

磁斯格明子在钉扎作用下的动力学研究进展



蒋韞希, 于昊*

西交利物浦大学物理系, 江苏苏州 215123

摘要: 磁斯格明子由于其具有拓扑保护、尺寸小、驱动电流低的优势, 有望应用于下一代存储和计算器件, 例如赛道存储、逻辑计算和神经计算器件。室温下磁斯格明子的发现也为实现基于磁斯格明子的计算和存储器件奠定了基础。缺陷和杂质等在真实材料中不可避免, 这些天然的钉扎中心会对磁斯格明子的动力学, 包括临界驱动电流、霍尔角度等产生重要影响。关于薄膜中室温磁斯格明子的工作表明, 钉扎的影响在室温下会非常大。因此, 研究不同温度下的钉扎效应和磁斯格明子-钉扎间的相互作用, 对研究磁斯格明子在实际器件中的动力学和实现室温磁斯格明子自旋器件非常重要。此外, 利用这些作用也可人工引入钉扎中心以操控磁斯格明子的运动。本文介绍了磁斯格明子的动力学模型, 特别是在有限温环境、钉扎作用下的理论模型, 以及数值模拟。同时, 简要综述了最近关于钉扎和磁斯格明子相互作用的一些研究工作; 并展望了该领域的研究方向。通过替换或增加原子、设置空缺、改变材料厚度或弯曲度、改变磁性参数等方式引入钉扎时, 可使磁斯格明子运动时的霍尔角发生变化, 也可将磁斯格明子固定在某一区域, 或沿着特定轨道运动, 克服室温下热扰动, 有助于实现室温下磁斯格明子自旋器件。

关键词: 磁斯格明子; 钉扎; 动力学

DOI: [10.57237/j.se.2022.01.005](https://doi.org/10.57237/j.se.2022.01.005)

Research Progress on Dynamics of Skyrmions Under the Effect of Pinning

Yunxi Jiang, Hao Yu*

Department of Physics, Xi'an Jiaotong-Liverpool University, Suzhou 215123, China

Abstract: Magnetic skyrmions offer the potential as an information carrier for the next-generation storage and computing devices such as racetrack memory devices, logic gates, and even neurocomputing owing to the topology-protected structure, nano-scale size and relatively low driving current compared to traditional devices. The discovery of magnetic skyrmions at room temperature also lays the foundation for realizing room-temperature magnetic skyrmion spintronic devices. Defects and impurities are unavoidable in real materials. These pinning centers significantly affect the dynamics of the skyrmion, including the critical driving current, and the Hall angle, etc. The study on room-temperature magnetic skyrmions in thin films has shown that the effect of pinning can be dominant at room temperature. Hence, the study of pinning effects and the skyrmion-pinning interaction is significant to the motion of magnetic skyrmions at room temperature and the realization of

基金项目: 西交利物浦大学 Key Programme Special Fund (Grant No. KSF-E-22); Research Enhancement Fund (Grant No. REF17-1-7).

*通信作者: 于昊, Hao.Yu@xjtlu.edu.cn

收稿日期: 2022-09-28; 接受日期: 2022-10-24; 在线出版日期: 2023-01-05

<http://www.sciandeng.com>

room-temperature magnetic skyrmion spin devices Magnetic skyrmion motion can be strongly modified under the effect of pinning (defects and purities). Moreover, these effects can inspire us to utilize artificial pinning centers to manipulate the dynamics of skyrmions. In this article, we introduce the models for skyrmion motion and pinning effect at room temperature and gives an overview of the methods for creating different types of pinning and their impact on the skyrmions. When pinning is induced by replacing or adding atoms, setting vacancies, changing the material thickness or curvature, or changing magnetic parameters, the skyrmions hall angle will vary. Moreover, the magnetic skyrmions can be fixed in a particular region, move along a specific orbit and overcome thermal perturbations at room temperature under the effect of pinning, which helps to realize magnetic skyrmion spin devices at room temperature.

Keywords: Skyrmion; Pinning; Dynamics

1 引言

磁性磁斯格明子是一种准粒子漩涡结构，由于其非拓扑平庸性而受到拓扑保护[1-5]。磁斯格明子内部的自旋以固定的手性旋转，一般可以分为两种：奈尔型和布洛赫型。这两种磁斯格明子自旋间相互作用的对称性不同，导致了旋转的方向不同[6]。在大多数系统中，磁斯格明子的自旋结构由 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用（DMI）决定，这种相互作用一般存在于空间反演对称性破缺的块材和薄膜中[7, 8]。磁斯格明子可以由拓扑荷 S 定义，拓扑荷与单位磁化矢量 m 有关[9]。在二维结构中，拓扑荷 S 可定义为

$$S = \frac{1}{4\pi} \int \partial_x m \times \partial_y m dx dy = \pm 1 \quad (1)$$

