

在尺寸受限体系中的磁斯格明子

田明亮^{1,2,†}

(1 中国科学院强磁场科学中心 极端条件凝聚态物理安徽省重点实验室 合肥 230031)

(2 安徽大学物理与材料科学学院 合肥 230601)

2020-02-12收到

† email: tianml@hmf.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20200201

Magnetic skyrmions in confined geometries

TIAN Ming-Liang^{1,2,†}

(1 Anhui Province Key Laboratory of Condensed Matter Physics at Extreme Conditions, High Magnetic Field Laboratory, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(2 School of Physics and Materials Sciences, Anhui University, Hefei 230601, China)

摘要 磁性斯格明子是具有拓扑保护性质的纳米尺度磁涡旋结构。由于其具有尺寸小、稳定性高和可操控等粒子特性，在未来构建高密度、高速度、低能耗、非易失性磁存储器件方面具有潜在的应用价值，引起了人们的广泛关注。文章就斯格明子产生的基本原理、性质，尤其是在尺寸受限条件下的稳定性机制、实空间观察、器件应用及面临的挑战等进行简单阐述。

关键词 磁斯格明子，自旋转移矩效应，存储器件

Abstract Magnetic skyrmion is a nanoscale magnetic vortex with non-trivial topology, its small size, high stability and easy control features show potential promise in future high performance memory or logic devices. In this paper, we briefly introduce the mechanisms of skyrmion formation, especially the stability and real space visualization in confined geometries as well as the challenges for devices application in future.

Keywords magnetic skyrmion, spin transfer torque, magnetic storage

1 引言

以操控电子电荷自由度为基础的微纳电子学已经从根本上改变了人们的生活，而其高度的集成化也已经趋于功能材料的尺寸极限，寻求革新性的低能耗、高集成度的器件和信息处理方案已成为人们关注的重要课题。由于在能量尺度上操控电子自旋间相互作用比电荷间相互作用小几个量级，因而自旋电子学器件具有传统微电子器件所无法比拟的长相干时间、高速和低能耗等特性，是后摩尔时代前瞻性技术之一。近年来，

以磁斯格明子(magnetic skyrmion)为代表的新型磁结构自旋电子学逐渐发展成为新的前沿热点。

什么是斯格明子(skyrmion)? 早在20世纪50年代, Heisenberg等人^[1]就提出如何在连续场中去解释出现的“粒子”问题。众所周知, 在经典力学中, 粒子表示的是一个严格的独立实体。而在场论中, 粒子代表的是像波一样的激发, 是比其基态具有更高能量的激发态, 只能在有限的时域内存在。20世纪60年代, 核物理学家 Tony Skyrme^[2]在解释核基本粒子强子时提出了一个稳定的“局域场构型”模型, 这个局域态是受拓扑保护的, 不会在场的连续变化下发生改变。人们把这个连续场中的“局域场构型”称为“斯格明子”。

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2017YFA0303201)资助项目, 中国科学院重点研发项目(批准号: KJZD-SW-M01)

有趣的是，除了在高能物理领域，在非平衡条件或外部磁场作用下，斯格明子构型在许多领域都被发现，如液晶^[3]、量子霍尔效应体系^[4]、波色爱因斯坦凝聚^[5]等。在凝聚态材料中，Rossler等人预言^[6]，在非中心对称结构的巡游磁性材料中，电子自旋也能够空间自发形成新型的磁涡旋状结构，即我们所说的磁斯格明子。由于磁斯格明子具有尺寸小、拓扑高度稳定性和类粒子可操控性，并且理论预言驱动磁斯格明子运动的电流密度要比驱动传统的磁畴壁运动小数个量级^[7]，为构建未来高密度、高速度、低能耗自旋电子学器件提供了基础，具有潜在的应用前景。

2 磁性材料中斯格明子的形成机制

我们知道，磁性材料中的主要相互作用是铁磁交换作用，可以写成如下表达式：

$$E_{\text{ex}} = -J[\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j], \quad (1)$$

J 是铁磁交换作用常数， \mathbf{S}_i 和 \mathbf{S}_j 是相邻自旋矢量。当 J 为正(或负)的条件下总是使自旋倾向于平行(或反平行)排列，体系的能量最低，如图1(a)所

示。然而，人们也发现有一些材料，如 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ，根据其晶体对称性，它应该具有反铁磁自旋构型，但实验发现该材料也具有“弱”的铁磁性。1958年Dzyaloshinskii^[8]最先运用朗道二级相变理论证明 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 中弱铁磁性是由材料的本征特性决定的。在不违背晶体对称性的原则下将所有自旋朝垂直反铁磁平面偏移一个角度，这样就能获得一个净的磁矩，然后根据磁构型给出系统自由能关于自旋的表达式为：

$$E_{\text{DM}} = Dd_{ij} \cdot [\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j], \quad (2)$$

D 是矢量常数。可以看出，这个相互作用项更倾向于使相邻自旋相互垂直排列，如图1(b)所示。然而，Dzyaloshinskii给出的只是一个唯象的理论，并没有指明这个相互作用的来源。

