

纳米结构中磁斯格明子的原位电子全息研究

李子安 柴可 张明 朱春辉 田焕芳 杨槐馨

In situ electron holography of magnetic skyrmions in nanostructures

Li Zi-An Chai Ke Zhang Ming Zhu Chun-Hui Tian Huan-Fang Yang Huai-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 131203 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180426

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180426>

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

[薄膜异质结中磁性斯格明子的相关研究](#)

Skyrmions in magnetic thin film heterostructures

物理学报.2018, 67(13): 131204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180549>

[纳米结构中磁斯格明子的原位电子全息研究](#)

In situ electron holography of magnetic skyrmions in nanostructures

物理学报.2018, 67(13): 131203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180426>

[铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应](#)

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions

物理学报.2018, 67(13): 131202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180369>

专题: 磁斯格明子

纳米结构中磁斯格明子的原位电子全息研究*

李子安^{1)†} 柴可¹⁾²⁾ 张明¹⁾³⁾ 朱春辉¹⁾ 田焕芳¹⁾ 杨槐馨¹⁾³⁾

1)(中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2)(北京理工大学物理学院, 北京 100081)

3)(中国科学院大学物理科学学院, 北京 101408)

(2018年3月12日收到; 2018年5月26日收到修改稿)

斯格明子 (skyrmion) 磁序结构与晶体微观结构的关联是新型功能磁材料和器件研发的重要问题. 本文利用微纳加工技术制备了形状、尺寸均可控的磁纳米结构, 通过电子全息术观察定量地分析了斯格明子磁序结构, 确定了材料晶格缺陷和空间受限效应对斯格明子磁结构形成和稳定机制的影响, 系统地分析了斯格明子基元的磁功能与材料微结构的关联. 文中主要探讨了两个问题: 1) 斯格明子在磁纳米结构中的空间受限效应. 重点研究斯格明子磁序随外磁场和温度变化的演变规律, 探索其演变过程的拓扑属性和稳定性; 2) 晶格缺陷对斯格明子磁结构的影响, 重点考察晶界原子结构手性反转对斯格明子磁序的影响. 这些研究结果可为研发以磁斯格明子为基元的磁信息存储器及自旋电子学器件提供重要实验基础.

关键词: 磁斯格明子, 磁纳米结构, 洛伦兹透射电子显微镜, 电子全息术

PACS: 12.39.Dc, 64.60.an, 75.60.Lr, 03.75.Lm

DOI: 10.7498/aps.67.20180426

1 引言

一些非中心对称立方结构晶态材料, 例如 B20 型结构的螺磁体, 因具有手性 (chirality) 原子排列以及自旋-轨道耦合引起的 Dzyaloshinskii-Moria (DM) [1] 交换作用, 表现出异常丰富的非共线磁序结构, 如螺旋 (helix) 磁序和斯格明子 (skyrmion) 磁序 [2]. 其中布洛赫型的斯格明子磁结构表现为一种轴对称的手性自旋构型, 如图 1 (b) 所示, 其中心和边缘处的自旋排列方向相反, 沿径向自旋排列逐渐改变方向. 但与传统的轴对称的磁结构 (磁泡 (bubble) 或磁漩涡 (vortex) 等) 相比, 斯格明子表现出一些不同的特性. 单个斯格明子具有粒子特性, 类似于晶态结构中的原子, 在一定的温度 and 外加磁场下能自发地形成斯格明子磁序晶格 [3]; 斯格明子磁序具有拓扑非平庸性, 且非常稳定; 斯格明子磁结构能非常有效地与自旋极化的电流发生耦合,

产生拓扑霍尔效应 [1], 以及强自旋转移矩效应 [4]. 实验上, 2010 年 Jonietz 等 [5] 在 MnSi 中观察到密度非常小的电流 $\sim 10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$ 就能引起块体 MnSi 中斯格明子晶格旋转, 该临界电流仅有实现常规的磁性金属或半导体磁化反转所需临界电流密度的约十万分之一. Iwasaki 等 [6] 给出了微小电流驱使斯格明子磁序运动的理论解释. 基于斯格明子磁序的自旋电子学器件将具有非常小的能耗, Fert 等 [7] 因此提出以斯格明子为磁存储基元的赛道存储 (race-track) 概念. 由于斯格明子磁序表现出新颖的物性并在信息存储、自旋电子学器件方面具有巨大的潜在应用价值, 相关的研究课题迅速成为当前磁学领域的前沿和热点之一.

1989 年, Bogdanov 等 [8] 预言了斯格明子磁结构能存在于具有 Dzyaloshinskii-Moria (DM) 相互作用的磁性薄膜、螺旋磁体等材料体系, 但实验方面的进展却很缓慢. 2009 年, Neubauer 等 [4] 在

* 国家自然科学基金 (批准号: 11774403) 和国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303000, 2017YFA0302904) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zali79@iphy.ac.cn

MnSi中首次观察到与A相密切相关的拓扑霍尔信号,证明了A相拓扑特性. 同年, Muehlbauer等^[3]通过小角度中子衍射实验在单晶MnSi中A相存在的温度-磁场区域观察到六个衍射斑点,从衍射倒空间确立MnSi中的A相即为拓扑稳定的斯格明子磁序结构. 随后在一系列晶态螺旋磁体块如 $\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{Si}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ 中也观察到了斯格明子磁序. 由于螺旋磁体块材中斯格明子磁序只存在于居里温度附近一个很窄的温度-磁场区域内,限制了对斯格明子基础研究和应用的进一步探索. 因此确立能够稳定磁斯格明子的因素,扩展斯格明子磁序存在的温度-磁场区域成为一个亟待解决的问题.

观察发现当薄膜的厚度小于斯格明子磁序晶格常数时($\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{Si}$ 晶格周期 ~ 120 nm, FeGe 晶格周期 ~ 80 nm),斯格明子能稳定存在的温度-磁场区域明显扩大,表明降低材料空间维度对斯格明子磁序形成和稳定有积极影响. Butenko等^[11]认为,维度的降低会诱导出易磁化方向垂直膜面的单轴各向异性,单轴各向异性对斯格明子磁序的稳定有着积极的作用. 降低螺旋磁体的空间维度可以有效扩大斯格明子存在的温度-磁场区域. 2013年, Du等^[12]通过理论分析,考察了纳米薄膜到纳米结构体系的磁能量变化,发现更低维度的纳米条带或者纳米盘等磁纳米结构同样存在单轴各向异性,但静磁能的影响会变大,静磁能和铁磁交换作用的竞争通常会使得特定纳米结构的软磁材料出现磁涡旋,有利于扩大斯格明子稳定形成的温度-磁场区域. 随后, Du等^[13]通过微纳加工手段把薄膜样品加工成纳米条带,利用洛伦兹显微镜观察从实验上验证了进一步降低螺旋磁体的维度可以有效扩大斯格明子相存在的温度-磁场区域. 然而,降低材料维度和改变磁体几何尺寸后,斯格明子磁序结构随温度及外加磁场的演变规律及其拓扑稳定性的问题还有待系统的实验研究,尤其是当磁纳米结构的尺寸接近甚至小于单个斯格明子时,强的空间受限效应将会使得其磁结构发生形变,如图1(a)所示. 作为磁功能单元应用于赛道存储微纳结构中的斯格明子,必然受到由材料几何尺寸引起的空间受限效应的影响. 当微纳材料结构小于或接近斯格明子磁序的本征尺寸时,一方面,斯格明子的拓扑特性允许其磁结构形貌随材料几何尺寸变化,如图1(a)所示,即斯格明子磁序的拓扑不变性;另一方面,斯格明子磁结构稳定性也受到各项磁相互作用的能量竞争支配. 可以预见,特殊形状、不同尺寸的纳米结构还可能导出出现新的拓扑稳定磁有序态和发现与空间受限效应相关的新物理现象.

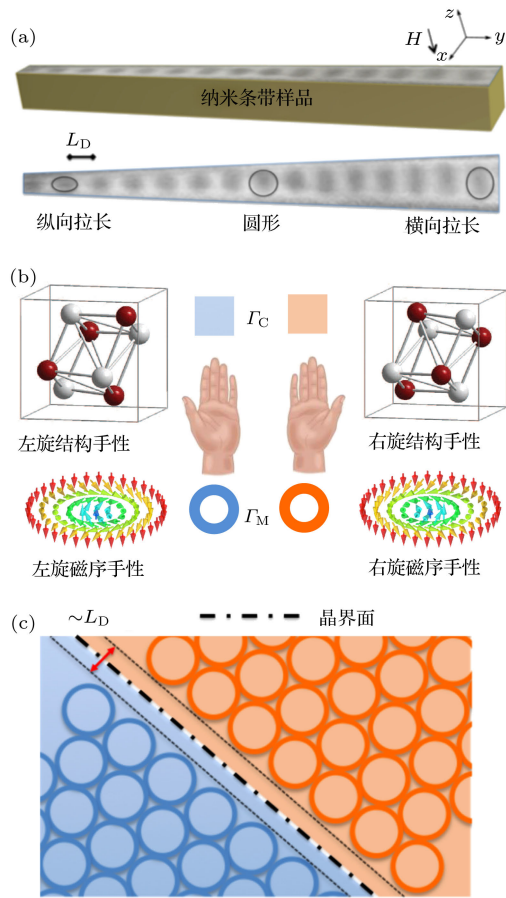


图1 (a) 纳米条带样品中斯格明子磁结构的示意图; (b) 非中心对称的B20型立方晶格结构、手性原子排列和斯格明子磁序的示意图; (c) 晶界处两侧晶格具有相反手性原子排列的斯格明子磁结构

Fig. 1. (a) Schematics of skyrmions in geometrically confined nanostructures; (b) schematic representation of B20 type crystallography, chiral atomic arrangements and chiral spin configurations; (c) skyrmionic spin textures at the grain boundaries with reversed spin chirality.

