物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

磁性斯格明子的研究现状和展望

刘艺舟　臧佳栋

Overview and outlook of magnetic skyrmions

Liu Yi-Zhou　Zang Jiadong

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 131201 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20180619
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180619
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

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

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

过渡金属掺杂的扶手椅型氮化硼纳米带的磁电子学特性及力-磁耦合效应
Magneto-electronic properties and mechano-magnetic coupling effects in transition metal-doped armchair boron nitride nanoribbons
物理学报.2017, 66(23): 238501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.238501

石墨烯沟道全自旋逻辑器件开关特性
Switching characteristics of all-spin logic devices based on graphene interconnects
物理学报.2017, 66(20): 208501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.208501

专题: 磁斯格明子

编者按 以操控电子电荷自由度为基础的微纳电子学已经从根本意义上改变了人们的生活, 其成功依赖于人们对电子电荷自由度的充分利用. 电子除了电荷属性还有自旋属性, 二者类比促使人们思考利用电子自旋属性丰富器件的功能, 从而形成了以巨磁电阻效应为典型代表的磁电子学, 也称之为自旋电子学. 近几年, 人们又利用电子的非平庸几何位相, 使其产生新奇拓扑物性, 从而实现新型拓扑量子器件. 巨磁电阻效应以及拓扑相变和拓扑态的发现分别于2007年和2016年被授予了诺贝尔物理学奖. 这必将刺激人们进一步发展基于自旋和拓扑自由度的量子调控科学与技术。然而, 一般来说, 磁性材料研究主要集中于对电子自旋的调控. 对拓扑自由度的研究主要集中于凝聚态物理之中. 二者之间的协同工作一直没有一个很好的载体. 2009年, 德国科学家在一类称为螺旋磁体中发现了一种称之为磁斯格明子的涡旋状磁结构. 不同于传统的铁磁/反铁磁, 磁斯格明子涡旋状自旋的磁矩排列导致其具有非平庸拓扑特性, 从而赋予其独特的磁电耦合特性, 驱动磁斯格明子运动的电流密度比传统的磁畴小6个数量级. 同时, 磁斯格明子还具有局域的粒子特性, 其尺寸最小可达3 nm, 相比当前的磁畴存储技术, 采用磁斯格明子为基本存储单元的存储器件的存储密度将提高至少一至两个数量级.

这些优点使得利用斯格明子作为基本的逻辑或者存储单元构建自旋电子学器件已经成为当前自旋电子学领域研究的前沿和热点之一. 然而, 总体来看, 在推动器件的实用化上, 所面临的问题还依然很多. 比如到目前为止, 可供选择的磁斯格明子材料的种类较少, 在室温下能稳定磁斯格明子的材料更是稀少. 另外, 原型器件的问世还有许多关键的问题有待理论论证与实验展示. 对于和器件密切相关的纳米结构单元的物性了解也还不充分, 具有更高精度、更快响应速度的磁结构的探测关键技术问题还有待突破等等. 当前, 这一领域的研究正在快速地向实现斯格明子存储功能的方向发展, 国际竞争比较激烈. 日本、法国、美国、德国等都在加大投入进行相关器件的研究, 以期望在未来的应用方面占据一席之地. 相对来说, 国内涉足这一领域起步较晚, 但发展趋势良好. 鉴于该领域关键问题研究的挑战性与紧迫性, 物理学报特组织“磁斯格明子”专题, 邀请部分活跃在本领域前沿各方面的专家, 从材料、器件设计、力学性能研究、模拟、实验和理论诸方面, 以不同的视角综述介绍最新进展、问题、现状和展望. 希望本专题的文章能够为国内磁斯格明子及相关领域研究的学术交流做一些贡献, 进一步促进此研究领域的发展.