1960年，Moriya^[9]提出了弱铁磁性现象的微观机理。他将自旋—轨道耦合引入安德森超交换作用理论^[10]，从而成功地解释了Dzyaloshinskii给出的唯象模型。后来人们把公式(2)描述的这个磁相互作用称为Dzyaloshinskii—Moriya相互作用，简称DM相互作用。由此也说明了DM反对称交换作用是超交换作用和自旋—轨道相互作用共同产生的效果。因此，DM作用只存在于反演对称破缺的具有低空间对称性的磁性材料之中，它总是使相邻自旋趋于相互垂直排列。当铁磁和DM这两种作用相互竞争达到一个平衡后，就形成了自旋在波矢平面做圆周运动的螺旋磁结构，如图1(c)。由于自旋围绕波矢旋转存在左手和右手两种模式，所以螺旋磁也称为手性磁体(Chiral magnet)，其手性由材料的本征矢量常数

D 决定，即 $D > 0$ 右手性， $D < 0$ 为左手性，而螺旋态沿波矢方向的周期为： $\lambda = 4\pi D/J$ ，由DM和铁磁交换作用的比值共同来决定。

典型的螺旋磁性材料是 $B20$ 结构的巡游磁体，其中一个典型材料是MnSi，它所属的 $P2_13$ 空间群是一个无中心反演对称的空间群。人们很早就对MnSi的磁结构进行了研究^[11-13]，发现在铁磁相变温度 T_c 以下，其基态是螺旋磁

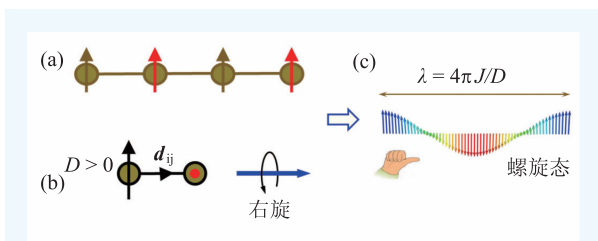


图1 磁相互作用示意图 (a)铁磁相互作用；(b)Dzyaloshinskii—Moriya相互作用；(c)螺旋磁结构

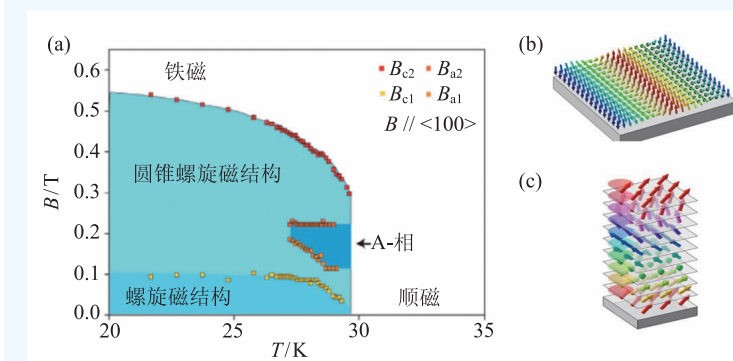


图2 (a)MnSi材料的磁场—温度相图^[14]；(b)螺旋磁结构；(c)圆锥螺旋磁结构

态,随着磁场的增加,磁结构的演化方式是螺旋磁—圆锥螺磁—铁磁,如图2(a)所示^[14],但在 T_c 附近一个很小的区域内的磁结构本质不清楚,被称为A-相(A-phase)。1980年,Bak和Jensen等^[15]就MnSi材料中的螺旋磁结构和磁相变展开理论研究,发现材料里面所存在的磁结构可以用DM相互作用来进行解释。

1994年,Bogdanov和Hubert^[16, 17]对磁性材料里面磁涡旋做了细致的理论研究,2005年,他们将研究的对象进一步扩展到B20结构的立方螺旋磁材料MnSi和FeGe。从理论上推算出这些材料里面存在多维磁结构,在某些磁场范围里存在二维的磁涡旋态,形成磁涡旋晶格^[18]。图3为典型的磁涡旋自旋构型,它的典型特征是中心自旋反平行外磁场方向,自旋沿着径向逐渐旋转到平行于磁场的方向,根据旋转方式的不同可以分为布洛赫型(图3(a))和奈尔型(图3(b))两种构型。

通常来讲,在手性磁材料中不管是布洛赫型或奈尔型磁涡旋,由于这个磁涡旋构型是由DM相互作用来决定的,如果把每个自旋都移动到一个质点上,所有自旋方向在空间是均匀分布的。如果对这些自旋矢量沿球面做一个积分,不管是哪一个类型的磁涡旋构型,其积分永远等于常数+1或-1,其中“±”号与自旋向外或向里的方向有关。也就是说这个磁涡旋构型具有拓扑不变性,通常把这个常数叫做拓扑电荷。因此,在具有DM相互作用的螺旋磁体中,在磁场下形成的这个磁涡旋构型与通常的磁涡旋不同,它是一个拓扑稳定的新颖结构,即所谓的磁斯格明子。由于磁斯格明子的自旋绕着径向旋转有顺时针和逆时针两种模式,从而斯格明子本身也具有手性特征,属于手性的新颖拓扑自旋磁结构。