2010年, Yu等^[9,10]把 $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{Si}$, FeGe 螺旋磁体单晶加工成二维薄膜,利用洛伦兹电子显微镜

我们进一步考虑螺旋磁材料的晶格缺陷对斯格明子磁结构的影响. 晶体材料普遍存在不同类型的缺陷态,如晶界、孪晶、杂质等. 对于磁序手性由原子排列手性决定的螺旋磁体,见图1(b),当其晶界两边具有相反的结构手性时,其两边的磁序手性也必然是相反的,即晶界处的斯格明子磁结构与晶格原子排列手性紧密相关^[14]. 从简单微磁学模拟分析可知,晶界两边具有相反的结构手性导致晶界处出现手性相反的斯格明子磁结构,而且界面处存

在类似螺旋态的条带状 (stripe) 畴壁结构, 其宽度约为螺旋磁序周期 L_D , 如图 1 (c) 所示. 然而, 晶界两边具有相同的结构手性则其斯格明子磁序也相同, 而且界面处的斯格明子紧密排列, 不出现界面条带磁结构.

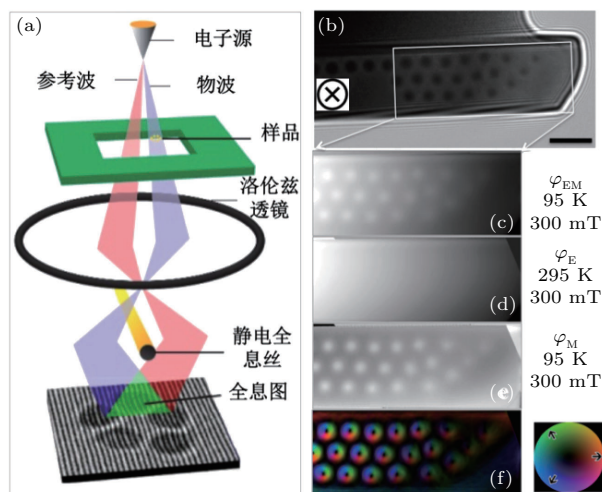


图 2 (a) 离轴电子全息术示意图; (b) 洛伦兹电镜的非涅耳离焦图, 图中标尺为 100 nm; (c)—(e) 电子全息术重构的相位图像; (f) 颜色表示的样品面内的磁感应强度分布

Fig. 2. (a) Schematics of off-axis electron holography setup; (b) Fresnel defocused image of Lorentz microscopy, scale bar corresponds to 100 nm; (c)—(e) holographically reconstructed phase images; (f) color-rendered projected magnetic induction field distribution.

基于以上斯格明子课题的研究背景, 斯格明子磁精细结构与晶态缺陷和空间受限效应的关联是重要的基础问题. 透射电子显微镜的高分辨原子结构分析和磁衬度成像是研究原子尺度的缺陷态和纳米尺度的斯格明子磁序的关键技术. 当前, 基于菲涅耳离焦的洛伦兹显微术已成功地应用于研究二维薄膜磁样品, 但难以给出纳米尺度小样品的磁结构, 尤其是纳米结构的边缘处强烈的菲涅耳衍射振荡衬度远大于磁衬度 (见图 2 (b) 的纳米条带边缘处洛伦兹图). 因此, 洛伦兹显微术不适用于磁纳米结构的高空间分辨和磁结构的定量分析. 我们主要应用具有原位定量分析纳米尺度磁结构的离轴电子全息术^[15]. 如图 2 (a) 所示, 电子枪发出的相干电子波分成两束, 一束空中传播, 为参考波, 另一则穿透样品传播, 为物波. 由于静电全息丝加上电压, 物波与参考波相向偏转而会聚并发生干涉, 从而在像平面上形成电子全息图. 通过对电子全息图的重构可以得到物波函数的分布, 即可得到样品的电磁势能场的分布, 见图 2 (c) 和图 2 (d). 进一步

分析处理, 可以得到样品的面内磁感应场分布, 并可进一步得到其局部的磁结构, 如图 2 (e)—图 2 (f) 所示.

本文以螺旋磁体薄膜 FeGe 为材料基础, 利用微纳加工手段把块体加工成纳米条带等纳米结构, 如图 1 (a) 和图 2 (b) 所示. 通过原位洛伦兹显微观察和定量电子全息术分析, 详细研究低维螺旋磁纳米样品的晶体缺陷、形状尺寸对斯格明子磁序形成和稳定机制的影响, 获得晶态缺陷及空间受限下斯格明子的磁精细结构, 期望得到磁功能基元与晶体微结构及样品几何尺寸的关联, 从而为发展以磁斯格明子为基元的自旋电子学器件及磁存储信息等潜在应用方面提供重要的实验基础.

2 斯格明子磁结构表征实验方法

目前, 人们采用多种实验方法研究非共线复杂磁结构. 常见的技术手段有宏观磁学表征以及磁电阻运输, 动量空间磁结构分析的中子散射实验, 以及实空间磁衬度成像的磁力显微镜 (MFM)、自旋极化扫描隧道显微镜 (SP-STM)、磁光克尔显微镜 (MOKE)、磁透射软 X 射线显微镜 (MXTM) 等. 除了上述几种研究表征手段, 洛伦兹透射电子显微镜 (LTEM)^[16] 是研究纳米尺度磁结构必不可少的强力手段. 此外, 基于洛伦兹电镜的电子全息技术和微分相位衬度技术均可大幅提高磁结构分析的精度, 有利于分析斯格明子的精细磁结构. 我们简要介绍基于透射电镜实空间磁衬度成像技术和磁结构分析方法的基本工作原理、适用范围及其优缺点.

2.1 洛伦兹透射电子显微镜

如图 3 (a) 所示, 洛伦兹电子显微术利用磁性样品中不同方向的磁矩所产生的磁场, 使入射电子束受到不同方向的洛伦兹力作用而发生相应方向上的偏移, 最终在成像位置呈现出或明或暗的衬度, 对应于磁畴壁位置. 电子受到的洛伦兹力以及偏转角分别表达为 $F = e(\nu \times B)$ 和 $\beta = e/h\lambda tB$, 其中 ν 和 λ 是电子速度和波长; B, t, h 分别是磁感应强度、样品厚度、普朗克常数. 磁偏转角 β 通常很小 (约为数 μrad), 所以需要较大离焦量 (约为数百 μm 到 mm) 才能得到与磁分布相关的衬度. 值得注意的是, 面外磁化强度分量不产生电子束偏转, 因此洛伦兹电镜不能探测面外磁分量. 另外, 由于

样品附近的物镜能产生高达数特斯拉的磁场, 大部分磁样品会被完全磁化, 因此需要关闭物镜, 用一个远离样品的磁透镜代替物镜的成像功能, 即洛伦兹磁透镜, 这样可以获得磁性样品内部磁畴或畴壁的磁结构. 要研究样品的磁化过程, 有两种方式引入外磁场: 一是利用磁样品杆产生水平方向的磁场, 二是利用物镜产生垂直于样品的磁场, 而且可以结合样品倾转对样品进行不同方向的磁化.

洛伦兹电镜成像模式主要有两种: 菲涅耳(Fresnel)成像和傅科(Foucault)成像. 菲涅耳成像是通过简单改变成像离焦量来实现, 适合观测磁样品的畴壁分布. 傅科成像是通过遮挡或者保留后焦面上与磁相关的衍射信号来实现, 适用于观测仅有少量不同磁化取向的样品区域. 洛伦兹电镜观察具有超高的空间分辨率, 而且观察时不破坏材料的磁结构等优点, 成为现阶段较常用的磁结构表征工具. 更进一步, 利用强度传递方程 (transport of

intensity equation, TIE) [17-19] 方法分析洛伦兹图像强度可以获取出射电子波相位图, 即通过简单计算若干幅离焦图像来得到相位图像. 运用强度传递方程 TIE 对三幅不同焦距 (欠焦、正焦、过焦) 的洛伦兹电镜图进行分析, 从而获得与面内磁场分布相关的电子波相位信息 $\phi(x, y)$. 若 $\phi(x, y)$ 已知, 则可以计算投影的面内磁感应场分布 $B(x, y)$. 值得注意的是, 由于 TIE 方法得到的是部分出射电子波相位, 具有局限性, 因此运用 TIE 方法分析磁结构时需要注意相位重构参数对最后得到的相位的影响 [20]. 洛伦兹模式非常适合用来研究磁薄膜样品. 2010年, Yu 等 [9] 利用洛伦兹电镜和 TIE 方法对 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ 单晶样品的斯格明子磁晶格进行了实空间成像, 首次清晰地揭示了斯格明子手性磁结构以及长程有序的斯格明子磁晶格. 此后, 其他一些无中心反演对称性的材料 [21-23] 也是通过洛伦兹电镜实验证实了斯格明子磁晶格的存在.