斯格明子最初由 Skyrme 在理论上提出[10]，并在 2009 年首次通过中子散射实验证实[2]，该实验表明在手性磁体 MnSi 中存在二维磁斯格明子晶体。2010 年，Yu [11]等首次在实验中通过洛伦兹透射电子显微镜获得了磁斯格明子晶格的图像。自从首次在实验中观察到磁斯格明子以来，不同尺寸的磁斯格明子已经在各种二维，三维和分层材料中被发现[12-14]。Nagaosa 和 Tokura 发现随着外加磁场的增大[15]，磁斯格明子以晶格的形式出现，在一定的温度和磁场下保持稳定，当外加磁场足够大时，磁斯格明子消失且系统转变为铁磁态。磁斯格明子的首次观察在接近 30 K 的温度下进行，但 Boule [16]等发现室温下同样可观察到磁斯格明子。与传统的磁畴壁相比，驱动磁斯格明子所需的能量更小，这使得它们有希望成为未来低功耗计算机内存和计算设备的信息载体，例如赛道存储设备、逻辑门和神经计算，室温下磁斯格明子的发现也为实现室温磁斯格明子自旋器件奠定了基础。

钉扎在真实材料中不可避免，既有天然存在于材

料中的缺陷和杂质作为钉扎中心，也有人工改变材料结构等引入的钉扎。有许多工作表明，钉扎对磁斯格明子的运动和临界驱动电流会产生巨大影响。最初在 MnSi 中的研究显示其中只有微弱的钉扎效应，临界脱钉电流 j_c 在 $T = 28K$ 时只有 $j_c \propto 10^6 A/m^2$ ，比磁畴壁的临界脱钉电流小五个数量级[17, 18]。但是 Wo o[19]等关于薄膜中室温磁斯格明子的工作表明，钉扎的影响在室温下会非常大，且临界脱钉电流会达到 $j_c \propto 2.2 \times 10^{11} A/m^2$ 。在其他系统中同样观察到的类似的高脱钉阈值表明[20]，钉扎效应和磁斯格明子-钉扎间的相互作用对研究室温下的磁斯格明子的运动和室温磁斯格明子自旋器件的实现非常重要。

本文首先介绍了磁斯格明子在室温下的动力学模型、钉扎模型。由此讨论了钉扎对磁斯格明子动力学的影响，以及人工引入钉扎对实现磁斯格明子自旋器件的帮助，简要综述了人工引入不同钉扎种类的方式及其对磁斯格明子的影响。

2 磁斯格明子动力学模型

磁斯格明子可以由自旋电流，温度梯度[21]，磁场[22]，电场[23]，微波[24]，自旋波[25]，声波[26]和磁振子[27]驱动。在早期的实验中观察到了由自旋极化电流引起的磁斯格明子晶格的运动[28]，由于自旋极化电流可以产生自旋转移力矩，当该力矩施加在磁斯格明子上时，可以使其运动。自旋力矩可以通过在铁磁膜内流动的自旋极化电流（current flowing in the film plane, CIP）注入，也可以通过垂直注入的自旋电流（current flowing perpendicular to the film plane, CPP）来施加。在 2010 年，从 MnSi 中发现了电流引起的磁

斯格明子晶格的旋转, 除此之外, 在 2012 年, 从 FeGe 中也直接观察到了由电流驱动实现的磁斯格明子运动[29]。磁斯格明子运动时不仅存在纵向的运动(沿电流方向), 还有与磁斯格明子拓扑数相关的回旋力引起的横向运动。在有限温度下 skyrmion 的动力学可以由 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程描述[30],

$$\frac{d\mathbf{M}_r}{dt} = -\gamma \mathbf{M}_r \times \mathbf{B}_r^{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M}_r \times \frac{d\mathbf{M}_r}{dt} + \boldsymbol{\tau} \quad (2)$$

其中 $\mathbf{B}_r^{\text{eff}} = \frac{-1}{\hbar\gamma} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{M}_r} + \mathbf{B}^{\text{thermal}}$, \mathbf{M}_r 为在位置 r 处的磁化矢量, 表示任一时刻和位置的磁矩方向, $|\mathbf{M}_r| = M$, γ 为磁旋比, α 为阻尼系数, $\boldsymbol{\tau}$ 为电流所产生的自选转移力矩, $\mathbf{B}_r^{\text{eff}}$ 为与交换能、DMI 能、各向异性性能等有关的有效场, $\mathbf{B}^{\text{thermal}}$ 为热扰动引起的随机场。图 1(a) 为我们利用 LLG 方程模拟出的 $T=0\text{K}$ 时磁斯格明子图像, 图 1(b) 为 $T=300\text{K}$ 时的磁斯格明子。

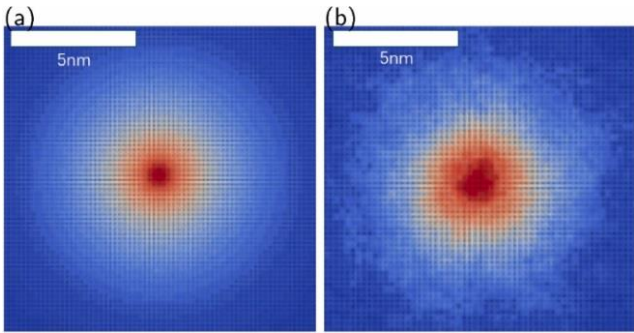


图 1 磁斯格明子(a) $T=0\text{K}$ (b) $T=300\text{K}$ [41]。

当把磁斯格明子看成一个质点时, 其运动可以用 Thiele 方程来描述[31],

$$\mathbf{F} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \alpha \mathcal{D} \mathbf{v} = 0 \quad (3)$$