2009年,Mühlbauer等人^[19]通过中子散射实验对MnSi材料的磁结构进行了细致研究,首次获得了中子散射的六重衍射斑点,如图4(a)所示,这也是磁性材料中磁斯格明子晶格存在的首个实验证据。这个实验也彻底弄清了MnSi中一直存有疑问的A-相的本质就是磁斯格明子相,但这个实验是在倒空间中证明磁斯格明子

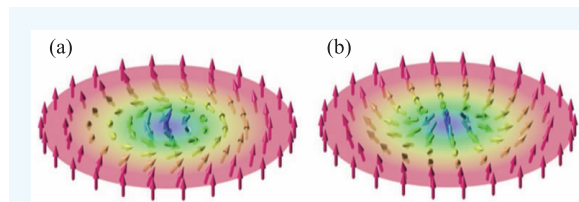


图3 典型的磁涡旋自旋结构 (a)布洛赫型;(b)奈尔型

晶格。2010年,Yu等^[20]人利用洛伦兹电镜在 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ 中首次在实空间中观察到磁斯格明子晶格,如图4(b)所示。这个磁涡旋晶格非常类似在磁场下第二类超导材料的磁通格子晶格,每个磁涡旋尺寸大小相等且彼此排斥,形成六角格子周期排列,每个格点就像一个独立的自旋“粒子”,非常稳定。

3 在尺寸受限体系中斯格明子的稳定性与实空间观察

对于非中心对称的B20块体材料,其基态是螺旋态,磁斯格明子的形成需要外加一个磁场,且只能在磁相变温度附近很小的区域内稳定存在^[21],如图2(a)所示。所以,对于三维螺旋磁体,磁斯格明子的形成需要热激发,在远离磁相变的低温或没有外磁场激发条件下是不稳定的。

3.1 二维薄膜中的磁斯格明子

Yu等^[21]人率先探讨了维度对磁斯格明子稳定区间的影响。他们采用传统透射电镜制样工艺,将FeGe块材减薄成厚度连续变化的楔形薄膜,并在洛伦兹透射电镜下观察斯格明子存在的温度—磁场相图,具体的实验结果如图5所示。从图中可以看出,相比于FeGe块材,在薄膜样品中斯格明子的存在区间显著增大。而且随着薄膜厚度的减小,磁斯格明子倾向于在更大的温度—磁场范围内稳定。当薄膜的厚度小于斯格明子的直径时,稳定的区间就会显著扩大。这一结果表明,受限尺寸有利于斯格明子的稳定,这对未来磁斯格明子器件的研发具有重要指导意义。

实际上,真正的器件应用需要的是一维或零

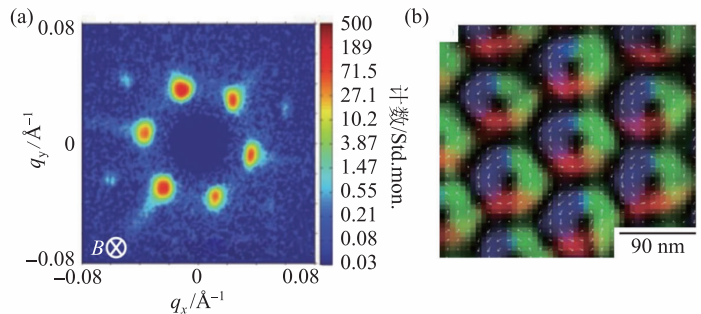


图4 (a)在 $T = 26.77 \text{ K}$, $B = 0.164 \text{ T}$ 条件下, 通过中子散射测量获得的 MnSi 材料在倒空间的六重对称衍射斑点, 其中磁场方向和中子束方向平行^[19]; (b) 利用洛伦兹电镜在 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ 中实空间观察到的二维斯格明子晶格图像^[20]