(客座编辑: 中国科学院合肥物质科学研究院强磁场科学中心 杜海峰)

磁性斯格明子的研究现状和展望*

刘艺舟[1)3)†] 臧佳栋[2)‡]

1) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2) (新罕布什尔大学物理系, 美国 03824)

3) (加利福尼亚大学河滨分校电气及计算机工程系, 美国 92521)

(2018年4月8日收到; 2018年5月15日收到修改稿)

磁性斯格明子是具有拓扑保护性质的纳米尺度涡旋磁结构. 斯格明子主要存在于非中心对称的手性磁性材料以及界面镜面对称性破缺的磁性薄膜材料中. 因具有实空间的非平庸拓扑性, 磁性斯格明子展现出丰富新奇的物理学特性, 例如拓扑霍尔效应, 新兴电磁动力学等, 为研究拓扑自旋电子学提供了新的平台. 另一方面, 由于其具有尺寸小, 高稳定性和易操控的特性, 磁性斯格明子在未来高密度, 低能耗, 非易失性计算和存储器件中也具有潜在应用. 现阶段的研究已经初步发现一系列磁斯格明子材料, 并证明能够通过电流操控室温下稳定的磁性斯格明子, 但是室温下单个斯格明子的精确产生、湮灭以及探测在实验上仍具有挑战性. 本文阐述了磁性斯格明子的基础理论以及动力学研究现状, 并对现有的斯格明子材料和斯格明子的产生, 湮灭以及探测方法进行了总结, 最后还对未来磁性斯格明子的物理理论研究以及应用发展中的挑战和机遇进行了讨论.

关键词: 磁斯格明子, 手性磁体, 磁性薄膜, 拓扑物理

PACS: 12.39.Dc, 85.75.–d, 75.70.–i, 02.40.Pc **DOI:** 10.7498/aps.67.20180619

* 美国能源部科学办公室 (批准号: DE-SC0016424) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yliu062@ucr.edu

‡ 通信作者. E-mail: jiadong.zang@unh.edu

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

1 引 言

长久以来, 几何语言精确地刻画着我们的物理世界. 从力的向量表示到引力场的曲率描述, 几何获得了巨大的成功. 但是近些年在凝聚态物理的发展中, 拓扑逐渐受到关注. 眼花缭乱的拓扑现象在各类材料中显现, 诸如贝里相位、量子霍尔效应、拓扑绝缘体、反常霍尔效应[1−5], 以及本文介绍的磁斯格明子[6−8], 都是由拓扑保护的. 拓扑不仅深化了我们对基础物理的理解, 也驱动了技术的革新. 磁斯格明子的拓扑稳定性就在驱动着下一代的非易失性存储器件的发展[9].

在几何的语言中, 线段是有长度的, 物体是有形状的, 所以形状、长度不同的物体是完全不同的. 而在拓扑的语言中, 只要两个物体或物态能够通过连续变形相互转化, 就认为它们是等价的. 一个典型的例子就是一个马克杯和一个甜甜圈是拓扑等价的, 虽然两者完全不同, 但是它们都有且仅有一个孔洞, 一个马克杯因此可以连续形变为一个甜甜圈. 而一个球体由于没有孔洞, 所以与上述两者是拓扑不等价的.

磁性系统给出了一个实现不同拓扑构型的平台. 根据系统维度和自旋取向空间的不同, 磁性体系呈现出了磁畴壁、磁涡旋、磁单极子[10−12]以及磁斯格明子等不同的拓扑构型, 从数学上这些构型全都能够用同伦群来描述[13,14]. 其中磁斯格明子是一种新型的二维拓扑构型. 如图1所示, 每一个斯格明子的中心自旋和周围自旋指向面外并成反平行, 其余的自旋则在面内打转. 空间的任何指向都有自旋与之平行, 正是由于这个原因, 斯格明子态不能连续变形到铁磁态. 如果把铁磁态认为是拓扑平庸态的话, 斯格明子就是一个非平庸的拓扑态. 由于自旋在空间反演下是不变的, 磁斯格明子很明显破坏了空间反演对称性, 只有在没有反演对称性的磁性材料中才能实现斯格明子的基态. 在这类材料里, 有一类反对称的自旋相互作用: Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用[15,16]. 正是它和铁磁海森伯相互作用诱导出了斯格明子基态.

