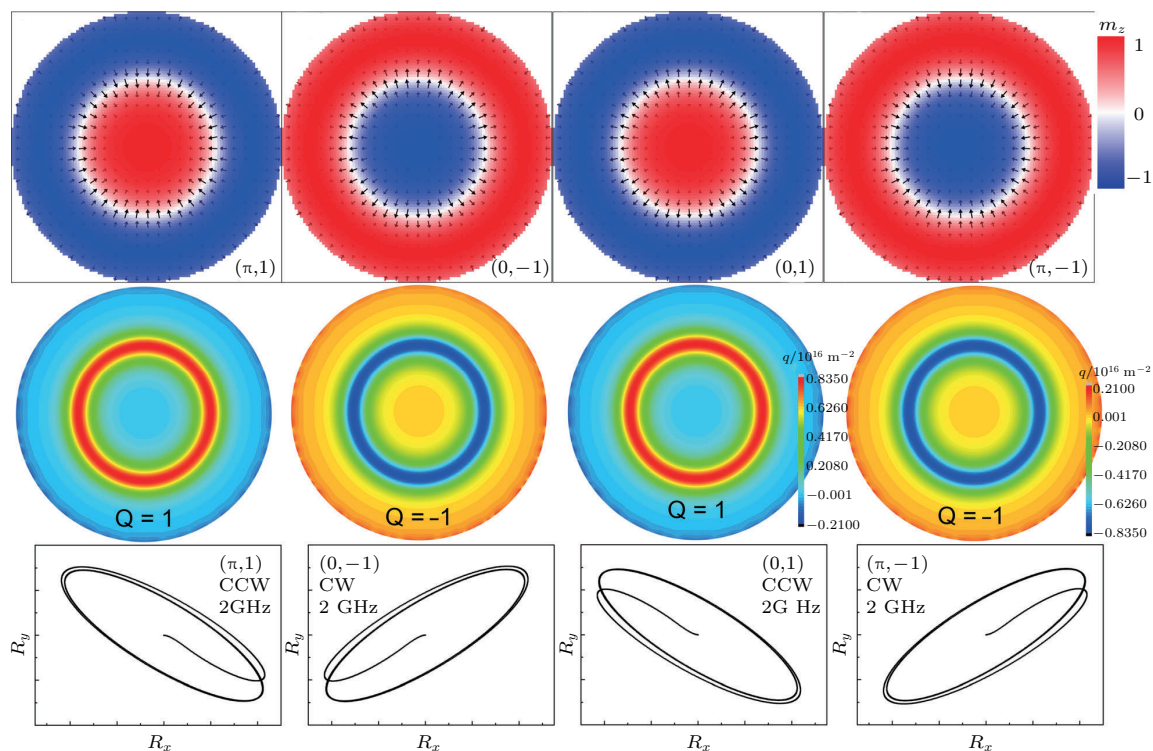


图 12 面内微波磁场驱动的奈尔斯格明子动力学 [91]
 Fig. 12. In-plane microwave magnetic field-induced dynamics of Néel skyrmions [91].

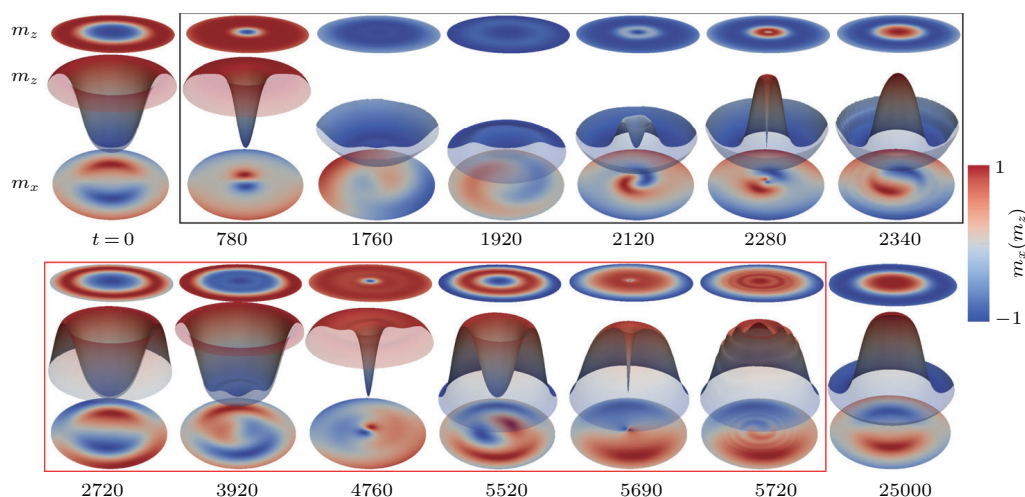


图 13 磁斯格子在面外微波磁场下的极性反转过程^[44]

Fig. 13. Polarity reversal of magnetic skyrmion driven by out-plane microwave magnetic field^[44].