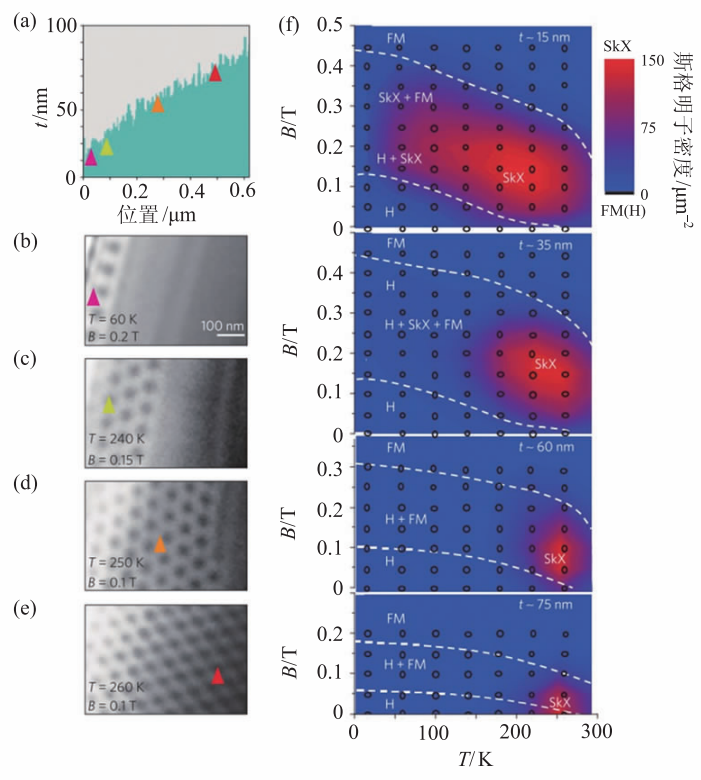


图5 (a) 楔形 FeGe 薄膜的厚度—位置关系; (b)—(e) 在不同温度和磁场下, (001) 面斯格明子形态, 图片中的三角箭头和 (a) 中的位置相对应; (f) 在不同厚度下, FeGe 的磁场—温度磁结构相图 (H—螺旋磁态, SKX—斯格明子晶格, FM—铁磁态。相图中的颜色代表斯格明子晶格的占据密度, 红色区域对应斯格明子密排情形, 蓝色区域表示没有斯格明子存在^[21])

维的纳米条带或圆盘材料, 同时实现对单个斯格明子的读、写和输运控制。因此, 人们急需了解在受限几何下, 尤其是当材料的尺寸和磁斯格明子的尺寸可比时, 磁斯格明子的形成机理、稳定性以及动力学性质。由于斯格明子尺寸比较小,

要想实现对斯格明子纳米器件的制备、单个斯格明子或团簇的实空间原位观察、控制, 不仅在理论上缺乏指导, 在器件加工和探测技术等方面都面临极大的困难和挑战。

3.2 一维纳米条带、纳米圆盘中斯格明子链和团簇的直接观察

洛伦兹透射电镜具有极高的磁结构分辨率, 可以达到 2—4 nm, 原则上可以用来观测极窄的纳米条带中的磁结构状态。然而, 由于纳米条带样品和真空之间界面会导致很强的菲涅尔条纹^[20], 并在样品边缘处导致虚假的磁衬度, 其失真空间尺度达到 150 nm 左右, 如图 6 (a) 所示, 从而在样品边缘处真实的磁结构被严重地掩盖掉了, 这也是为什么在国际上一直没有能够获得对窄纳米条带中单链斯格明子或纳米圆盘中单个斯格明子的清晰图像。

2015 年, 我们采用聚焦离子束样品制备技术, 在 FeGe 大块磁性材料中切割出不同宽度的纳米条带或圆盘样品, 然后在样品边缘覆盖非晶 PtCx, 如图 6(b)、6(c)^[22, 23] 所示。该边缘覆盖能够显著地降低洛伦兹电镜在边缘的菲涅尔条纹效应, 最终我们首次从实验上成功实现纳米条带中斯格明子单链结构的直接观察, 如图 6(g) 所示。随着宽度增加, 也实现了从单链到多链并最终形成晶格的观察 (图 6(d—f))。同理, 我们也成功实现了纳米圆盘中斯格明子团簇和晶格的观察, 如图 6(h—k)。

通过对不同宽度纳米条带磁化动力学的系统研究, 实验揭示了一种在低温下通过边缘调制螺旋磁结构产生斯格明子的新机制, 如图 7(a—h) 演示了一个 396 nm 宽的条带在磁场下斯格明子形核演化行为^[23]。首先基态的螺旋条纹磁畴在边缘处

发生扭曲，扭曲的方式是面内自旋平行于边缘，形成半圆盘畴“half-disk” (图 7(j))。当在垂直于条带平面的方向上加一个磁场时，更多的自旋将指向和外场相同的方向。因此，随着磁场的升高，一条边自旋区域的扩张将会使内部的条纹畴从边缘解耦，这就产生了一个清晰的边缘态(面内自旋平行于边缘)以及自旋方向和边缘态相反的、自旋沿顺时针方向排列且中心自旋朝下的半斯格明子态，称为“meron”。类似的，另一个半斯格明子在另一边出现，形成双“meron”。当边缘态和 meron 完全分离后，磁场的增加导致双“meron”逐渐收缩在条带的另一边形成斯格明子链 (图 7(k—m))。与此同时，随着磁场继续增加，盘绕在边缘周围的磁化强度形成了一个完整的大边缘涡旋，这就产生了一个推动斯格明子远离边缘的有效的排斥力，推动斯格明子向条带中心移动，当斯格明子和边缘之间的排斥力达到平衡时，便沿着纳米条带的方向形成一系列扭曲的斯格明子链(distorted skyrmion chain，简称 DSC)。