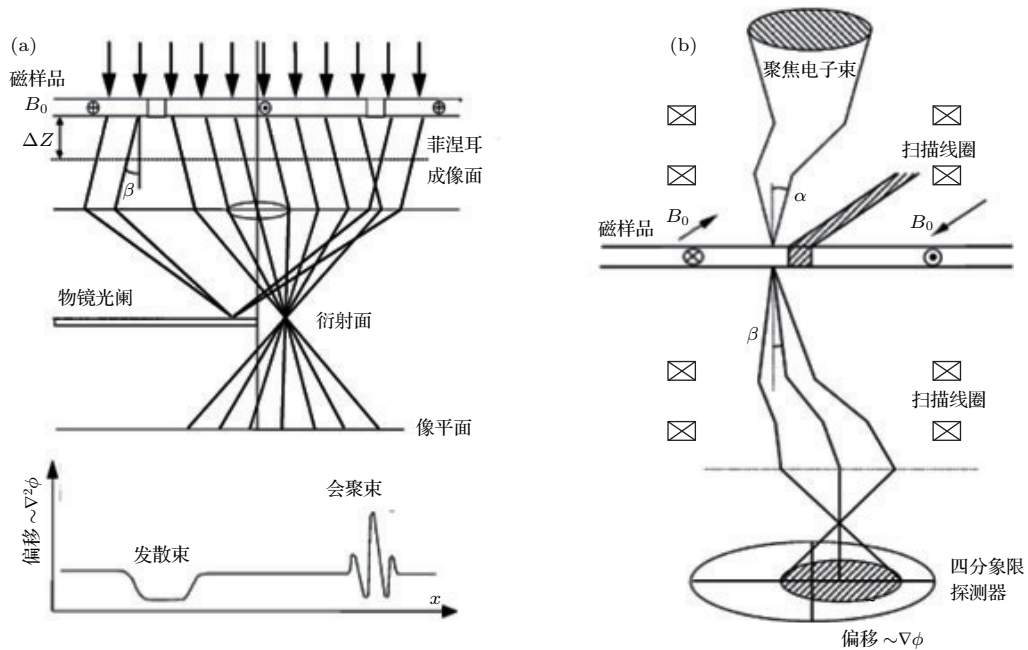


图3 (a) 洛伦兹电镜设备及成像模式示意图; (b) 微分相位衬度技术成像模式示意图

Fig. 3. (a) Schematics of Lorentz microscope setup and imaging modes; (b) schematics of differential phase contrast technique.

2.2 微分相位衬度

如图3(b)所示, 基于扫描透射电镜的微分相位衬度(differential phase contrast, DPC)技术 [24,25] 利用会聚的电子束扫描样品, 因电子束受沿面内的电极化、磁极化或者应力场作用而发生偏转, 其偏移量可以被象限分析仪类电子探测器记

录. 这个技术已在极化类功能氧化物材料的界面结构以及局域电场、磁场等研究中发挥关键作用. 最近, 微分相位衬度技术可实现对磁性样品的直接观察, 并可实时获得磁结构随外界激励的动态响应. 2016年, McGrouther 等 [26] 运用扫描透射的微分相位衬度技术发现在二维 FeGe 晶体里面, 斯格明子晶格表现出本征的六重对称性. Matsumoto 等 [27]

也通过DPC方法仔细考察了FeGe晶体的晶界缺陷对斯格明子磁序形状及稳定性的影响。

2.3 离轴电子全息术

透射电镜中离轴电子全息术^[15](off-axis electron holography, OAEH)的示意图可参考图2(a)。根据Aharonov-Bohm效应,入射电子波穿透薄样品时受到样品电磁势调制而改变其振幅与相位。基于透射电子显微镜的电子全息方法记录电子波的振幅和相位变化,从而得到样品的电磁势场信息。相位与电磁势场关系可表达为(以一维情况为例)

$$\begin{aligned} \varphi_{EM}(x) &= \varphi_E + \varphi_M \\ &= C_E \int V(x, z) dz - 2\pi \frac{e}{h} \iint B_{\perp}(x, z) dx dz, \end{aligned}$$

其中 C_E 为与加速电压相关的电镜常数, $V(x, z)$ 是静电势, $B_{\perp}(x, z)$ 是面内磁感应强度, h 是普朗克常数。离轴电子全息术是利用静电双棱镜的干涉现象获得样品图像的显微技术。通过对电子全息图的重构可以将出射电子波函数的相位和振幅分离开,分别得到单独的相位衬度像和振幅衬度像。电子全息图中包含了相应区域内样品电磁势场分布的信息,样品势场对原子键合强度及离子化程度差异引起的电荷分布变化非常敏感,电子全息还可以和洛伦兹技术结合用来表征功能材料的电势场及磁场分布,是研究局域电子结构空间分布的最直接、有效的方法之一。Park等^[28]利用OAEH研究了不同厚度的FeCoSi薄膜中斯格明子磁结构,通过分析样品中单个斯格明子磁相位随样品厚度的变化关系,证实磁斯格明子圆柱型的三维磁分布构型。近期,由德国于利希(Jülich)电镜中心Dunin-Borkowski领导的研究组利用原位、高分辨、定量的电子全息实验,系统研究了纳米结构中斯格明子磁序的若干重要问题,例如,温度磁场依赖的斯格明子内部精细磁结构^[29,30],高空间受限下斯格明子拓扑变化及稳定性^[31,32],斯格明子磁缺陷态^[33],手性磁序的表面态、边缘态^[34]以及新颖手性浮子(bobber)磁序的实验观察^[35]。

2.4 透射电镜磁成像技术的优缺点及适用范围

基于透射电镜的洛伦兹电镜、微分相位衬度以及电子全息术均可实现纳米分辨的实空间磁衬

度成像,已成为研究精细磁结构必不可少的强力手段。我们对这三个技术方法进行简单的比较,指出各自的优缺点和适用范围^[30]。洛伦兹电镜由于其操作简单、磁衬度解析直观、可观察的样品面积大(倍数低而视场大),且图像采集速度较快而具有一定的动态观察能力,已被众多课题组用来研究磁斯格明子。但由于洛伦兹磁衬度受成像参数影响,很难对获得的磁图像进行磁结构定量分析;尽管结合了基于强度传递方程的磁相位重构方法,由于该方法本身的局限性,重构得到的相位仍不能准确对应磁结构。微分相位衬度技术具有很高的空间分辨率,同时也可以扫描较大区域的磁样品,但应用该方法定量分析磁结构仍然十分困难,需要对DPC偏移量和实际待测的物理量做精确的校正。电子全息术可以记录与磁结构直接对应的磁相位,因此可以定量分析复杂磁结构。但是,电子全息需要安装有静电双棱镜,样品观察区域较小(约1 μm 大小),后期图像处理较复杂。从这三个技术各自的优缺点来看,我们可根据研究课题目标及样品特点来选择合适的技术方法。

3 空间受限下纳米结构中的磁斯格明子

实现基于斯格明子磁功能单元的赛道存储器件,需要考察材料几何尺寸的空间受限效应对磁斯格明子的影响,需要在低维受限的微纳结构里进行细致研究。理想的信息存储要求的结构是一个可容纳单列斯格明子的纳米条带。要研究纳米结构中的磁斯格明子,实空间观察磁斯格明子的精细结构至关重要^[15,16]。然而,研究纳米结构中单个磁斯格明子则非常困难,需要非常高的空间分辨率和磁信号探测灵敏度。另外,纳米结构边缘对于洛伦兹电镜成像也会有非常严重的影响,研究小于100 nm以下的纳米结构中的斯格明子,边缘衬度问题显得尤为突出,因为洛伦兹技术使用离焦成像条件,使得在纳米结构边缘处形成因离焦成像而形成的菲涅耳衍射衬度,导致分析材料边缘磁结构非常困难^[13]。基于透射电镜的离轴电子全息术则具有很大优势,采用正焦的图像记录方式,可直接获得反映样品电磁势场的相位图,因此可更容易地消除纳米结构边缘信号的影响。而且这项技术还具有约为数纳米的高空间分辨率、高磁相位敏感度以及对

纳米结构磁结构定量分析的能力^[16]. 对于磁斯格明子这样具有微弱相位变化的磁结构, 电子全息的信息数字化获取以及成熟的图像分析处理软件显得十分必要. 我们利用先进的离轴电子全息技术首次研究了纳米尺度空间受限的楔形纳米条带(宽度在40—150 nm之间)样品中的磁结构. 在不同的样品温度下, 考察了楔形纳米条带中的斯格明子的成核及随外加磁场的演变规律, 发现在这样高空间受限的纳米结构中, 斯格明子显示出形貌的高度可变性, 并揭示了外磁场驱动螺旋磁向斯格明子的新转变方式^[31].