子的运动轨迹则由单一的圆形轨迹转变为各种花型的轨迹. 同年, Wang 等^[94]在相同体系下研究了磁斯格明子在双频微波磁场下的自旋共振模式, 发现通过调节两个微波频率的相对比例可以改变磁斯格明子旋转轨迹, 即由圆形轨迹转变为不同多边形轨迹. 2015 年, Zhang 等^[44]运用微磁学模拟的方法证实面外微波磁场可以诱导磁斯格明子的极性翻转. 如图 13 所示: 在两种本征频率的面外微波磁场驱动下, 磁斯格明子有两种极性反转过程. 同年, Wang 等^[45]也用微磁学模拟的方法证明了微波磁场可以驱动单个磁斯格明子以及磁斯格明子晶格运动. 2015 年, Ma 等^[85]于在微波场辅助的条件下研究了极化电流驱动链式磁斯格明子的运动, 发现微波场的频率可以极大地改变磁斯格明子链中磁斯格明子个数、磁斯格明子链之间的周期和相邻磁斯格明子之间的距离等. 迄今为止, 磁斯格明子的微波响应大多停留在理论模拟上, 而实验上并未直接观测到其在微波下的运动, 这是今后可以探究的一个方向.

6 结论与展望

磁斯格明子是具有拓扑保护性质的自旋磁结构. 从最开始发现存在于低温和外加磁场条件下的 B20 结构磁体中, 到目前已被证实可以在常温下稳定存在于界面处有强自旋轨道耦合的多层薄膜中, 实验上已经迈出了重要的一步. 微磁学模拟方面, 已经证实用自旋极化电流、局部加热、磁畴壁

转换、自旋波、磁场、电场等方式可以人为激发产生磁斯格明子. 基于磁斯格明子本身拓扑保护性质以及低的驱动电流密度, 磁斯格明子很有希望作为新一代的信息载体而应用到赛道存储器中, 虽然磁斯格明子自身的霍尔效应对其在赛道存储器上的应用有了一定的限制, 但是通过提高由边界效应产生的势能、引入反铁磁耦合以及将铁磁斯格明子替换为反铁磁斯格明子等方法有望减弱或避免这一现象对下一步应用的影响. 基于磁斯格明子的晶体管、逻辑门、自旋纳米振荡器等纳米器件的提出进一步拓宽了磁斯格明子的应用前景. 可以说在理论模拟上对磁斯格明子的产生、驱动以及应用等都已经有了较为清楚的认知. 然而与理论模拟相比, 实验上对磁斯格明子的研究依旧有很长的路要走, 尤其是磁斯格明子在新器件上的应用更是任重而道远. 所幸现在已有的研究结果证实了磁斯格明子的研究前景非常广阔. 本文通过对之前工作的回顾与总结, 希望为磁斯格明子的研究与应用工作提供参考.

参考文献

- [1] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
- [2] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S A, Rezayi E H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 16419
- [3] AlKhawaja U, Stoof H 2001 *Nature* **411** 918
- [4] Bogdanov A N, Rosler U K, Shestakov A A 2003 *Phys. Rev. E* **67** 016602
- [5] Malozemoff A P, Slonczewski J C 1979 *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic)