由于这个边缘协助形核机制不需要热激活，在边缘产生斯格明子的数目完全由螺旋基态条纹畴的周期数决定，这样就导致在低温下条带中产生的斯格明子数目不能完全填满整个条带。图 7(n)中我们给出了不同宽度纳米条带形核斯格明子与温度的关系相图，当纳米带的宽度(<170 nm)和斯格明子的宽度(~ 80 nm)可比时，在整个温度区间都能够稳定获得斯格明子单链结构。这一边缘形核机制也完全适用纳米圆盘

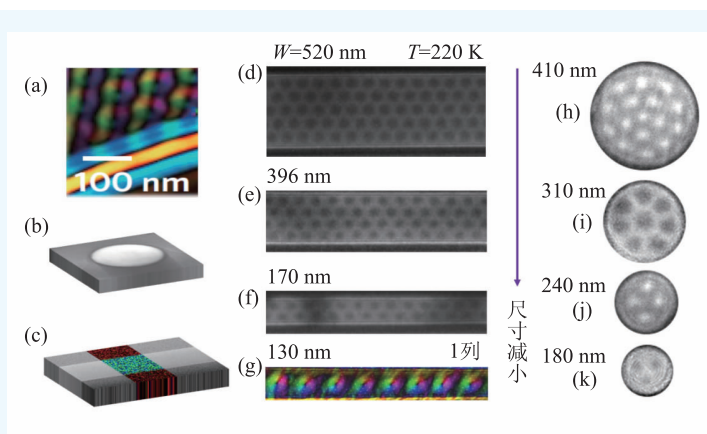


图 6 在 FeGe 纳米条带和纳米盘中，斯格明子链和团簇的直接观察 (a)样品边缘的洛伦兹图像^[20]；(b—c)聚焦离子束加工的边缘覆盖 PtCx 非晶层的 FeGe 磁性纳米盘和条带；(d—g)和(h—k)分别为不同宽度和直径的纳米条带、圆盘在 220 K 获得的斯格明子链、团簇的洛伦兹图像

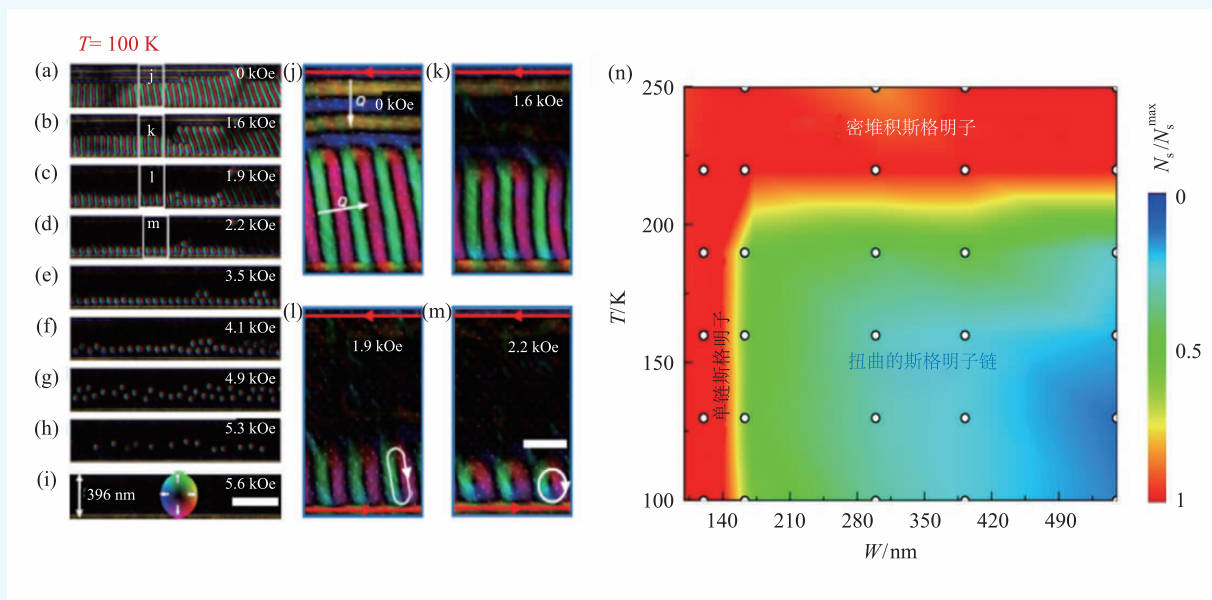


图 7 (a—h)FeGe 条带(396 nm)在磁场下的磁化动力学演化行为；(j—m)螺旋条纹畴在磁场下形核斯格明子演化的放大图；(n)纳米条带宽度与形核斯格明子的温度关系相图