3.1 楔形纳米条带样品的聚焦离子束(FIB)制备

楔形纳米条带样品是由中国科学院强磁场科学中心田明亮课题组采用一种先覆盖后剥离的FIB技术制备的, 该样品薄膜截面的上边界无附着物且没有损伤, 适合用于电子全息实验. 其制样过程见图4. 首先在多晶FeGe块材中刻蚀加工出厚度变化的FeGe薄片, 然后在FeGe薄片两面先后用电子束和离子束沉积PtC_x包裹起来, 最后按照标准的聚焦离子束制备透射样品的流程加工出楔形纳米条带透射样品. 加工出的纳米条带厚度为110 nm, 长度为2600 nm, 宽度从10 nm线性变化到180 nm. 楔形条带的基本形貌和原子结构、化学成分表征见图5. 该楔形宽度大小恰好包括了FeGe

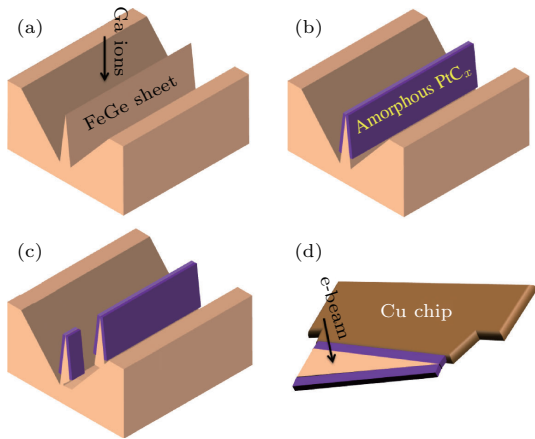


图4 FIB刻蚀制备FeGe楔形条带样品示意图^[31] (a) 离子刻蚀楔形沟槽; (b) 沉积包裹PtC_x; (c) 提取楔形薄片; (d) 焊接于支持微栅铜柱上

Fig. 4. Schematics of FIB preparation procedure of FeGe wedged nanostructure^[31]: (a) Groove structure milled by focus Ga-ions; (b) deposition of PtC_x as protection layers; (c) lift-off method; (d) welding of nanostructure onto Cu grid.

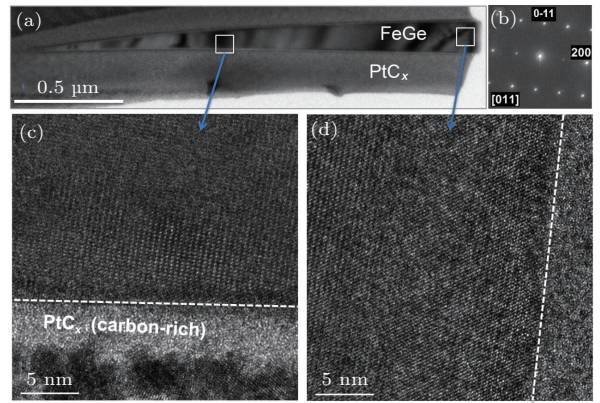


图5 FeGe纳米条带的形貌和原子结构 (a) FeGe纳米条带的电镜图; (b)沿[011]晶带轴向取的电子衍射图; (c)和(d)高分辨晶格像,显示样品在靠近纳米条带边缘处保持有序的晶格结构,高分辨晶格像和电子衍射图证实条带样品为B20立方晶体结构^[31]

Fig. 5. (a) Bright-field TEM image of nanostructure; (b) [011]-oriented electron diffraction pattern; (c) and (d) are high-resolution lattice images corresponding to the marked areas in (a)^[31].

的螺旋磁周期($L_D = 70$ nm), 可以在单个纳米条带样品中考察一系列宽度下斯格明子的空间受限效应.

3.2 220 K等温变场原位电子全息实验

图6(a)是FeGe楔形纳米条带的电镜图, 白色方框内是电子全息实验分析区域. 图6(b)—(d)是不同外场下电子全息获得的面内磁感应分布图, 其等高轮廓彩图表示面内磁化强度分布的方向和大小. 值得注意的是, 磁衬度扩展到纳米条带非常边缘区域. 理论预言在样品边缘处存在扭结型(twist)的边缘态^[36,37]. 当楔形纳米条带在零外场下从室温冷却至220 K(图6(b))时, 该条带呈现复杂的以弧形和涡旋状为主的螺旋磁序. 当沿着垂直于纳米条带平面方向外加磁场, 纳米条带的螺旋磁结构随外场的增加而逐渐演化, 在148 mT下演变成斯格明子单链(图6(c)). 如图所示, 斯格明子随着纳米条带宽度的变化依次表现出压缩、正常及拉伸状态. 当进一步增加外磁场, 单个斯格明子会继续变小, 进而变为圆形. 例如, 在磁场~222 mT下, 斯格明子尺寸变小, 位置发生调整, 如图6(d)所示. 在纳米条带窄端的斯格明子开始消失, 而宽端处的斯格明子则形成“之”字形排列, 见图6(d)中虚线框. 值得注意的是, FeGe纳米条带的上下边出现磁性边缘扭结态(edge twist state), 其典型特征是在边缘处磁化方向几乎是沿着面内方向的, 如图6(c)

和图 6(d) 中白色短箭头所示. 根据理论分析, 样品边缘处的磁结构可看成是手性磁材料的表面态, 它可以保持样品边缘附近的磁序手性 [36]. 这种边缘磁结构在电流驱动纳米条带中的斯格明子起关键

的保护作用 [6,38]. 理论研究发现边缘磁结构的存在能进一步降低纳米体系中斯格明子的磁能量, 使得斯格明子磁结构能在更大的外磁场和温度范围内稳定存在.

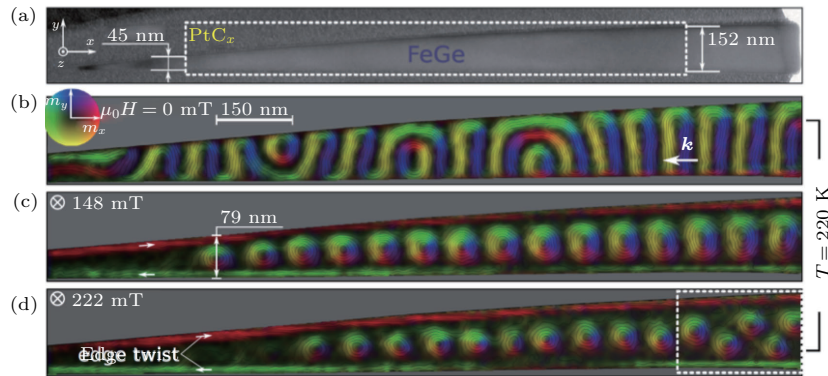


图 6 FeGe 纳米条带的内磁感应强度分布图 (a) FeGe 楔形纳米条带的电镜图, 白色虚线框区域为电子全息分析区域; (b)–(d) 温度 220 K 下电子全息实验获得的磁感应强度分布随外加磁场的演变, (b) 中的色轮表示内磁感应强度方向 (红=右, 黄=下, 绿=左, 蓝=上); (c), (d) 中的白色箭头表示纳米条带边缘的内面磁化方向; (d) 白色虚线框中为“之”字形斯格明子链; (b) 中的矢量 \mathbf{k} 代表螺旋磁结构的波矢量, 标尺对应 150 nm

Fig. 6. (a) Bright-field TEM image of a wedged FeGe nanostructure; (b)–(d) projected magnetic induction maps reconstructed from holography measurements at 220 K. Color wheel in (b) shows the directional representation (red = right, yellow = down, green = left, and blue = up); (c)–(d) spin twists at the specimen wedges marked by white arrows; (d) zigzag type skyrmion chain is marked in the white-dashed frame. In (b) the vectors \mathbf{k} represents helical pitches and the scale bar is 150 nm [31].