- [6] Rößler U, Bogdanov A, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
- [7] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
- [8] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nature Nanotech.* **8** 899
- [9] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [10] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
- [11] Crépeux A, Lacroix C 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **182** 341
- [12] Du H F, Liang D, Jin C M, Kong L Y, Stolt M J, Ning W, Yang J Y, Xing Y, Wang J, Che R, Zang J D, Jin S, Zhang Y H, Tian M L 2015 *Nature Commun.* **6** 7637
- [13] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [14] Milde P, Köhler D, Seidel J, Eng L, Bauer A, Chacon A, Kindervater J, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Buhbrandt S, Schütte C, Rosch A 2013 *Science* **340** 1076
- [15] Park H S, Yu X Z, Aizawa S, Tanigaki T, Akashi T, Takahashi Y, Matsuda T, Kanazawa N, Onose Y, Shindo D, Tonomura A, Tokura Y 2014 *Nature Nanotech.* **9** 337
- [16] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nature Mater.* **10** 106
- [17] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nature Commun.* **3** 988
- [18] Zhao X B, Jin C M, Wang C, Du H F, Zang J D, Tian M L, Che R C, Zhang Y 2016 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **113** 4918
- [19] Wang C, Du H F, Zhao X B, Jin C M, Tian M L, Zhang Y H, Che R C 2017 *Nano Lett.* **17** 2921
- [20] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
- [21] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nature Phys.* **7** 713
- [22] Jiang W J, Upadhyaya P, Zhang W, Yu G Q, Jungfleisch M B, Fradin F Y, Pearson J E, Tserkovnyak Y, Wang K L, Heinonen O, Velthuis S G E, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283
- [23] Boulle O, Vogel J, Yang H X, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Montes T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigné Y, Stashkevich A, Chérif S M, Avasle L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nature Nanotech.* **11** 449
- [24] Hou Z P, Ren W J, Ding B, Xu G Z, Wang Y, Yang B, Zhang Q, Zhang Y, Liu E, Xu F, Wang W H, Wu G H, Zhang X X, Shen B G, Zhang Z D 2017 *Adv. Mater.* **29** 29
- [25] Hou Z P, Zhang Q, Xu G Z, Gong C, Ding B, Wang Y, Li H, Liu E, Xu F, Zhang H W, Yao Y, Wu G H, Zhang X X, Wang W H 2018 *Nano Lett.* **18** 1274
- [26] Zhang S, Petford-Long A K, Phatak C 2016 *Sci. Reports* **6** 31248
- [27] Nayak A K, Kumar V, Ma T, Werner P, Pippel E, Sahoo R, Damay F, Rößler U K, Felser C, Parkin S S P 2017 *Nature* **548** 561
- [28] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nature Commun.* **5** 3198
- [29] Wang W H, Zhang Y, Xu G Z, Peng L C, Ding B, Wang Y, Hou Z P, Zhang X M, Li X Y, Liu E K, Wang S G, Cai J W, Wang F W, Li J Q, Hu F X, Wu G H, Shen B G, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
- [30] Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Reports* **6** 24795
- [31] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
- [32] Jin C D, Song C K, Wang J B, Liu Q F 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 182404
- [33] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nature Nanotech.* **8** 152
- [34] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nature Nanotech.* **8** 839
- [35] Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M, Zhao G P, Zhao W 2015 *Sci. Reports* **5** 11369
- [36] Zhang X C, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Reports* **5** 9400
- [37] Zhang S F, Wang J B, Zheng Q, Zhu Q Y, Liu X Y, Chen S J, Jin C D, Liu Q F, Jia C L, Xue D S 2015 *New J. Phys.* **17** 023061
- [38] Garcia-Sanchez F, Sampaio J, Reyren N, Cros V, Kim J V 2016 *New J. Phys.* **18** 075011
- [39] Liu X Y, Zhu Q Y, Zhang S F, Liu Q F, Wang J B 2015 *AIP Adv.* **5** 087137
- [40] Jin C D, Wang J B, Wang W W, Song C K, Wang J S, Xia H Y, Liu Q F 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 044007
- [41] Mochizuki M 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 092403
- [42] Du H F, Ning W, Tian M L, Zhang Y H 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401
- [43] Liu Y, Yan H, Jia M, Du H F, Du A, Zang J D 2017 *Phys. Rev. B* **95** 134442
- [44] Zhang B, Wang W W, Beg M, Fangohr H, Kuch W 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 102401
- [45] Wang W W, Beg M, Zhang B, Kuch W, Fangohr H 2015 *Phys. Rev. B* **92** 020403
- [46] Zhang X C, Ezawa M, Xiao D, Zhao G P, Liu Y, Zhou Y 2015 *Nanotechnology* **26** 225701
- [47] Mochizuki M 2016 *Adv. Electron. Mater.* **2** 1500180
- [48] Brown W F 1959 *J. Phys. Radium* **20** 101
- [49] Gilbert T L, Kelly J M 1955 *Anomalous Rotational Damping in Ferromagnetic Sheets* (New York: American Institute of Electrical Engineers) pp253–263
- [50] Gilbert T L 2004 *IEEE Trans. Mag.* **40** 3443
- [51] Thiele A A 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 230
- [52] Bhowmik D, You L, Salahuddin S 2014 *Nature Nanotech.* **9** 59
- [53] Jiang W J, Zhang X C, Yu G Q, Zhang W, Wang X, Jungfleisch M B, Pearson J E, Cheng X M, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, Velthuis S G E 2017 *Nature Phys.* **13** 162
- [54] Litzius K, Lemesh I, Krüger B, Bassirian P, Caretta L, Richter K, Büttner F, Sato K, Tretiakov O A, Förster J, Reeve R M, Weigand M, Bykova L, Stoll H, Schütz G, Beach G S D, Kläui M 2017 *Nature Phys.* **13** 170
- [55] Rojas-Sanchez J C, Reyren N, Laczkowski P, Savero W, Attane J P, Deranlot C, Jamet M, George J M, Vila L, Jaffrès H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 106602