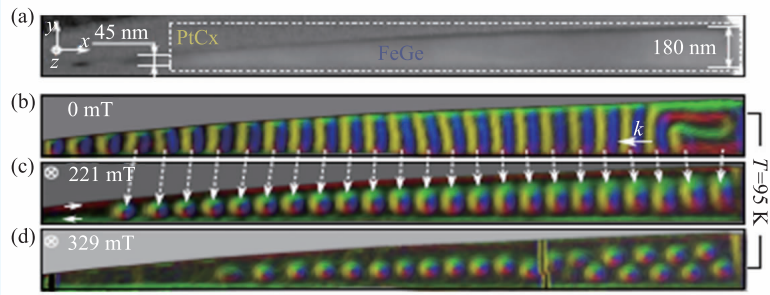


图8 (a)楔形FeGe纳米条带的TEM图像；(b—d)在不同磁场下楔形纳米条带在外磁场下的磁结构演化电子全息图

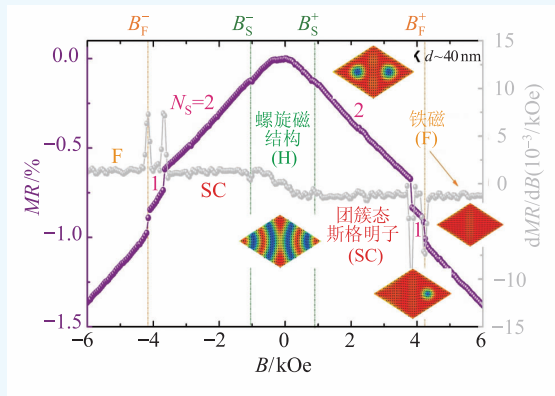


图9 40 nm 直径MnSi纳米线磁阻关系曲线($T=14$ K, $B//$ 纳米线)。磁阻的两个不连续台阶对应单个磁斯格明子的产生或湮灭

中斯格明子且被低温形核的实验观察所证实^[23]。可以确定的是，维度的降低有利于斯格明子相的稳定，这为将斯格明子运用到低维自旋电子学器件的研发提供了重要支撑。

3.3 利用电子全息技术对极限空间受限结构中斯格明子形状的调控研究

通常来讲，不论在块材还是薄膜中，斯格明子晶格都具有确定的晶格常数，而且所有斯格明子的大小也接近常数，任何形状的畸变都是不稳定的。人们不禁要问：在极限空间受限条件下，斯格明子能够形核的极限尺寸究竟是多少？在极限尺寸下，单个斯格明子与条带边界的相互作用机制如何？这个问题关系到在赛道存储中驱动磁斯格明子能否做到低能耗、高速度和高密度这些

核心要素。然而，要想实现以上目的，利用传统洛伦兹透射模式研究100 nm以下的磁结构存在挑战，因为边缘成像干扰的问题显得尤为突出。为了提高成像的分辨率和灵敏度，我们利用离焦电子全息方式首次研究了楔形纳米条带样品中的磁结构，条带宽度变化在40—180 nm之间。采用离焦电子全息模式，它可以直接

获得样品的电学磁学相位图，因此可以更容易地消减了纳米结构边缘信号失真的影响。这项技术不仅具有纳米级的高分辨率，还具备高相位灵敏度^[24]。

图8(a)是我们从FeGe块材中加工出的一个楔形纳米条带，宽度从10 nm线性变化到180 nm^[25]。首先将样品加磁场极化，然后冷却到95 K。图8(b)是零磁场下的螺旋磁条纹畴，当垂直于条带平面加磁场时，纳米条带里面的螺旋磁在0~221 mT演变成单链斯格明子(图8(c))，其尺寸表现出依次由小逐渐变大，形状也从最小的压缩椭圆到圆形，最后变成拉伸的椭圆。这个结果与在自由空间观察到的刚性斯格明子晶格不同。当磁场继续增加到329 mT时，斯格明子的尺寸变小，位置发生调整并且变成大小一致的圆型(图8(d))，且在宽的一端形成“之字形”(zigzag skyrmion chain)的双斯格明子链。这一结果表明：磁斯格明子在极端受限条件下，形状不但可以被调控，而且也是稳定的。斯格明子能够稳定形核的极限尺寸等于其螺旋态条纹畴的周期长度，斯格明子的形核数目与条纹畴的周期数相等。

3.4 纳米线中单个斯格明子比特的电探测

把斯格明子作为存储器件的信息载体，一个很核心的步骤是如何能够实现对单个斯格明子比特的有效探测。最简单实用的办法是电学探测手段，如磁阻效应器件。2015年，我们通过对不同直径大小的MnSi纳米线的磁阻研究发现，当

纳米线在磁场下进入不同磁结构区域时，纳米线的磁电阻会发生明显的变化^[26]。当MnSi纳米线的直径(~40 nm)与磁斯格明子的尺寸(~18 nm)可比时，在平行纳米线直径的磁场下，在纳米线中将最多产生4个斯格明子，形成团簇态。当磁场驱动团簇态中单个斯格明子湮灭时，纳米线的磁阻会出现一个不连续台阶，如图9所示。这一结果表明，单个斯格明子的产生或湮灭能够产生可探测的电信号，从而完成一个对单个斯格明子比特的读操作。