基于DM相互作用的斯格明子模型在20世纪80年代就由Bogdanov和Yablonskii[7]提出, 但是实验的证明观测直到2009年由德国慕尼黑工业大学的Pfleiderer研究组[17]偶然地利用小角度中子散射 (small angle neutron scattering, SANS) 在MnSi单晶体中实现. 不久之后, 日本东京大学的十倉好紀研究组用洛伦兹透射电子显微镜 (LTEM) 在$Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$薄层中确切地在实空间看到了磁斯格明子的磁结构[18]. 在此以后将近十年的时间里, 磁斯格明子领域经历了长足的发展, 不仅实现了斯格明子的材料层出不穷, 体系各有千秋, 而且对斯格明子, 尤其是单个斯格明子的操作有了更系统的方法. 由于斯格明子的拓扑稳定性和在低电流下的易操作性, 磁斯格明子很有希望成为下一代非易失性存储器件的磁性单元, 关于其在具体内存和逻辑器件中的设计已有不少有意义的尝试[9,19−25].

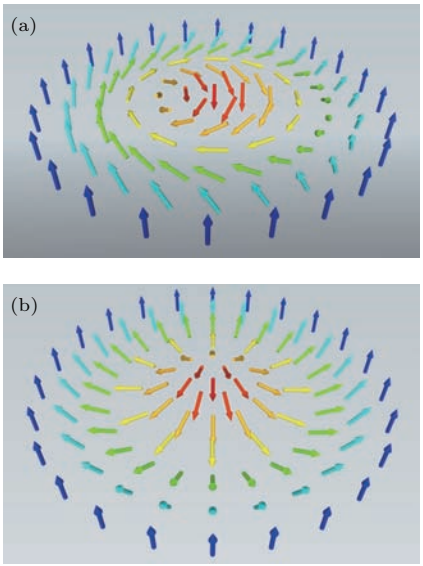


图1 布洛赫型 (a) 和奈尔型 (b) 斯格明子的自旋构型

Fig. 1. Spin texture of Bloch type (a) and Néel type (b) skyrmion.

本文我们系统地解释了磁斯格明子的成因及其特殊的拓扑性质; 总结了实现磁斯格明子的各种体系和材料, 并对操控单个斯格明子的方法进行了梳理; 最后对斯格明子未来的一些研究方向进行了展望.

2 斯格明子的拓扑性

在经典磁性体系中, 可以简单地把每一个自旋看成是一个长度固定的向量, 根据其各向异性能的不同, 向量指向的态空间$\mathbb{T}$也会有相应的变化. 在单轴 (easy axis) 各向异性材料中, 自旋只能与轴平行或是反平行两种状态, 即呈现出伊辛态, $\mathbb{T}=Z_2$. 在易面 (easy-plane) 各向异性中, 自旋可以取向平

面内的任意角度, 这时 $\mathbb{T}=S^1$, 其中 S^1 等同为二维中单位半径的圆环. 值得指出的是, 这里不同的磁各向异性既可以来源于材料中本身的晶格对称性, 也可以来源于纳米尺寸中的形状各向异性[26]. 在长条状磁体中, 沿着轴向的单轴各向异性起主导作用, 而在亚微米级的纳米盘或是相当数量的磁性薄膜中, 自旋更倾向于躺向面内呈平面态. 而在多数的磁性体材料中, 由于较弱的自旋轨道耦合作用, 磁各向异性作用不大, 自旋可以指向三维的各个方向, 这时的自旋态空间 T 就为 S^2, 即三维空间中的单位半径圆球面.

不同维度下的磁结构拓扑性就由同伦群 $\Pi: B\to\mathbb{T}$ 来描述, 其中 B 是底空间的流形. 一般地我们都把 d 维空间紧致化为 S^d, 那么同伦群 $\Pi_d(T): S^d\to\mathbb{T}$ 就精确地描述了 d 维空间上的拓扑自旋构型 (texture). 在一维的情况下, 特征的拓扑构型由图 2 表示. 运用周期性边界条件, 把一维的自旋链头尾相连, 形成圆环, 这时候 $B=S^1$. 而自旋采用易面自旋态, $\mathbb{T}=S^1$, 因此这个构型由 $\Pi_1((S^1): S^1\to S^1$ 所刻画, 而这个同伦群又同构于整数集 $\mathbb{Z}$. 也就是说圆环上的面内自旋态有无数多个各自拓扑不等价的非平庸构型, 这些构型的拓扑性都可以用整数 Q 来标记, 这个整数就是这个构型的拓扑数. 在这里 $Q=\phi/2\pi$, 其中 ϕ 是绕转圆环一周后自旋的转动角度. 举例而言, 图 2 (a) 中 $Q=1$, 这是因为沿着圆环顺时针转动一圈, 自旋转动了 2π, 而图 2 (b) 和图 2 (c) 中的 Q 分别为 0 和 -1. 这三种构型由于拓扑数的不同而拓扑不等价. 特别地, 如果把图 2 (a) 的态转化为 $Q=0$ 的铁磁态图 2 (c), 自北极点顺时针绕转, 自旋转动的角度不断加大, 如图 2 (d) 所示, 最后导致北极点右侧自旋转动 0°, 而其左侧自旋转动 2π, 因此这个变形不是连续的, 两个构型拓扑不等价.