3.3 95 K 等温变场原位电子全息实验

椭圆斯格明子在更低的温度下仍然存在, 但是它们的形成过程与高温下的形成明显不同. 先前的

研究表明, 低温不利于斯格明子的形成, 并且纳米条带中螺旋磁序到斯格明子的转变依赖于初始螺旋磁结构 [13]. 通过零场冷却方式, 将样品温度降至 95 K 后, 发现纳米条带具有一个混合的螺旋磁态:

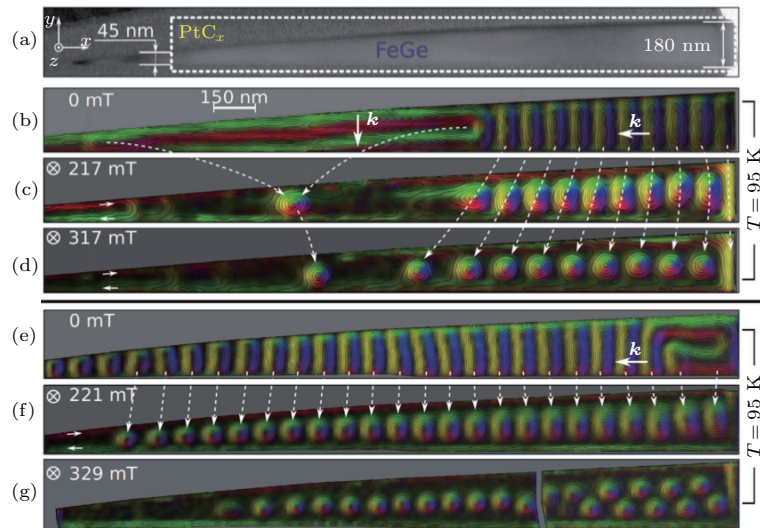


图 7 FeGe 纳米条带的磁感应强度分布图 (a) FeGe 楔形纳米条带的电镜图, 白色虚线框区域为电子全息分析区域; (b)–(g) 温度 95 K 下全息实验获得的随外加磁场演变的磁感应强度分布, 色轮表示内磁感应强度方向 (红=右, 黄=下, 绿=左, 蓝=上), (c), (d), (f) 中的白色箭头表示纳米条带边缘的内面磁化取向; (b) 中的矢量 \mathbf{k} 代表磁螺旋的周期波矢量, 标尺对应 150 nm [31]

Fig. 7. (a) Bright-field TEM image of a wedged FeGe nanostructure; (b)–(g) projected magnetic induction maps reconstructed from holography measurements at 95 K. Color wheel in (b) shows the directional representation (red = right, yellow = down, green = left, and blue = up); (c), (d), (f) spin twists at the specimen wedges marked by white arrows. In (b) the vectors \mathbf{k} represents helical pitches and the scale bar is 150 nm [31].

条带窄端的波矢垂直于条带, 而宽端的波矢则平行于纳米条带(图 7(b)). 当外加场 ~ 217 mT 时, 只有波矢平行条带的螺旋磁结构转变成单链斯格明子态. 螺旋磁向斯格明子的转变具有精确的一一对应关系, 即一个螺旋磁序转变成一个斯格明子, 如图 7(b)—(d) 和图 7(e)—(f) 白色虚线所示. 在更高的外磁场下, 斯格明子的数量保持不变, 但其大小及椭圆度都减小(图 7(d) 和图 7(g), 与温度为 220 K 时的类似. 此外, 我们发现在 220 K 下对样品进行先升场至样品磁饱和再降至零场的磁化过程, 然后在零场下将温度降至 95 K, 这个磁化过程可以控制初始的螺旋磁结构, 实现螺旋磁态波矢方向几乎都沿着纳米条带长轴方向, 见图 7(e). 此磁化过程调控了零场下螺旋磁结构后, 然后给其施加一个外磁场, 螺旋磁序到斯格明子转变也具有一一对应关系, 形成的斯格明子形态图也与图 7(b)—(d) 中的结果类似.

3.4 实验与理论相图

为了更好地理解以上的实验结果, 我们对纳米条带磁结构与条带宽度关系进行了微磁学数值模拟, 考察零温度下螺旋磁序向斯格明子转变的过程. 采用的微磁学模型和相关模拟参数可见文

献 [31], 这里给出主要的数值模拟结果. 基于实验结果(图 6 和图 7), 我们总结了 FeGe 纳米条带磁结构的宽度-磁场相图, 如图 8(a) 所示. 在较低磁场下出现畸变的螺旋磁态, 在大约 75 mT 的外加磁场下, 根据宽度 W_y 不同而转变成完全的边缘扭结态、单链斯格明子或者“之”字形的斯格明子链. 当 W_y 在 79—140 nm 之间时, 形成斯格明子单链; 当 $W_y < 79$ nm 时, 不会形成完整的斯格明子; 当 $W_y > 140$ nm 时, 根据外加磁场的大小不同, 形成单链斯格明子或者“之”字形斯格明子链, 且该链表现为斯格明子六角密排. 严格来讲, 通过直接能量极小化原理的数值模拟获得的磁结构与真实物理动态磁化过程存在差别, 只有与平衡态关联的最终磁结构可以和实验数据相比较. 在外加更高的磁场下, 斯格明子逐渐失去稳定性, 转变为圆锥螺磁态或者铁磁饱和态. 我们给出能稳定存在理想圆形斯格明子单链的纳米条带宽度约为 110 nm, 即条带宽度 $W_y = 1.6L_D$.

以上结果表明, 理论模拟磁相图与实验磁相图非常接近(图 8). 在理论模型中, 不同磁化状态的转变是通过比较它们之间的能量来确定的, 理论模拟考察了更宽的纳米条带的斯格明子形成过程. 实验和理论相图的微小差异源于实验中所观察到

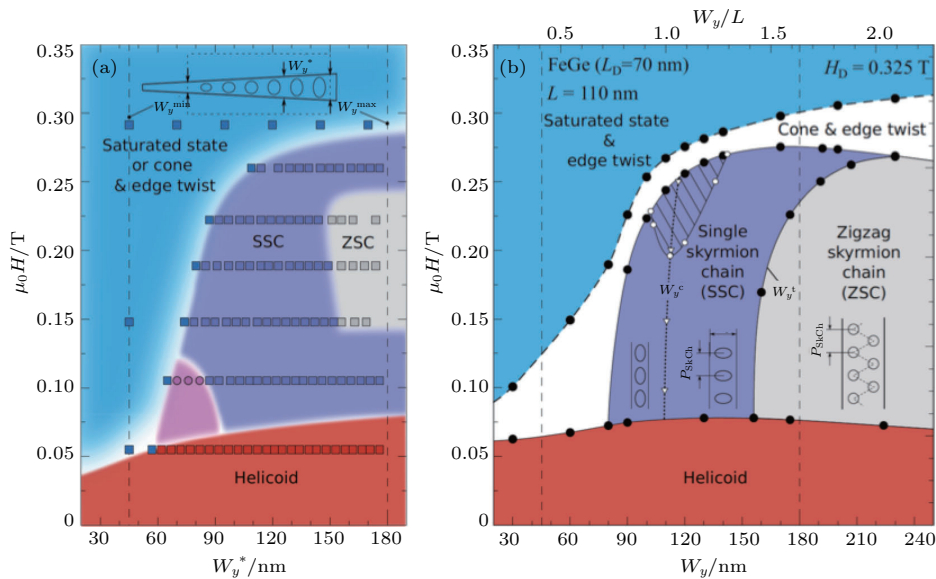


图 8 FeGe 纳米条带中随条带宽度和外加磁场变化的磁相图 (a) 温度 220 K 下的楔形纳米条带中的磁序态实验相图, 矩形框代表实验采样数据点, 橘色、紫色、灰色和蓝色的矩形框分别对应螺旋磁序(Helicoid)、单链(SSC)、“之”字形链(ZSC)以及饱和和铁磁态; (b) 微磁学模拟的以条带宽度和外加磁场为变量的磁相图, 实心圆圈代表计算采样点, 颜色标识与(a)中的一致; W_y^c 和 W_y^t 分别对应形成圆形斯格明子和单个斯格明子链“之”字形链的临界宽度, P_{SKL} 代表斯格明子晶格的周期 [31]

Fig. 8. (a) Experimental magnetic phase diagram with areas of orange, purple, gray and blue representing helical, single chain, zigzag and field-polarized ferromagnetic states; (b) micromagnetically simulated magnetic phase diagram with color definition as in (a) [31].

的系统存在微小的磁滞行为, 而磁滞可归因于不同的磁化状态之间的有限能垒. 在理论相图中, W_y^c 是理想圆形斯格明子的临界条带宽度. 在小于或大于 W_y^c 的情况, 斯格明子总是表现出纵向或横向的椭圆形变. 然而假定斯格明子的密度固定不变, 当磁场强度超过一定的数值时, 在一个很广的纳米条带宽度范围内, 斯格明子都表现为圆形(图 8(b) 中虚线区域). 但当磁场强度不在此范围内时斯格明子总是表现出椭圆形变. 在高磁场 > 300 mT 和有限温度下, 椭圆形变小到可以忽略.