4 器件应用面临的挑战与前景

2008年，IBM工程师Parkin^[27]提出一个十分新颖的磁存储概念——赛道存储，其基本原理是利用自旋极化电流脉冲对磁性纳米线中畴壁运动的操控来实现非易失性存储。这种存储方式相比于传统的固态硬盘，由于省去了磁盘的机械运动部分，而具有更好的可靠性、高速度和更小的体积等优点。如前所述，驱动斯格明子运动的电流密度比驱动传统畴壁需要的电流密度小几乎6个量级，把斯格明子材料移植到赛道存储器件上，不仅可以有效降低纳米器件上产生的焦耳热，大大提升器件的稳定性，同时也可以减小磁盘的尺寸。鉴于此，2013年诺贝尔奖获得者Albert Fert教授^[14]以“轨道上的磁斯格明子”为题在国际《自然纳米技术》期刊撰文，推动磁斯格明子材料和器件的研究^[28-30]。

然而，要实现器件应用，首先要解决器件中斯格明子的写入、传输和检测等环节中的基础科学和工艺技术等问题。据了解，目前在该领域的主要工作还集中在新材料的发现、斯格明子的形成机理、稳定性和性能表

征、电磁控制等前期的理论和实验探索阶段，报道的斯格明子器件基本上处于单个功能的演示，还没有制备出一个能够实现信息写入、传输和读出的功能器件。

目前，磁斯格明子材料和器件研究面临的挑战主要包括以下两个方面：

(1) 磁斯格明子材料的种类不够丰富

目前，人们寻找新的斯格明子材料主要集中在具有DM相互作用的块体材料和人工制备重金属/磁性薄膜或超晶格两个方面。对块体材料，其优点是斯格明子尺寸小，形成机制清楚，是斯格明子电磁动力学性质基础研究的模型材料。然而，目前发现的块体材料种类少且大部分铁磁转变温度普遍较低，且激发斯格明子需要较高的磁场。Co-Zn-Mn体系是个无中心反演对称的晶体材料，目前发现是室温斯格明子材料^[31]。近年来，人们在人工磁性多层膜斯格明子材料研究方面，无论在理论设计还是实验制备等方面都取得重要进展^[32]。但由于多层膜材料是通过界面DM构筑斯格明子，其产生的斯格明子尺寸较大，甚至达微米量级。另外，由于多层膜界面质量难以控制，产生的斯格明子不均匀，且尺寸不一致。因而对器件应用来讲不能够达到高密度、高可靠性的要求，需要人们进一步的研究。

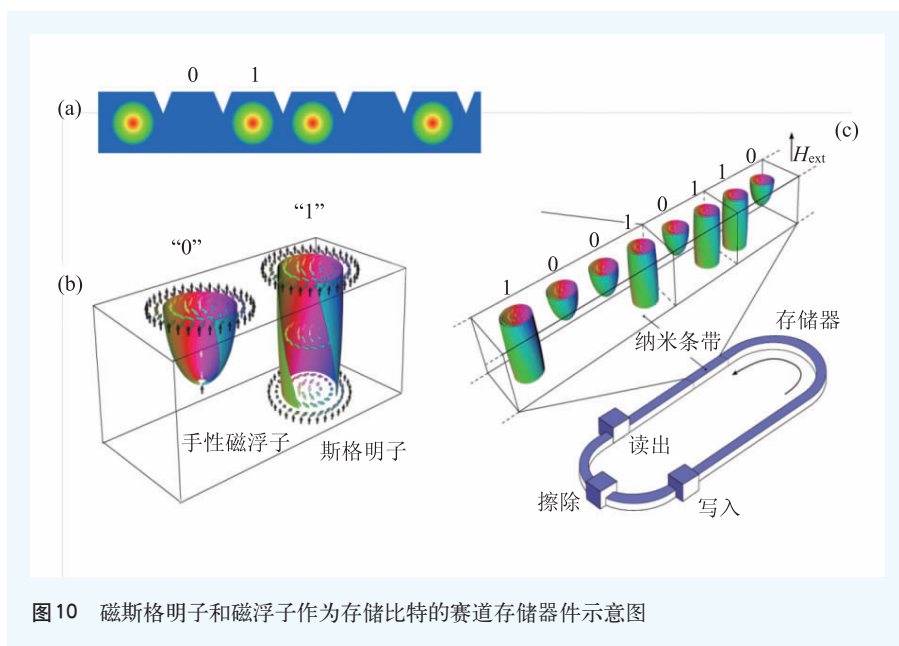


图10 磁斯格明子和磁浮子作为存储比特的赛道存储器件示意图

(2) 单个斯格明子的产生、驱动和探测技术困难

如前所述, 大部分情况下, 斯格明子的激发需要外磁场, 这对器件应用带来障碍。近年来, 特别是随着器件加工和控制技术的进步, 人们已经从理论设计到实验找到很多方法激发产生磁斯格明子而不需要外磁场, 如利用自旋霍尔效应^[33, 34]、垂直面外磁场^[35]、电场脉冲^[36]、自旋极化电流^[37]等, 但大部分还处于非常初步的阶段, 且工艺复杂。在斯格明子电流驱动传输方面, 由于斯格明子在电流下受到的电磁力与电流有夹角, 其运动方向并不是沿电流方向运动。当自旋转矩产生的力大于边界排斥力, 斯格明子就会在边界湮灭, 从而信息丢失。因此, 在器件设计时, 人们需要在磁性赛道上刻出系列沟槽来囚禁单个斯格明子, 如图 10 (a) 所示。通常情况下, 单个斯格明子的占据态被定义为“1”而非占据的铁磁态作为“0”。这种器件结构不仅成本高, 且在