其中 \mathbf{F} 为施加在磁斯格明子上的外力, $\mathbf{G} = (4\pi\mathbf{S})\hat{\mathbf{z}}$ 为旋磁矢量, 与磁斯格明子的拓扑数有关, \mathcal{D} 是与磁斯格明子的构型有关的耗散常数, \mathbf{v} 是磁斯格明子的速度矢量, α 为阻尼常量。从 Thiele 方程中可以发现, 磁斯格明子不为 0 的拓扑数引起了一个不为 0 的马格努斯力, 从而使得磁斯格明子产生了横向运动, 该现象通常被称为磁斯格明子霍尔效应[32]。霍尔效应下磁斯格明子以称为磁斯格明子霍尔角的角度移动。在 Ta/CoFeB(1.1 nm)/TaOx 和(Pt/CoFeB(0.7 nm)/MgO)×15 多层膜中均观察到了磁斯格明子霍尔效应[33]。当磁斯格明子在室温下运动时, 外力 \mathbf{F} 会包含由热扰动引起的随机力 \mathbf{F}^{th} , \mathbf{F}^{th} 的自相关函数为

$\langle \mathbf{F}_\mu^{\text{th}}(t) \mathbf{F}_\nu^{\text{th}}(t') \rangle = 2k_B T \alpha \mathcal{D} \delta_{\mu\nu} \delta(t - t')$, 均值为 0 [34]。因此, 方程 (2) 可以看成布朗粒子随机运动的 Langevin 方程, 且该方程扩散系数为 $D = k_B T \frac{\alpha \mathcal{D}}{(\alpha \mathcal{D})^2 + G^2}$ [35]。但模拟结果表明, 原始的 Thiele 方程仅适用于低温的环境和阻尼常数较大的情况下, 于是, Weißenhofer [36] 等提出原始的 Thiele 方程因为忽略了由磁振子引起的摩擦, 所以不足以描述室温下磁斯格明子的动力学。为了准确描述磁斯格明子室温下的运动, 需要引入一个额外的耗散项, 该耗散项与温度呈线性关系, 此时, Thiele 方程变为,

$$\mathbf{F} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + (\alpha \mathcal{D} + \eta T) \mathbf{v} = 0. \quad (4)$$

当系统中存在钉扎时, 外力 \mathbf{F} 会包含一个与钉扎势能相关的钉扎力, 钉扎力会影响到磁斯格明子的热运动, 钉扎势能一般可表示为[37],

$$U = C_0 e^{-(r_{io}/R_0)^2} \quad (5)$$

其中 C_0 为钉扎强度, r_{io} 为钉扎与磁斯格明子间的距离, R_0 为钉扎的半径, 施加在磁斯格明子上的钉扎力为 $\mathbf{F}^{\text{pin}} = -\nabla U$,

$$\mathbf{F}^{\text{pin}} = 2 \frac{U}{R_0^2} \vec{r}_{io}. \quad (6)$$

3 钉扎对磁斯格明子动力学的影响

磁斯格明子霍尔效应会受到钉扎的影响。Iwasaki 等人发现, 磁斯格明子霍尔效应使得其在平行于赛道的自旋电流驱动下在赛道上移动时, 向赛道边缘移动, 最后与赛道边缘相撞发生湮灭, 这一行为会阻碍磁斯格明子赛道相关的器件的实现[38]。然而, 可以考虑通过引入钉扎控制磁斯格明子的运动, 从而避免湮灭。许多工作表明, 在系统中引入钉扎后, 驱动力必须超过脱钉阈值才能成功驱动磁斯格明子, 并且, 磁斯格明子霍尔角在存在钉扎的情况下会随着驱动力的增大发生变化[39, 40]。在没有钉扎的情况下, 磁斯格明子在施加的驱动电流下以霍尔角度移动, 该角与马格努斯力成正比, 不会随着电流变化。当移动的磁斯格明子与钉扎中心相互作用时, 磁斯格明子霍尔角会随着电流变化。我们的理论模拟发现, 如图 2 所示[41], 在刚脱钉时, 磁斯格明子霍尔角几乎为零, 随后, 霍尔角随着电流增大而增大, 最后稳定在一个值, 该值为没有钉扎情况下的磁斯格明子霍尔角度[41, 42]。

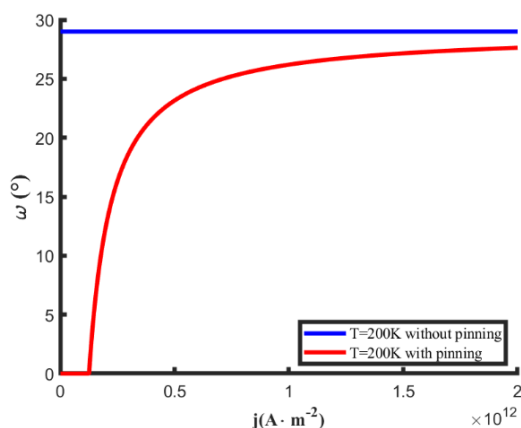


图2 磁斯格明子霍尔角度 ω 与电流密度的关系[41]

在许多情况下,钉扎的影响是有益的。例如,在器件中作为信息载体的磁斯格明子可能需要长时间固定在某一特定位置,但在室温下存在的热扰动[43]可能会导致磁斯格明子离开该特定位置并失去其初始位置的记忆。如果需要维持稳定记忆,便可以考虑在器件中人工引入钉扎来维持稳定记忆,利用钉扎克服热扰动的影响。钉扎对磁斯格明子的影响主要为吸引和排斥,可以根据不同的情况在系统中人工调制不同的钉扎,从而控制磁斯格明子运动,实现室温磁斯格明子自旋器件[44]。