- [56] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nature Nanotech.* **8** 742
- [57] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nature Commun.* **5** 5148
- [58] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nature Commun.* **5** 4652
- [59] Liu Y Z, Yin G, Zang J D, Shi J, Lake R K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 152411
- [60] Müller J, Rosch A, Garst M 2016 *New J. Phys.* **18** 065006
- [61] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [62] Zhu Q Y, Mu C P, Xia H Y, Wang W W, Wang J B, Liu Q F 2012 *Physica B* **407** 4584
- [63] Jin C D, Zhang S F, Zhu Q Y, Liu X Y, Chen S J, Song C K, Wang J B, Liu Q F 2016 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 175005
- [64] Martinez E, Emori S, Beach G S 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 072406
- [65] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Reports* **5** 7643
- [66] Ding J J, Yang X F, Zhu T 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 115004
- [67] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Reports* **4** 6784
- [68] Rosch A 2013 *Nature Nanotech.* **8** 160
- [69] Lin S Z, Reichhardt C, Batista C D, Saxena A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214419
- [70] Everschor-Sitte K, Sitte M 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 172602
- [71] Zang J D, Mostovoy M, Han J H, Nagaosa N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804
- [72] Chen G 2017 *Nature Phys.* **13** 112
- [73] Liu Y, Yan H, Jia M, Du H F, Du A 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 102402
- [74] Purnama I, Gan W L, Wong D W, Lew W S 2015 *Sci. Reports* **5** 10620
- [75] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P K, Wang K L 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134411
- [76] Lai P, Zhao G P, Tang H, Ran N, Wu S Q, Xia J, Zhang X, Zhou Y 2017 *Sci. Reports* **7** 45330
- [77] Schellekens A J, van den Brink A, Franken J H, Swagten H J M, Koopmans B 2012 *Nature Commun.* **3** 847
- [78] Shiota Y, Murakami S, Bonell F, Nozaki T, Shinjo T, Suzuki Y 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 043005
- [79] Song C K, Jin C D, Wang J S, Xia H Y, Wang J B, Liu Q F 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 192413
- [80] Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nature Commun.* **7** 10293
- [81] Kim J V, Yoo M W 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 132404
- [82] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M, Caretta L, Richter K, Mann M, Krone A, Reeve R M, Weigand M, Agrawal P, Lemesh I, Mawass M A, Fischer P, Kläui M, Beach G S D 2016 *Nature Mater.* **15** 501
- [83] Legrand W, Maccariello D, Reyren N, Garcia K, Moutafis C, Moreau-Luchaire C, Collin S, Bouzehouane K, Cros V, Fert A 2017 *Nano Lett.* **17** 2703
- [84] Xia J, Huang Y Q, Zhang X C, Kang W, Zheng C T, Liu X X, Zhao W S, Zhou Y 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 153901
- [85] Ma F S, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Reports* **5** 15154
- [86] Xia H Y, Jin C D, Song C K, Wang J S, Wang J B, Liu Q F 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 505005
- [87] Zeng Z M, Finocchio G, Jiang H W 2013 *Nanoscale* **5** 2219
- [88] Zheng F S, Li H, Wang S S, Song D S, Jin C M, Wei W S, Kovács A, Zang J D, Tian M L, Zhang Y H, Du H F, Dunin-Borkowski R E 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 197205
- [89] Du H F, Ning W, Tian M L, Zhang Y H 2013 *EPL* **101** 37001
- [90] Mochizuki M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 017601
- [91] Jin C D, Song C K, Wang J S, Xia H Y, Wang J B, Liu Q F 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 223901
- [92] Onose Y, Okamura Y, Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 037603
- [93] Dai Y Y, Wang H, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2014 *Sci. Reports* **4** 6153
- [94] Wang H, Dai Y Y, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2014 *RSC Adv.* **4** 62179

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Research progress of micromagnetic magnetic skyrmions and applications*

Jin Chen-Dong¹⁾ Song Cheng-Kun¹⁾ Wang Jin-Shuai¹⁾
Wang Jian-Bo¹⁾²⁾ Liu Qing-Fang^{1)†}

1) (*Key Laboratory for Magnetism and Magnetic Materials of the Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

2) (*Key Laboratory for Special Function Materials and Structural Design of the Ministry of the Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

(Received 23 January 2018; revised manuscript received 12 May 2018)

Abstract

Magnetic skyrmion, as a quasi-particle, with topologically protected property has received wide attention. In this article, We first review the existence conditions and transport characteristics of magnetic skyrmions theoretically, then view recent micromagnetic simulation researches on creation and controlling as well as the device design, which includes racetrack memories, spin transfer nano-oscillators, transistors and logic gates. We hope this paper can provide a reference for the applications of magnetic skyrmions in the future.

Keywords: magnetic skyrmion, applications, micromagnetic simulations

PACS: 75.50.Ss, 75.70.Tj, 75.75.-c, 75.78.Cd

DOI: 10.7498/aps.67.20180165

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11574121, 51771086).

† Corresponding author. E-mail: liuqf@lzu.edu.cn