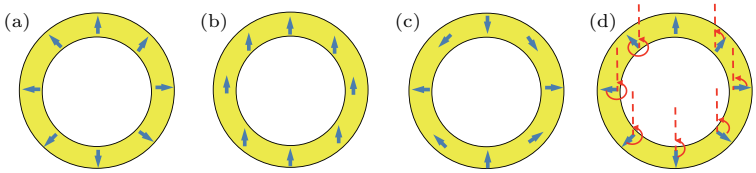


图 2 一维下自旋的不同拓扑构型 (a) $Q=1$; (b) $Q=0$; (c) $Q=-1$; (d) 从 $Q=1$ 向 $Q=0$ 拓扑态转变的示意图

Fig. 2. Spin textures with different topologies in 1D: (a) $Q=1$; (b) $Q=0$; (c) $Q=-1$; (d) schematic of the transformation from $Q=1$ to $Q=0$.

图 2 (a) 中径向张开的自旋构型可以推广到三维中二维球面的情况, 如图 3 (a) 所示, 其中 $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r})=\hat{r}$. 这时自旋为海森伯自旋, 构型的拓扑性由 $\Pi_2(S^2): S^2\to S^2$ 所刻画, 它对应的拓扑数 Q 描述了构型中所有自旋对二维球面的覆盖数. 对于图 3 (a), $Q=1$, 基于同样原因, 它和图 3 (b) 中的球面铁磁态拓扑不等价. 通过球极映射的办法, 我们可以把一个单位球面一一映射到二维平面上, 从而把图 3 (a) 中球面上的拓扑构型移植到二维平面中. 具体做法如图 3 (c) 所示, 把单位球面放置于平面原点之上, 连接球面北极点和平面内任意一点 $\boldsymbol{r}$ 的线段和球面相交于 $\boldsymbol{r}_0$ 点, 令 $\boldsymbol{r}$ 点的自旋为 $\hat{r}_0$, 最后在平面内形成了斯格明子的拓扑构型. 令球面半径为 R, 由此构造的斯格明子的表达式即为

$$\boldsymbol{S}_{\text{Néel}}(\boldsymbol{r})=\left(\frac{2Rx}{r^2+R^2},\frac{2Ry}{r^2+R^2},\frac{r^2-R^2}{r^2+R^2}\right),\quad(1)$$

在原点处 $\boldsymbol{r}=0$, $\boldsymbol{S}=-\hat{z}$; 而在无穷远处, $\boldsymbol{S}=\hat{z}$. 其中 $\boldsymbol{S}$ 的下标 Néel 表示这个斯格明子是奈尔构型的, 即沿着任意一个经过原点的直线, 自旋构型呈现出两重的奈尔磁畴构型. 如果我们把这个斯格明子态绕着 z 轴转动 90°, 即得到布洛赫态的斯格明子:

$$\boldsymbol{S}_{\text{Bloch}}(\boldsymbol{r})=\left(\frac{2Ry}{r^2+R^2},\frac{-2Rx}{r^2+R^2},\frac{r^2-R^2}{r^2+R^2}\right).\quad(2)$$

由于两种斯格明子态可以通过连续的转动互相转化, 它们是拓扑等价的. 根据拓扑数 (也常称作拓扑荷 (topological charge)) 的定义, 可以由下式计算[27]:

$$\begin{aligned}Q&=\frac{1}{4\pi}\int\sin\Theta\mathrm{d}\Theta\mathrm{d}\Phi\\&=\frac{1}{4\pi}\int\mathrm{d}^2r\boldsymbol{S}(\partial_x\boldsymbol{S}\times\partial_y\boldsymbol{S}),\end{aligned}\quad(3)$$