除此之外,钉扎会引起磁斯格明子一系列的非平衡动力学相[44, 45]。比如,磁斯格明子间的相互作用通常有利于形成一个三角形的磁斯格明子晶格,而磁斯格明子和随机钉扎间的相互作用会使磁斯格明子无序化,这两种相互作用会互相竞争。另外,在施加驱动力驱动磁斯格明子运动时,钉扎力会阻碍磁斯格明子运动,这种驱动力和钉扎力之间的竞争同样会产生一系列的动力学相,磁斯格明子的动力学相图在脱钉阈值附近一般由蠕动和脱钉两部分组成。再者,当系统中存在热扰动的情况下,温度会减小钉扎的效果,帮助磁斯格明子回到有序态,但同时也会使得磁斯格明子晶格无序[44, 45]。

4 人工调制钉扎

4.1 替换、增加原子

磁性材料被认为是规则晶格上原子/离子的集合,每个原子/离子都由磁矩表示。人工调制钉扎可以通过直接改变材料的原子结构实现,例如,替换或添加一些原子来实现。Choi [46]等人在 MnSi 中让一个点的 Mn

原子被 Zn 、 Ir 或 Co 原子杂质取代并且一个点的 Si 原子被一个 Pb 原子取代。他们通过密度泛函理论计算了钉扎对局域电子态密度、磁矩、和自旋轨道耦合的影响,发现当 Mn 被 Zn 或 Ir 取代, Si 被 Pb 取代时,钉扎会吸引磁斯格明子。但当 Mn 被 Co 取代时,钉扎会排斥磁斯格明子。Fernandes [47]等人通过添加新的原子引入钉扎,如图 3 所示。这些新的原子可以为 3d 过渡金属 (Sc 、 Ti 、 V 、 Cr 、 Mn 、 Fe 、 Co 和 Ni), 4d 过渡金属 (Y 、 Zr 、 Nb 、 Mo 、 Tc 、 Ru 和 Rh) 以及 Cu 、 Ag 原子。这些原子可以被放在 Pd 表面层顶部,或被嵌入 Pd 层中。结果表明,3d 过渡金属倾向于排斥磁斯格明子,但 4d 过渡金属以及 Cu 、 Ag 原子会吸引磁斯格明子。

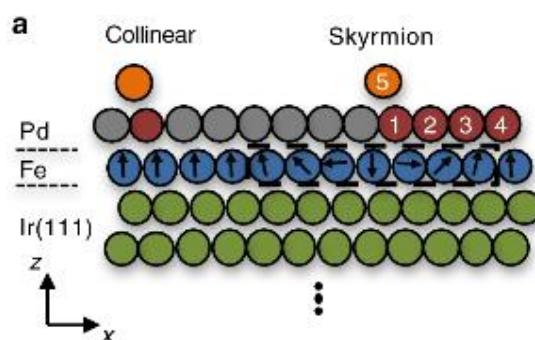


图3 $\text{PdFe/Ir}(111)$ 中钉扎(位置标签 1-5)的表面横截面[47]

Figure 3 Illustration of the cross-section of $\text{PdFe/Ir}(111)$ surface with the defects location (positions label 1-5) [47].

4.2 设置空缺

Potkina [48]等人研究了赛道上的空缺(vacancy)钉扎对磁斯格明子的影响。这些钉扎分别由 1、3、4、7、8 个没有磁矩的空缺组成,空缺在二维三角晶格上会形成一个紧群。结果表明赛道的宽度会影响磁斯格明子稳定性和脱钉所需的能量,并且发现为了使得磁斯格明子在赛道上稳定运动,赛道的宽度应该远大于两个磁斯格明子的直径。除此之外,他们还发现钉扎尺寸的增大会使得钉扎的影响变大。Stosic [49]等人通过去除一组晶格点来设置空缺。结果表明根据磁斯格明子与钉扎大小的比率的不同,磁斯格明子可以被钉在中心处,也可以被钉在磁畴壁处(偏离中心)。当用磁斯格明子和钉扎间的距离来表示磁斯格明子的能量时,结果显示当磁斯格明子从脱钉状态转为钉住的状态时,它必须克服一个微弱的能量势垒,这表明钉扎势能的方程需要一个指数衰减的项来表示。足够大的空缺会削弱磁斯格明子的稳定性,甚至会导致它的湮灭,但若增加空缺周围的 DMI,稳定性可以得到大大提高。

上文所说的空缺为通过移除几处原子的磁矩实现, 不同于上文, 将一区域区域的磁化强度设置为零也可以用于模拟空缺钉扎, 如图 4 [50]所示。将该区域的大小设置为与磁斯格明子一致时, 可以发现根据不同的外加磁场和电流强度, 磁斯格明子可以被该种钉扎捕获, 也可以克服此钉扎。

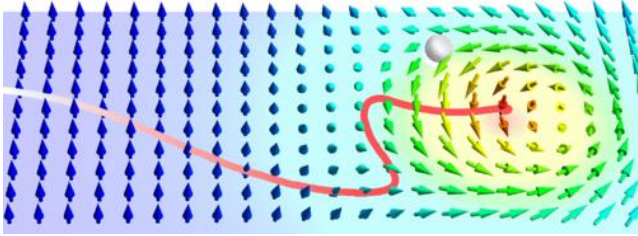


图 4 单个空缺钉扎: 一个缺失的自旋(灰色球体)存在下的微磁学模拟电流驱动磁斯格明子运动截图。红线为磁斯格明子中心运动轨迹[50]