3.5 小结

我们的实验结果和理论分析提供了分析其复杂非共线自旋系统量子受限的范例. 空间受限体系下, 斯格明子的形状高度易变性允许它们通过改变形状和大小来适应不同的纳米结构, 甚至当纳米结构的尺寸小于薄膜中平衡态斯格明子的大小时也可以实现. 对于纳米条带宽度 $W_y < W_y^c$ 时, 甚至在温度接近 $T \sim 0.8T_C$ 时斯格明子仍然可以稳定存在. 由于电流和斯格明子的高效耦合是依赖于斯格明子的拓扑性质而不依赖于斯格明子的形态, 我们认为椭圆形斯格明子可以像圆形斯格明子一样被电流高效驱动. 并且, 相比于薄膜中圆形斯格明子表现出来的所谓的旋进模式和呼吸模式^[39], 我们预测在宽度小于两倍螺旋磁态周期的纳米条带中 ($W_y < 2L_D$), 其中的椭圆形变的斯格明子将在交变磁场下呈现出独特的震荡和拉伸磁激发模式. 实验观察所揭示的另一个重要问题是直接观察到斯格明子几乎和它们的初始状态无关的成核机制, 其典型特征是斯格明子的数目和其母相螺旋节数目相等. 对于宽度在 $L_D < W_y < 2L_D$ 之间的条带, 只要改变磁场就能实现对斯格明子个数的可控. 该手段对于斯格明子成核提供了一种简单且有效的方法, 适合于在自旋电子学器件中应用.

4 斯格明子磁序缺陷态与材料晶体缺陷的关联

晶态材料普遍存在不同类型的缺陷态, 如晶界、孪晶、杂质等. 在具有手性原子排列的螺旋磁体中, 晶格缺陷态的电子结构以及磁参数不同于完整晶体的磁参数, 缺陷可能破坏螺旋磁序或者成为斯格明子磁结构的钉扎中心, 因此晶体微结构缺陷

态必然会影响其手性磁结构. 磁晶体材料缺陷态的斯格明子磁结构是斯格明子物理重要的研究内容之一.

4.1 原子排列手性与磁序手性关联

晶体学手性描述的是当晶体结构中的原子分布不能通过任何镜像、旋转或平移等对称操作而重合, 则表明该晶体属于无中心也无反演对称的空间群. 非中心对称的 B20 晶体结构(空间群 $P2_13$) 属于该类不包括反演、旋转反演或者是镜面等对称操作, 既无中心也无反演对称的空间群. 立方结构 B20 的 FeGe 具有 DM 相互作用, 其磁序手性 Γ_M 是由晶体学结构手性 Γ_C 决定的, 即 $\Gamma_M = \alpha\Gamma_C$. α 是 DM 相互作用的符号. 图 1(b) 表明了晶体学原子排列手性与磁序手性的相互关系. 当考虑晶界处的磁序手性, 图 1(c) 则表示晶界两侧相反的原子排列手性. 从微磁学模拟可知, 晶界处原子排列手性将会影响到其磁序手性. 对于晶界两边晶格具有相反的结构手性, 则会在晶界处形成具有一定宽度的界面磁化条带. 这个界面磁化状态既可保持在晶界两侧的磁序手性又满足其最小静磁能的要求. 与之相反, 对于晶界两侧具有一致的结构手性, 则晶界两侧产生的斯格明子将会紧密排列, 形成斯格明子磁晶格, 不会在晶界处产生界面磁化条带.

4.2 晶界处手性磁序

布洛赫型斯格明子磁序结构可以由洛伦兹电镜的菲涅耳(离焦)图像记录. 单个斯格明子的内部磁场使得入射电子束发生偏转, 在每个斯格明子的中心位置形成或明或暗的圆点状衬度, 取决于离焦符号及磁手性排列方向. 图 9 是外磁场 100 mT, 温度 220 K 条件下两个样品的洛伦兹电镜图. 圆点状衬度对应着单个斯格明子磁结构, 图中白线箭头标注为晶界位置. 如图 9(a) 所示, 晶界两侧是相反的斯格明子衬度, 表明晶界两侧具有相反的磁手性序, 亦即具有相反手性的原子排列. 作为对比, 图 9(b) 中晶界两侧的斯格明子衬度保持不变, 因为晶界两侧的磁序手性是一致的. 值得注意的是, 在图 9(a) 中晶界处, 存在一个宽度约为螺旋磁周期大小 $L_D = 70$ nm 的条带状磁衬度. 但这条带状磁衬度在图 9(b) 中并没有出现. 无论是晶界两侧磁手性是相反的还是相同的, 其两侧的斯格明子都是以六方密排晶格的方式出现, 没有斯格明子跨在

晶界上. 由于斯格明子是从螺旋磁序转变而来, 这种外磁场下磁结构演变行为与界面的晶体结构紧密相关.

虽然洛伦兹电镜通过菲涅耳离焦方法可以直接给出大面积薄样品的磁衬度像, 但是这个方法很难定量分析局域磁结构. 与洛伦兹离焦技术不同, 离轴电子全息技术允许直接记录穿过样品的电子

波函数的相位改变. 获得的相位信息可用来定量分析样品的磁场强度分布. 利用电子全息相位图定量分析样品磁结构时, 需要分离与磁场相关的衬度和与电场相关的衬度. 文献[16]中记录了几种分离电和磁相位衬度的方法. 图10(b)和图10(e)是颜色和相位等高轮廓线图表示实验获得的磁相位衬度. 颜色的色度 (hue) 和亮度 (brightness) 分别表示面

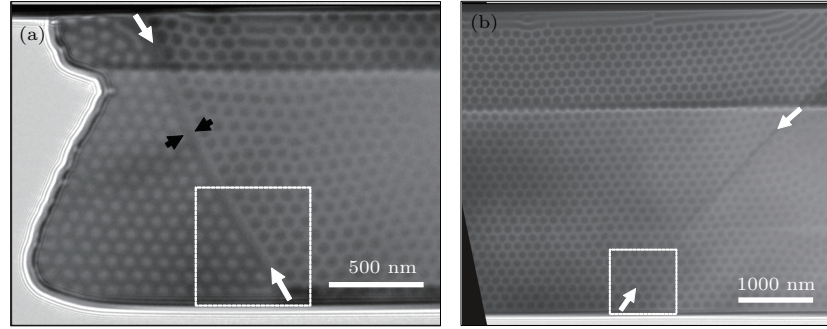


图9 FeGe 薄片样品的洛伦兹电镜图 (a) 晶界处两侧具有相反手性的原子排列, 其斯格明子也呈现相反手性磁序; (b) 晶界处两侧的原子排列手性不变, 其斯格明子也呈现相同的磁序手性^[33]; 白色箭头标示为晶界位置, 黑色箭头之间为界面条状磁衬度
Fig. 9. (a) Lorentz images of grains with reversed crystallographic and spin chiralities; (b) Lorentz images of grains with identical crystallographic and spin chiralities^[33]. White arrows mark the positions for grain boundaries, and black arrows denote the stripe-like magnetic contrasts at the interfaces.

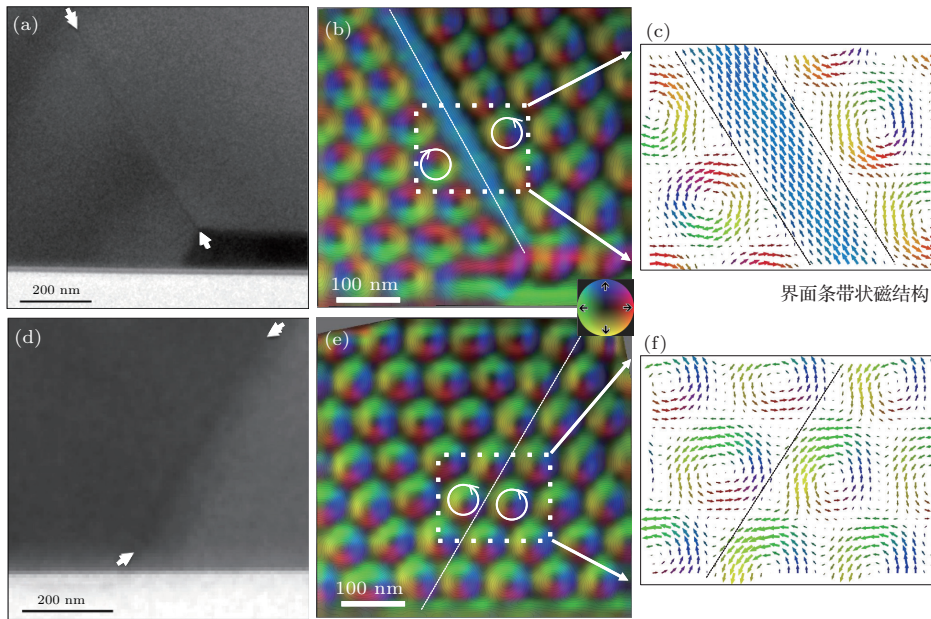


图10 FeGe 纳米薄片包含晶界的磁感应强度分布图^[33] (a), (d) 分别是 FeGe 纳米结构的形貌电镜图. 箭头对指示为晶界位置; (b) 晶界处两侧晶体具有相反的原子手性排列, 其斯格明子也呈现相反手性磁序; (c) 箭头表示重构的面内磁化强度分布; (e) 晶界处两侧晶体的原子排列手性不变, 其斯格明子也呈现相同的手性磁序; (f) 箭头表示重构的面内磁化强度; (b), (e) 中的色轮表示面内磁感应强度的方向和大小, 白色虚线标示为晶界位置

Fig. 10. (a), (d) are the respective TEM images for two FeGe lamella; (b) color wheel rendering of magnetic induction map, showing reversed skyrmionic contrasts that is due to reversal of the crystallographic and spin chiralities across grain boundaries; (c) arrow plot represents the reconstructed projected in-plane magnetization distributions; (e) color wheel rendering of magnetic induction map, showing skyrmionic contrasts that correspond to the identical crystallographic and spin chiralities across grain boundaries; (f) arrow plot represents the reconstructed in-plane magnetization distributions. The color wheel in (b), (e) represents the direction and magnitude of in-plane magnetic induction field. Dashed white lines mark the grain boundaries^[33].