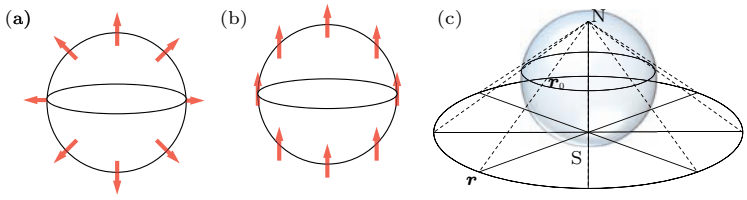


图 3 (a) $Q=1$ 的二维球面自旋; (b) $Q=0$ 的二维球面自旋; (c) 球极映射示意图

Fig. 3. (a) $Q=1$ spin texture on 2D sphere; (b) $Q=0$ spin texture on 2D sphere; (c) schematic of the stereographic projection method.

可以得到对于上述两种斯格明子态, $Q=1$. 事实上, 对于任意一个自旋构型, 拓扑荷可以表达为

$$Q=\frac{1}{4\pi}[\cos\Theta(r)]_{r=0}^{r=\infty}[\Phi(\varphi)]_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi}\equiv Pv, \tag{4}$$

其中 $P=[\cos\Theta(\infty)-\cos\Theta(0)]/2=[S_z(\infty)-S_z(0)]/2$ 称为构型的极化度 (polarity), 而 $v=[\Phi(2\pi)-\Phi(0)]/2\pi$ 定义为构型的涡度 (vorticity), 拓扑荷即为极化度和涡度的乘积. 对于上面的斯格明子态极化度和涡度都为1, 所以拓扑荷为1. 对于高涡度的构型我们就可以得到大整数的拓扑荷. 拓扑荷的整数取值就对应着同伦群 $\Pi_2(S^2):S^2\to S^2\approx Z$.

值得指出的是, 对于 d 维磁性系统, S^{d-1}, 即 d 维空间的 $d-1$ 维边界也有着重要的意义, 同伦群 $\Pi_{d-1}(T):S^{d-1}\to\mathbb{T}$ 描述了 d 维空间上的拓扑缺陷 (defect) 态. 在三维中, 同伦群 $\Pi_1(S^1):S^2\to S^2\approx Z$ 则描述了磁单极子 (monopole) 态, 而在二维的情况下, 同伦群 $\Pi_1(S^1):S^1\to S^1\approx Z$ 描述了 XY 模型中的涡旋态 (vortex). 一维的情况比较特殊, 它的边界只有独立的两个点, 因此当自旋是伊辛态时, 两端点的自旋是否相同就对应着一维自旋链中孤子 (soliton) 数目的奇偶性. 与这些缺陷态不同的是, 自旋构型是没有奇点的, 自旋、能量的分布处处连续. 所有这些丰富的拓扑构型和拓扑缺陷的形成和动力学构成了新兴的拓扑磁性物理的重要组成部分.

3 磁斯格明子与DM相互作用

(1) 式和 (2) 式中讨论的斯格明子尺寸是无限大的, 而我们关心的是有限大小的磁斯格明子, 即使在三维的情况下, 二维的斯格明子层层堆叠, 形成一个斯格明子管道 (tube), 它的尺寸在横向上也是有限的. 三维材料中一个稳定的有限磁构型的存在条件由 Derrick 的标度判据给出 [28,29]. 假设有一个有限尺寸的稳定自旋构型 $\boldsymbol{S}(r)$, 它在通常的海森伯即各类磁性各向异性相互作用下的能量为

$$E=\int \mathrm{d}^3r[(\nabla\boldsymbol{S})^2+f(\boldsymbol{S})]\equiv I_1+I_2,$$