Figure 4 Snapshot of a micromagnetic simulation of skyrmion driven by a current in the presence of a single vacancy: a missing spin (gray sphere). The trajectory of the skyrmion center is indicated by a red line [50]. Reprinted figure with permission from [Müller J and Rosch A, Phys. Rev. B, 91, 054410, 2015.] Copyright (2015) by the American Physical Society

Iwasaki 等人模拟了一个比磁斯格明子大的磁化强度为零的长方形钉扎, 并将该钉扎置于 MnSi 纳米赛道的边缘处, 发现通过利用自旋极化电流和外加磁场, 磁斯格明子也可能在该空缺处被生成[51]。Suess [52] 等人同样研究了磁化强度为零的空缺, 在 Pt/Co/Ta 多层膜结构的赛道上引入了一个大于磁斯格明子的半圆形孔, 如图 5 所示。结果表明, 克服这些钉扎所需要的能量大于磁斯格明子湮没的能量。

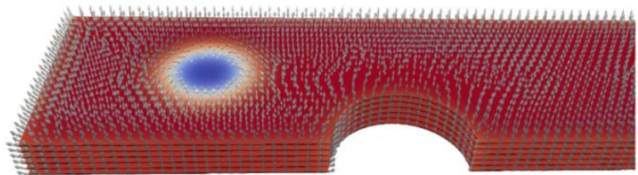


图 5 Pt/Co/Ta 赛道钉扎示意图[52]

Figure 5 Illustration of the Pt/Co/Ta racetrack with pinning [52]

因此, 在磁斯格明子与钉扎相互作用时, 它们会首先失去拓扑稳定性并发生湮灭。

4.3 材料形变

除了改变原子结构, 设置空缺, 材料局部厚度的变化、凹陷或凸出也可作为钉扎。比如, 当在 FeGe

薄膜的顶部和底部设置两个对称的圆柱形区域, 使其半径略大于磁斯格明子半径, 并且在圆柱形区域处, 主体材料的厚度减少一半, 可以使磁斯格明子固定在该特定的圆柱形区域处, 如图 6 所示[53]。此种钉扎提供了将磁斯格明子控制在预定位置的可能性[53]。

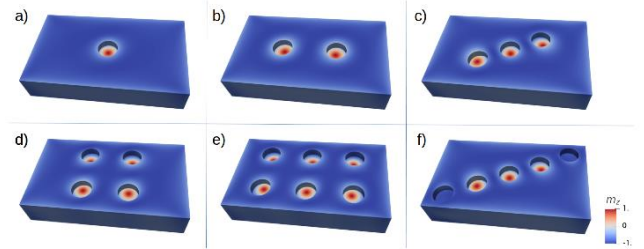


图 6 FeGe 薄膜中钉扎限制磁斯格明子[53]

Figure 6 Geometrically constrained skyrmions in FeGe platelets [53]

有很多研究表明[54-56], 材料的弯曲会导致磁斯格明子的交换能、各向异性能、DMI 能等发生变化, 从而使得磁斯格明子在材料弯曲的情况下也能维持拓扑稳定。Kravchuk [57]等人研究了铁磁材料上因为局部凹陷引起的钉扎, 如图 7 [57]所示, 发现当磁斯格明子被钉在凹陷点处时, 能量比在其他状态下更低。Santos [58]等人研究了磁斯格明子在一个有凸起部分的 FeGe 纳米条带上的运动, 结果表明根据不同的 DMI 系数和驱动电流, 磁斯格明子可以停在凸起部分之前或凸起部位, 也可以克服钉扎。

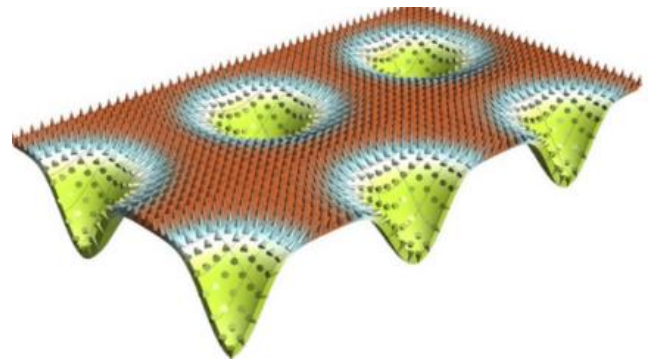


图 7 局部凹陷钉扎[57]

Figure 7 Curvilinear pinning [57]. Reprinted figure with permission from [Kravchuk et al., Phys. Rev. Lett. 120, 067201, 2018.] Copyright (2018) by the American Physical Society

4.4 改变磁性参数

通过比较各向异性能、交换能、DMI 能、饱和磁化强度的局部变化($\pm 30\%$)对磁斯格明子的不同的影响,

发现当所设区域尺寸大于磁斯格明子尺寸时, 任何磁性参数的变化都可以用于创建钉扎[59]。因此, 通过改变磁性参数创造钉扎同样可行。而利用微加工技术, 可以可控地改变多层膜的厚度或者图案, 以调制局部磁性参数。