铁磁背景下探测斯格明子占据态的难度很大。

值得关注的是, 2018 年我们在研究厚度调控斯格明子时, 发现了一个新的拓扑磁结构, 如图 10(b) 所示。由于这个拓扑磁结构总是稳定在纳米条带的表面, 我们称为磁浮子(magnetic bobber)^[38]。磁浮子和磁斯格明子都是受拓扑保护的磁结构, 它们在能量上有差异, 因而可以作为信息载体的比特“0”替代铁磁态, 如图 10 (c) 所示。这样的话, 可以取消原来斯格明子器件设计的沟槽, 不但大大节约成本, 也提高了信息读出的分辨率和可靠性, 但目前人们对磁浮子的产生机制和稳定性等还缺乏了解。由于人们对纳米条带中斯格明子与边界、缺陷等相互作用的机理也不是很清楚^[39, 40], 目前大多数电流驱动演示实验的临界电流密度比理论预言的要大很多, 如何来降低斯格明子在输运中的阻尼效应, 需要人们对受限尺寸下斯格明子的钉扎机制、电磁动力学行为及精准调控进行深入研究。

参考文献

- [1] Heisenberg W. Einführung in die einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen, Hirzel, Stuttgart. 1967
- [2] Skyrme T H R. Nucl. Phys., 1962, 31: 556
- [3] Wright D C, Mermin N D. Rev. Mod. Phys., 1989, 61: 385
- [4] Sondhi S L *et al.* Phys. Rev. B, 1993, 47: 16419
- [5] Khawaja U, Stoeff H. Nature, 2001, 411: 918
- [6] Rössler U K *et al.* Nature, 2006, 442: 797
- [7] Iwasaki J *et al.* Nat. Commun., 2013, 4: 1463
- [8] Dzyaloshinsky I. J. Phys. Chem. Solids, 1958, 4: 241
- [9] Moriya T. Phys. Rev., 1960, 120: 91
- [10] Anderson P W. Phys. Rev., 1959, 115: 2
- [11] Belitz D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 247205
- [12] Ishikawa Y *et al.* Solid State Commun., 1976, 19: 525
- [13] Ishikawa Y *et al.* Phys. Rev. B, 1977, 16: 4956
- [14] Fert A *et al.* Nat. Nanotechnol., 2013, 8: 152
- [15] Bak P, Jensen M H. J. Phys. C: Solid State Phys., 1980, 13: L881
- [16] Bogdanov A, Hubert A. J. Magn. Magn. Mater., 1994, 138: 255
- [17] Bogdanov A. JETP Lett., 1995, 62: 247
- [18] Bogdanov A *et al.* Physica B, 2005, 359: 1162
- [19] Mühlbauer S *et al.* Science, 2009, 323: 915
- [20] Yu X *et al.* Nature, 2010, 465: 901
- [21] Yu X *et al.* Nat. Mater., 2011, 10: 106
- [22] Du H F *et al.* Nature Commun., 2015, 6: 8504
- [23] Zhao X B *et al.* Proc. Natl. Acad. Sci. USA (PNAS), 2016, 113: 4918
- [24] Midgley P A, Dunin-Borkowski R E. Nat. Mater., 2009, 8: 271
- [25] Jin C M *et al.* Nature Commun., 2017, 8: 15569
- [26] Du H F *et al.* Nature Commun., 2015, 6: 7637
- [27] Parkin S S *et al.* Science, 2008, 320: 190
- [28] Tokunaga Y *et al.* Nat. Commun., 2015, 6: 1
- [29] Nagaosa N, Tokura Y. Nat. Nanotech., 2013, 8: 899
- [30] Iwasaki J *et al.* Nat. Nanotech. 2013, 8: 742
- [31] Karube K *et al.* Nat. Mater., 2016, 15: 1237
- [32] Jiang W J *et al.* Physics Reports, 2017, 704: 1
- [33] Zhou Y, Ezawa M. Nat. Commun., 2014.5: 1
- [34] Jiang W *et al.* Science, 2015, 349: 283
- [35] Boule O *et al.* Nat. Nanotech., 2016, 11: 449
- [36] Woo S *et al.* Nat. Mater., 2016, 15: 501
- [37] Romming N *et al.* Science, 2013, 341: 636
- [38] Zheng F S *et al.* Nature Nanotech., 2018, 13: 451
- [39] Zheng F S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 119: 197205
- [40] Du H F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2018, 120: 197203