内感应磁场方向和强度分布, 虚线标示晶界位置. 磁感应强度分布图清楚地表明了晶界处两侧斯格明子磁序手性的变化. 值得注意的是, 沿着晶界出现一个清晰的、宽度大约为 65 nm 的界面磁化条带, 其宽度与块体 FeGe 的螺旋磁序周期 $L_D = 70$ nm 接近. 为了从磁相位中重构出样品的磁结构, 我们使用了基于模型迭代算法的磁化强度重构技术. 其工作原理和具体操作细节则可以参考文献 [30]. 图 10 (c) 和图 10 (f) 是重构的面内磁化强度分布图, 其中箭头表示投影到面内的磁化强度的方向和大小. 虽然洛伦兹电镜图像观察到了手性相反的晶界处的界面磁条带衬度, 但无法给出其准确的磁结构. 我们利用电子全息技术以及磁结构重构技术, 精确地给出了局域的磁结构. 结果表明, 在具有 DM 相互作用的磁手性晶体中, 界面处的磁结构不仅受界面处强的短程磁交换作用影响, 还受到较弱的非对称磁 DM 项交换作用的影响, 从而在形成界面处两侧斯格明子磁晶格时, 形成保持晶界两侧晶体的磁序手性 [33,36] 的界面条带状磁结构.

当晶界处两侧晶体的结构手性一致时, 如图 10 (e) 所示, 晶界两侧的斯格明子表现为相同的磁序手性, 而且两侧的斯格明子紧密堆积, 晶界处不存在条带状的界面磁结构. 斯格明子分布于两侧晶体的内部, 不跨在晶界处, 这表明虽然晶界处的短程磁交换 J_{ex} 作用不同于两侧晶体内部的 J_{ex} , 但由于 DM 相互作用的远弱于磁交换作用 J_{ex} , 斯格明子磁结构可形成于相邻晶体内部, 但不出现在晶界上.

4.3 完整晶体中的磁序拓扑缺陷态

进一步考察完整晶体中斯格明子磁序晶格缺陷态的形成及其特性. 图 11 (a) 是 FeGe 纳米条带完整晶体的电镜图. 图 11 (b) 和图 11 (e) 是纳米条带的洛伦兹菲涅耳磁衬度电镜图. 将样品置于 100 mT 外磁场下, 室温冷却样品, 并通过电流加热样品杆来调节样品冷却速度. 图 11 (b) 对应于冷却速率为 $10 \text{ K}\cdot\text{min}^{-1}$ (无电流加热), 而图 11 (e) 对应于冷却速率为 $1 \text{ K}\cdot\text{min}^{-1}$. 图 11 (b) 显示为斯格明子磁序晶格包含一个类似位错型的斯格明子磁晶格缺陷态, 而图 11 (e) 是高度有序的斯格明子磁晶格. 有趣的是, 在位错核附近的斯格明子 (图 11 (b) 中虚线环) 分布十分不规则. 这种不规则形态与斯格明子磁序拓扑形貌易变性紧密相关. 斯格明子

缺陷态的形成不仅展示了具有粒子属性的斯格明子能形成类似原子晶体的缺陷态, 也显示了斯格明子可连续变化而不改变其拓扑状态的非平庸拓扑特性.

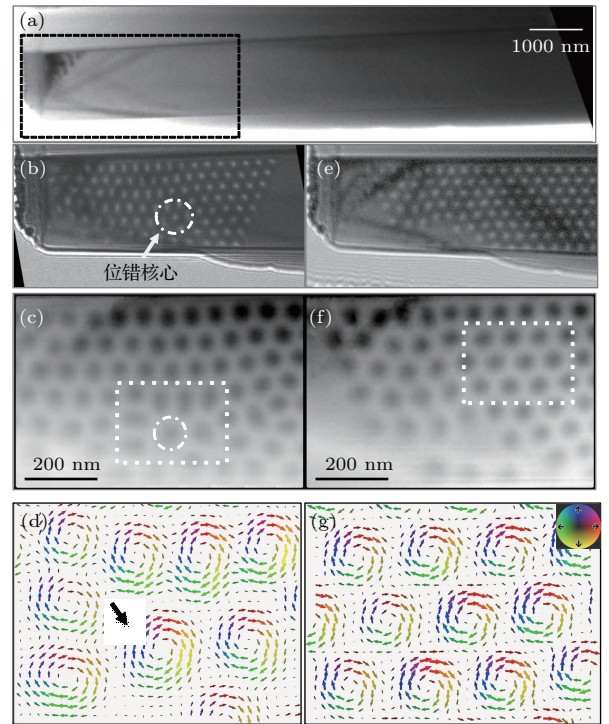


图 11 (a) 完整晶体 FeGe 纳米条带的电镜图; (b), (c), (d) 分别为斯格明子位错型磁序晶格缺陷的 ZTEM 图, 电子全息磁相位图以及重构的面内磁化强度分布; (e), (f), (g) 是高度有序斯格明子磁序晶格 [31]

Fig. 11. (a) Bright-field TEM image of a single FeGe crystal; (b), (c), (d) are the respective Lorentz image, holographically obtained magnetic phase image and reconstructed in-plane magnetization distribution for a skyrmion lattice contains a dislocation-type magnetic defects. Similar description is applied to (e), (f), (g) for a highly ordered skyrmion lattice [31].

利用电子全息技术研究完整晶体中的斯格明子磁晶格位错型缺陷态. 在温度 100 K 和 100 mT 的外磁场下, 全息相位图 (图 11 (c)) 记录了 FeGe 纳米条带中斯格明子磁晶格包含一个位错型拓扑缺陷. 图 11 (f) 记录的全息相位图显示该 FeGe 纳米条带中存在高度有序的斯格明子磁晶格. 利用前面提到的磁结构重构算法, 进一步获得纳米条带的面内磁化强度. 图 11 (d) 和图 11 (g) 分别是在图 11 (c) 和图 11 (f) 中所标志区域的面内磁化强度分布. 图 11 (d) 给出了位错核心区域的椭圆畸变斯格明子磁结构, 揭示了位错核心的斯格明子直径约为正常斯格明子直径 (~ 80 nm) 的 1.3 倍, 但位错附近区域的斯格明子尺寸比正常斯格明子小. 作

为对比, 图 11 (g) 中斯格明子磁晶格则为排列有序、大小一致的圆形。

4.4 小结

我们使用原位洛伦兹电镜和离轴电子全息术系统地研究了斯格明子拓扑磁序缺陷与材料晶体学缺陷之间的关联。对于晶界处两侧原子排列手性相反的情况, 我们观察到斯格明子磁序手性也是相反的, 而且在晶界处存在界面条带磁结构。若晶界处两侧晶体的原子排列手性一致, 则其斯格明子磁序也保持手性一致, 不存在界面条带磁结构。另外, 在完整晶体中, 具有粒子属性的斯格明子拓扑磁序也可以形成诸如界面和位错型的磁晶格缺陷态, 并且斯格明子的形状和大小可以改变, 体现了拓扑可变性。这些实验结果对深入理解斯格明子磁序的拓扑缺陷性质以及开发斯格明子磁基元的器件都具有十分重要的意义。晶体材料的缺陷态不仅影响了拓扑磁序结构, 还将对斯格明子磁晶格的运输性质和自旋波激发等方面具有重要的影响。