Stosic [49]等研究了 Pt(111)上单层 Co 薄膜中的磁性磁斯格明子的钉扎, 该钉扎有两种, 第一种为前文提过的空缺, 第二种为在选定的晶格格点处改变交换能, DMI 能和各向异性性能的系数, 其余格点处的系数保持不变。结果表明, 根据不同的钉扎类型和钉扎尺寸与磁斯格明子半径的比率, 磁斯格明子可以被钉在磁斯格明子中心、磁斯格明子核的畴壁处或两者之间, 如图 8 所示。例如, 当钉扎处减少了 50%的各向异性性能或者 10%的交换能, 磁斯格明子会被钉在其畴壁上; 然而, 当钉扎处 DMI 变为了原来的两倍, 磁斯格明子被钉在了磁斯格明子核的畴壁和中心之间。此外, 该位置会随着磁斯格明子的大小而变化, 当钉扎是交换能或 DMI 能发生变化, 尺寸小的磁斯格明子会被钉在其中心处, 尺寸大的磁斯格明子会被钉在远离中心处。当钉扎是由于各向异性性能发生变化, 钉扎处始终偏离中心。在研究线性钉扎时, 上文所有的结果均保持不变, 但当这组钉扎是由 DMI 变化引起的, 该钉扎只能将磁斯格明子钉在其中心处。

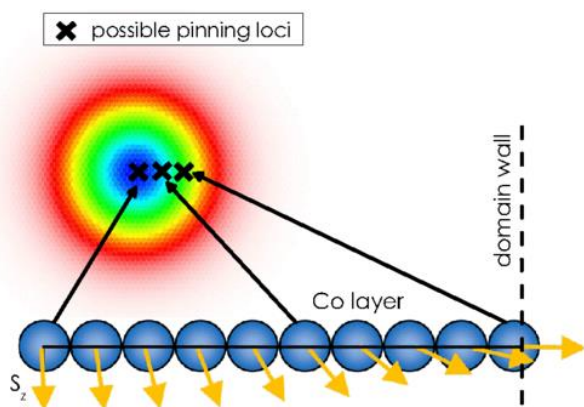


图 8 单个磁斯格明子可能被钉住的位置。球体对应于单个 Co 原子。磁斯格明子可以被钉在在中心 (蓝色)、畴壁 (绿色) 或两者之间 (青色), 具体取决于钉扎附近的能量分布[49]

Figure 8 Possible pinning positions for an individual skyrmion considering different kinds of defects. Spheres correspond to individual Co atoms. Skyrmions can pin either at the center (in blue), at the domain wall (in green), or between the two (in cyan) depending on the energy landscape in the vicinity of the defect [49]. Reprinted figure with permission from [Dusan Stosic, Teresa B. Ludermir, and Milorad V. Milošević A, Phys. Rev. B 96, 214403, 2017.] Copyright (2017) by the American Physical Society

对于由各向异性性能变化引起的钉扎来说, 钉扎不仅能通过其系数变化引起, 也可以通过其单轴的变化引起[60]。在由各向异性性能系数变化引起钉扎的系统中, 如果含有两个磁斯格明子, 磁斯格明子之间的相互作用会影响磁斯格明子-钉扎间的相互作用。当第一个磁斯格明子被钉在钉扎处时, 随着第二个磁斯格明子的靠近, 磁斯格明子间的排斥作用会帮助第一个磁斯格明子脱钉, 但是第二个磁斯格明子此时会被钉住[60]。研究表明, 当磁斯格明子尺寸变小, 使得两个磁斯格明子均脱钉的电流密度会随之变小[60]。除此之外, 在研究 Pt/Co 磁性赛道上由各向异性性能系数变化引起的钉扎时, 发现当电流密度较小时, 磁斯格明子会在钉扎处停止。当电流密度变大超过脱钉阈值时, 磁斯格明子会先在钉扎附近晃动, 随后以初始速度沿着初始路线继续运动[60]。

对于由 DMI 变化引起的钉扎来说, 若钉扎处 DMI 较大, 可以使得磁斯格明子被限制在钉扎处, 并且会使得其半径变小。DMI 系数的变化可以通过铁磁层的厚度或铁磁层和重金属层的堆叠改变。利用光刻技术可以改变或者移除在铁磁层上部的重金属层, 从而引入由 DMI 引起的钉扎。在许多系统中, DMI 钉扎可以被用来改变磁斯格明子运动轨迹[61]。例如, 有工作提出通过在赛道上设置由 DMI 引起的一组线性钉扎来改变磁斯格明子的运动轨迹, 其中之一为吸引作用 (DMI 增大), 另外一个为排斥作用 (DMI 减小), 结果表明, 磁斯格明子可以沿着设定的轨道运动, 且磁斯格明子速度增大了一个数量级[62]。

5 结论

人工通过替换或增加原子、设置空缺、改变材料厚度或弯曲度、改变磁性参数等方式引入钉扎时, 可使磁斯格明子霍尔角发生变化, 也可将磁斯格明子固定在某一区域, 或沿着特定轨道运动, 克服室温下热扰动, 有助于实现室温下磁斯格明子自旋器件。但目前, 不论是材料中天然的杂质或是人工引入的钉扎均大大提高了驱动磁斯格明子所需的电流密度, 且目前大多数电流密度级达到了 $10^{11} \text{A}/\text{m}^2$ [63], 该电流密度与传统器件使用的磁畴壁相比优势仍不明显, 因此, 实现室温下的磁斯格明子器件仍然是一大挑战。

参考文献

- [1] Bogdanov A, Hubert A. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals [J]. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1994, 138: 255-269.
- [2] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P. Skyrmion lattice in a chiral magnet [J]. *Science*, 2009, 323: 915-919.
- [3] Nagaosa N, Tokura Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2013, 8: 899-911.
- [4] Yu X, Liu Y. Formation and annihilation of skyrmions in a bucket-shaped nanotube [J]. *Phys. Lett. A*, 2021, 415 (127656).
- [5] Guo J, Xia J, Zhang X, Pong P W, Zhou Y. A ferromagnetic skyrmion-based nano-oscillator with modified perpendicular magnetic anisotropy [J]. *Phys. Lett. A*, 2021, 392 (127157).
- [6] Fert A, Reyren N, Cros V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications [J]. *Nat. Rev. Mater.*, 2017, 2 (17031).
- [7] Dzyaloshinskii I. A thermodynamic theory of 'weak' ferromagnetism of antiferromagnetics [J]. *J. Phys. Chem. Solids*, 1958, 4: 241-255.
- [8] Moriya T. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism [J]. *Phys. Rev.*, 1960, 120: 91-98.
- [9] Rajaraman R. Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory [M]. Oxford: Elsevier Science & Technology, 1987: 31-32.
- [10] Skyrme T. A unified field theory of mesons and baryons [J]. *Nucl. Phys.*, 1962, 31 (556).
- [11] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal [J]. *Nature*, 2010, 465: 901-904.
- [12] Heinze S, Bergmann K, Menzel M, Brede J, Ku-betzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions [J]. *Nature Phys.*, 2011, 7: 713-718.
- [13] Jiang W, Upadhyaya P, Zhang W, Yu G, Jungfleisch M B, Fradin F Y, Pearson J E, Tserkovnyak Y, Wang K L, Heinonen O, Te Velthuis S G E, Hoffmann A. Blowing magnetic skyrmion bubbles [J]. *Science*, 2018, 349: 283-286.
- [14] Wang L, Feng Q, Kim Y, Kim R, Lee K H, Pollard S D, Shin Y J, Zhou H, Peng W, Lee D, Meng W, Yang H, Han J H, Kim M, Lu Q, Noh T W. Ferro-electrically tunable magnetic skyrmions in ultrathin oxide heterostructures [J]. *Nature Materials*, 2018, 17: 1087-1094.
- [15] Nagaosa N, Tokura Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions [J]. *Nature Nanotechnol.*, 2013, 8 (899).
- [16] Boulle O, Vogel J, Yang H, 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, Aballe L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, and Gaudin G. Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures [J]. *Nature Nanotechnol.*, 2016, 11: 449-454.
- [17] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Münzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Böni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A. Spintransfer torques in MnSi at ultralow current densities [J]. *Science*, 2010, 330 (1648).
- [18] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet [J]. *Nature Phys.*, 2012, 8 (301).
- [19] Woo S, Song K M, Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M, Liu X X, Finizio S, Raabe J, Lee N J, Kim S I, Park S Y, Kim Y, Kim J Y, Lee D, Lee O, Choi J W, Min B C, Koo H C, Chang J. Current-driven dynamics and inhibition of the skyrmion Hall effect of ferrimagnetic skyrmions in GdFeCo films [J]. *Nature Commun.*, 2018, 9 (959).
- [20] Hrabec A, Sampaio J, Belmeguenai M, Gross I, Weil R, Chérif S M, Stashkevich A, Jacques V, Thiaville A, Rohart S. Current-induced skyrmion generation and dynamics in symmetric bilayers [J]. *Nature Commun.*, 2017, 8 (15765).
- [21] Kong L, Zang J. Dynamics of an insulating skyrmion under a temperature gradient [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111 (067203).
- [22] Shen L C, Xia J, Zhao G P, Zhang X C, Ezawa M, Tretiakov O A, Liu X X, Zhou Y. Dynamics of the antiferromagnetic skyrmion induced by a magnetic anisotropy gradient [J]. *Phys. Rev. B*, 2018, 98 (134448).
- [23] Kruchkov A J, White J S, Bartkowiak M, Zivković I, Magrez A, Rønnow H M. Direct electric field control of the skyrmion phase in a magnetoelectric insulator [J]. *Sci. Rep.*, 2018, 8 (10466).
- [24] Wang W, Beg M, Zhang B, Kuch W, Fan-gohr H. Driving magnetic skyrmions with microwave fields [J]. *Phys. Rev. B*, 2015, 92 (020403).
- [25] Shen M, Zhang Y, Ou-Yang J, Yang X, You L. Motion of a skyrmionium driven by spin wave [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2018, 112 (062403).
- [26] Nepal R, Güngördü U, Kovalev A A. Magnetic skyrmion bubble motion driven by surface acoustic waves [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2018, 112 (112404).