5 总结与展望

运用目前最先进的电子全息术对磁性样品的纳米结构进行了磁精细结构的表征, 分析了空间受限下斯格明子的形成与拓扑稳定性, 研究了材料晶态缺陷对手性斯格明子的影响。近期, 斯格明子复杂磁结构的电镜研究进一步促进了多种电镜磁成像技术的发展, 同时也加深了人们对斯格明子等复杂磁结构的认识, 为磁性能调控和器件制备打下了坚实的实验基础。从方法论的角度来讲, 基于透射电子显微镜的电子全息技术具有很高的空间分辨率和磁结构定量分析的能力, 已广泛应用于纳米尺度复杂磁结构分析, 不仅补充了诸如小角中子散射、输运测试等缺乏空间分辨的磁表征手段, 而且在研究其他二维或三维纳米自旋体系磁性结构中也有广阔的应用前景。当然, 目前基于电子显微镜技术的磁结构研究还远非完美, 如由于实验手段的限制, 还不能直接快速地观测磁动态变化过程, 三维磁结构的电镜分析有待进一步提高, 这都是具有挑战性和重要性的课题。这里我们提出几个值得探索的问题: 纳米尺度分辨的三维磁结构重构; 斯格明子磁序对外部激励下动态响应的原位条件直接观测; 高时空分辨的斯格明子磁结构的动态过程,

以及电子能量损失谱学对磁结构和磁参数的高分辨定量分析。相信随着技术手段的不断进步, 以及斯格明子物理研究的不断深入, 人们对斯格明子乃至非共线复杂磁性的了解必然更加深入全面, 而基于透射电子显微镜高时空分辨的精细磁结构实验分析作为其中关键的一环, 也将是未来研究中的重要方向之一。

感谢中国科学院强磁场科学中心田明亮研究员、杜海峰研究员、金驰名博士提供磁纳米结构样品以及课题讨论; 感谢德国于利希研究中心 Rafal Dunin-Borkowski 教授、Andras Kovacs 博士、Jan Caron 博士在电镜全息方面的帮助, 以及 Nikolai Kiselev 博士在磁理论模拟方面的帮助。

参考文献

- [1] Dzyaloshinskii I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [2] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899
- [3] Muhlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915
- [4] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Boni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
- [5] Jonietz F, Muhlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Münzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Boni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648
- [6] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463
- [7] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152
- [8] Bogdanov A N, Yablonskii D A 1989 *Sov. Phys. JETP* **68** 101
- [9] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H., Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [10] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
- [11] Butenko A B, Leonov A A, Roessler U K, Bogdanov A N 2010 *Phys. Rev. B* **82** 52403
- [12] Du H, Ning W, Tian M, Zhang Y 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401
- [13] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C. Q., Chen X H, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
- [14] Nagao M, So Y G, Yoshida H, Nagai T, Edagawa K, Saito T, Hara T, Yamazaki A, Kimoto K 2015 *Appl. Phys. Express* **8** 033001
- [15] Lichte H, Lehmann M 2008 *Rep. Prog. Phys.* **71** 16102
- [16] Dunin-Borkowski R E, Kasama K, Beleggia M, Pozzi G 2012 WILEY-VCH GmbH & Co. KGaA
- [17] Teague M 1983 *J. Opt. Soc. Am.* **73** 1434
- [18] Paganin D, Nugent K A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2586
- [19] Volkov V V, Zhu Y 2004 *Ultramicroscopy* **98** 271
- [20] Cui J, Yao Y, Shen X, Wang Y G, Yu R C 2018 *J. Magn. Mater.* **454** 304

- [21] Yu X Z, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *PNAS* **109** 8856
- [22] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198
- [23] Wang W H, Zhang Y, Xu G Z, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z P, Zhang X, Li X, 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
- [24] Chapman J N, Batson P E, Waddell E M, Ferrier R P 1978 *Ultramicroscopy* **3** 203
- [25] McVitie S, McGrouther D, McFadzean S, MacLaren D A, OShea K J, Benitez M J 2015 *Ultramicroscopy* **152** 57
- [26] McGrouther D, Lamb R J, Krajnak M, McFadzean S, Mcvitie S, Stamps R L, Leonov A O 2016 *New J. Phys.* **18** 095004
- [27] Matsumoto T, So Y G, Kohno Y, Sawada H, Ikuhara Y, Shibata N 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501280
- [28] 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 *Nat. Nanotech.* **9** 337
- [29] Shibata K, Kovács A, Kiselev N S, Kanazawa N, Dunin-Borkowski R E, Tokura Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 087202
- [30] Kovács A, Caron J, Savchenko A S, Kiselev N S, Shibata K, Li Z A, Kanazawa N, Tokura Y, Blügel S, Dunin-Borkowski R E 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 192410
- [31] Jin C, Li Z A, Kovács A, Caron J, Zheng F, Rybakov F N, Kiselev N S, Du H, Blügel S, Tian M, Zhang Y, Farle M, Dunin-Borkowski R E 2017 *Nat. Commun.* **8** 15569
- [32] Zheng F, Li H, Wang S, Song D, Jin C, Wei W, Kovacs A, Zang J, Tian M, Du H, Dunin-Borkowski R E 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 197205
- [33] Li Z A, Zheng F, Tavabi A H, Caron J, Jin C, Du H, Kovács A, Tian M, Farle M, Dunin-Borkowski R E 2017 *Nano Lett.* **17** 1395
- [34] Song D, Li Z A, Caron J, Kovács A, Tian H, Jin C, Du H, Tian M, Li J, Zhu J, Dunin-Borkowski R E 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 167204
- [35] Zheng F, Rybakov F N, Borisov A B, Song D, Wang S, Li Z A, Du H, Kiselev N S, Caron J, Kovacs A, Tian M, Zhang Y, Blügel S, Dunin-Borkowski R E 2018 *Nat. Nanotech.* **13** 451
- [36] Rohart S, Thiaville A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184422
- [37] Rybakov F N, Borisov A B, Bogdanov A N 2013 *Phys. Rev. B* **87** 094424
- [38] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech. B* **8** 839
- [39] Schwarze T, Waizner J, Garst M, Bauer A, Stasinopoulos I, Berger H, Pfeleiderer C, Grundler D 2015 *Nat. Mater.* **14** 478

In situ electron holography of magnetic skyrmions in nanostructures*

Li Zi-An^{1)†} Chai Ke¹⁾²⁾ Zhang Ming¹⁾³⁾ Zhu Chun-Hui¹⁾
Tian Huan-Fang¹⁾ Yang Huai-Xin¹⁾³⁾

1) (Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

3) (School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China)

(Received 12 March 2018; revised manuscript received 26 May 2018)

Abstract

Understanding the correlations between magnetic skyrmions and the microstructural characteristics of the crystals that host skyrmions is a key issue for fundamental research and practical applications of novel type of magnetic materials. Magnetic skyrmion has received great attention due to its non-trivial topological properties and stability. Here we focus on two important points: 1) dimensional confinement effects on magnetic skyrmions in magnetic nanostructures, specifically, the magnetic evolution, its related topological properties and energetic stability in confined nanostructured geometries; 2) effects of crystallographic defects on magnetic skyrmions, such as the pinning effect of magnetic skyrmion by crystal defects, and the effect of crystallographic-magnetic chirality reversal at crystal grain boundaries. For the study of dimensional effects on skyrmions in confined nanoscale geometries, we use state-of-the-art electron holography to directly image the morphology and nucleation of magnetic skyrmions in a wedge-shaped FeGe nanostripe that has a width in a range of 45–150 nm. Our experimental results reveal that geometrically-confined skyrmions are able to adopt a wide range of sizes and ellipticity in a nanostripe, which are not existent in thin films nor bulk materials and can be created from a helical magnetic state with a distorted edge twist in a simple and efficient manner. We further perform micromagnetic simulations to confirm our experimental results. The flexibility and ease of formation of geometrically confined magnetic skyrmions may help to optimize the design of skyrmion-based memory devices. For studying the effects of crystallographic defects on magnetic skyrmions, we use *in situ* Lorentz microscopy and off-axis electron holography to investigate the formation and characteristics of skyrmion lattice defects and their relationship to the underlying crystallographic structure of a B20 FeGe thin film. The measurements of spin configurations at grain boundaries reveal the crystallographic and magnetic chirality across adjacent grains, resulting in the formation of interface spin stripes at the grain boundaries. In the absence of material defects, our results show that skyrmion lattices possess dislocations and domain boundaries, in analogy to atomic crystals. Moreover, the distorted skyrmions can flexibly change their size and shape to accommodate local geometry, especially at sites of dislocations in the skyrmion lattice. These findings offer an insight into the elasticity of topologically protected skyrmions and their correlation with underlying material defects. Our electron holography results provide a quantitative determination of the fine skyrmionic spin textures in magnetic nanostructures. The resolved spin textures will be correlated with the material microstructures to provide important information about the relationship between the magnetic functions and the material microstructures. Our experiments also highlight the applicability of state-of-the-art electron holography for the study of complex spin textures in nanostructures.

Keywords: magnetic skyrmion, magnetic nanostructures, lorentz microscopy, electron holography

PACS: 12.39.Dc, 64.60.an, 75.60.Lr, 03.75.Lm

DOI: 10.7498/aps.67.20180426

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11774403) and the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2017YFA0303000, 2017YFA0302904).

† Corresponding author. E-mail: zali79@iphy.ac.cn