- [27] Psaroudaki C, Loss D. Skyrmions driven by intrinsic magnons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120 (237203).
- [28] Jonietz F et al. Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities [J]. *Science*, 2010, 330:1648-1651.
- [29] Yu X Z et al. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density [J]. *Nat. Commun.*, 2012, 3 (988).
- [30] Jiang W, Chen G, Liu K, Zang J, te Velthuis S G, Hoffmann A. Skyrmions in magnetic multilayers [J]. *Phys. Reports*, 2017, 704 (1).
- [31] Thiele A A. Steady-state motion of magnetic domains [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1973, 30: 230-233.
- [32] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets [J]. *Nat. Commun.*, 2013, 4 (1463).
- [33] Litzius K et al. Skyrmion Hall effect revealed by direct time-resolved X-ray microscopy [J]. *Nat. Phys.*, 2017, 13: 170-175.
- [34] Miltat J, Rohart S, Thiaville A. Brownian motion of magnetic domain walls and skyrmions and their diffusion constants [J]. *Phys. Rev. B*, 2018: 97 (214426).
- [35] Schütte C, Iwasaki J, Rosch A, Nagaosa N. Inertia, diffusion, and dynamics of a driven skyrmion [J]. *Phys. Rev. B*, 2014, 90 (174434).
- [36] Weißenhofer M, Rózsa L, Nowak U. Skyrmion dynamics at finite temperatures: Beyond thiele's equation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 127 (047203).
- [37] Liu Y H, Li Y Q. A mechanism to pin skyrmions in chiral magnets [J]. *J. Phys.*, 2013, 25 (076005).
- [38] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N. Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries [J]. *Nature Nanotechnol.*, 2013, 8: 742-747.
- [39] Kim J V, Yoo M W. Current-driven skyrmion dynamics in disordered films [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2017, 110 (132404).
- [40] Legrand W et al. Room temperature current induced generation and motion of sub-100 nm skyrmions [J]. *Nano Lett.*, 2017, 17: 2703-2712.
- [41] Jiang Y X, Xuan C, Yu H. Current-driven dynamics of skyrmions in the presence of pinning at finite temperatures [J]. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2022, 562 (169786).
- [42] Jiang W et al. Direct observation of the skyrmion Hall effect. *Nature Phys.*, 2017, 13 (162).
- [43] Zhao L et al. Topology-dependent Brownian gyromotion of a single skyrmion [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125 (027206).
- [44] Reichhardt C, Reichhardt C J O. Statics and Dynamics of Skyrmions Interacting with Pinning: A Review [Z].
- [45] Reichhardt C, Reichhardt C J O. Depinning and nonequilibrium dynamic phases of particle assemblies driven over random and ordered substrates: A review [J]. *Rep. Prog. Phys.*, 2017, 80 (026501).
- [46] Choi H C, Lin S Z, and Zhu J X. Density functional theory study of skyrmion pinning by atomic defects in MnSi [J]. *Phys. Rev. B*, 2016, 93 (115112).
- [47] Lima Fernandes I, Bouaziz J, Blügel S, and Lounis S. Universality of defect skyrmion interaction profiles [J]. *Nat. Commun.*, 2018, 9 (4395).
- [48] Potkina M, Lobanov I, and Uzdin V. Nonmagnetic impurities in skyrmion racetrack memory [J]. *Nanosyst.: Phys., Chem., Math.*, 2020, 11 (628).
- [49] Stosic D, Ludermit T B, and Milosevic M V. Pinning of magnetic skyrmions in a monolayer Co film on Pt(111): Theoretical characterization and exemplified utilization [J]. *Phys. Rev. B*, 2017, 96 (214403).
- [50] Müller J and Rosch A. Capturing of a magnetic skyrmion with a hole [J]. *Phys. Rev. B*, 2015, 91 (054410).
- [51] Iwasaki J, Mochizuki M, and Nagaosa N. Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2013, 8, (742).
- [52] Suess D, Vogler C, Bruckner F, Heistracher P, Slanovc F, and Abert C. Spin torque efficiency and analytic error rate estimates of skyrmion racetrack memory [J]. *Sci. Rep.*, 2019, 9 (4827).
- [53] Pathak S A and Hertel R. Geometrically constrained skyrmions [J]. *Magnetochemistry*, 2021, 7 (26).
- [54] Kravchuk V P et al. Topologically stable magnetization states on a spherical shell: Curvature-stabilized skyrmions [J]. *Phys. Rev. B*, 2016, 94 (144402).
- [55] Streubel R et al. Magnetism in curved geometries [J]. *Phys. D: Appl. Phys.*, 2016, 49 (363001).
- [56] Yang J, Abert C, Suess D, and Kim S K. Intrinsic DMI-free skyrmion formation and robust dynamic behaviors in magnetic hemispherical shells [J]. *Sci. Rep.*, 2021, 11 (3886).
- [57] Kravchuk V P et al. Multiplet of skyrmion states on a curvilinear defect: Reconfigurable skyrmion lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120 (067201).
- [58] Carvalho-Santos V L et al. Skyrmion propagation along curved race tracks [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2021, 118 (172407).

- [59] Toscano D et al. Building traps for skyrmions by the incorporation of magnetic defects into nanomagnets: Pinning and scattering traps by magnetic properties engineering [J]. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2019, 480 (171).
- [60] Sampaio J et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2013, 8 (839).
- [61] Mulkers J, Waeyenberge B V, and Milosevic M V. Effects of spatially engineered Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ferromagnetic films [J]. *Phys. Rev. B*, 2017, 95 (144401).
- [62] Castell-Queralt J et al. Accelerating, guiding, and compressing skyrmions by defect rails [J]. *Nanoscale*, 2019, 11 (12589).
- [63] 梁雪, 赵莉, 邱雷, 李双, 丁丽红, 丰友华, 张溪超, 周艳, 赵国平. 磁性磁斯格明子的赛道存储 [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67 (137510).