其中 $I_1=\int \mathrm{d}^3r(\nabla\boldsymbol{S})^2$ 是海森伯相互作用能, 而 $I_2=\int \mathrm{d}^3rf(\boldsymbol{S})$ 是各类磁各向异性能. 从 $\boldsymbol{S}(r)$ 出发可以通过标度变换构建出一系列的构型 $\boldsymbol{S}(\lambda r)$, 而对应的能量则为 $E(\lambda)=I_1/\lambda+I_2/\lambda^3$, 其中 λ 是任意实数, 它控制着这个磁构型的尺寸大小. 构型的稳定性则要求 $\partial E/\partial\lambda|_{\lambda=1}=0$, 且 $\partial^2E/\partial\lambda^2|_{\lambda=1}>0$, 简单计算即可推出 $I_1<0$, 这显然是不对的, 因为它的被积函数非负. 这个判据于是断言在一个只有海森伯作用下的自旋体系不会存在有限大小的稳定拓扑构型. 在早期的斯格明子讨论中, 大家就知道一个纯海森伯相互作用就会有斯格明子的亚稳态构型, 它们的能量就是由拓扑荷的绝对值来决定的. 但是这些斯格明子只有在无限大时才是稳定的, 这也是实验上一直没有看到斯格明子的原因.

要实现有限尺寸的磁斯格明子, 就需要在自旋之间引入新的相互作用. 仔细考察可以发现, Derrick 判据所没有包括的最简单的相互作用就是自旋的一阶空间导数项, 如 $S_\mathrm{i}\partial_\mathrm{j}S_\mathrm{k}$ 等, 它们和海森伯相互作用一起, 就会引入新的长度尺度, 从而实现有限大小的磁斯格明子. 由于这种新的相互作用只含一个空间导数, 因此它们只存在于空间反演对称性破缺的磁性材料中, 而这种相互作用就是 DM 相互作用, 这种磁性材料就称为手性磁体 [8].

DM 相互作用是 Dzyaloshinskii 和 Moriya 分别由唯像模型和微观模型得到 [15,16], 如果两个磁性原子 A 和 B 连线的中点 C 不是反演中心, 如图 4 所示, 那么就存在如下的 DM 相互作用:

$$E_\mathrm{DM}=\boldsymbol{D}_\mathrm{AB}(\boldsymbol{S}_\mathrm{A}\times\boldsymbol{S}_\mathrm{B}). \tag{5}$$

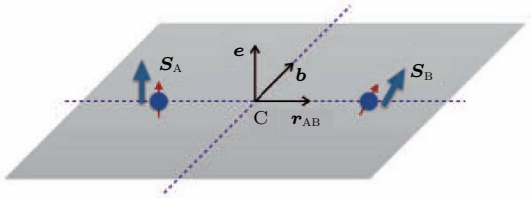


图 4 Moriya 定则示意图, 其中 $\boldsymbol{r}_{\rm AB}$ 为从 A 指向 B 的单位向量, 根据 AB 之间对称性的不同, $\boldsymbol{D}_{\rm AB}$ 的方向也会相应地变化

Fig. 4. Schematic of the Moriya rules, $\boldsymbol{r}_{\rm AB}$ is the unit vector points from A to B. Direction of $\boldsymbol{D}_{\rm AB}$ will depend on the symmetry between A and B.

关于 C 做反演, 两个自旋交换位置, 能量因为自旋间的叉乘而反号, 从而与反演对称破缺相一致. 这里 $\boldsymbol{D}_{\rm AB}$ 是一个实空间中的向量, 它的方向则由材料的空间对称性所决定, 即 Moriya 定则 [16]:

1) 如果 C 是反演中心, $D=0$;

2) 如果有一个镜面垂直 AB 且包含 C 点, 则 $\boldsymbol{D}$ 平行此镜面;

3) 如果有一个对称镜面包括两个自旋, 则 $\boldsymbol{D}$ 垂直镜面;

4) 如果有一个二度轴经过 C 点且垂直于 AB, 则 $\boldsymbol{D}$ 垂直于二度轴;

5) 如果 AB 连线是一个 n 度轴, 则 $\boldsymbol{D}$ 平行 AB.

这些规则都可以通过对称性推演得到, 比如说对于规则 2, 在镜面操作下, AB 两自旋对调位置, A 自旋垂直于镜面分量在此操作下不变, 因而此分量必然和 B 自旋中镜面下变号的分量相耦合来保证能量不变, 这个分量只能是平行于镜面, 从而 $\boldsymbol{D}_{\rm AB}$ 在镜面内. 别的规则也以此类推.

DM 相互作用的微观机制是材料中的自旋轨道耦合, 在很多情况下我们可以直接从自旋轨道耦合来直接理解 DM. 仍然考虑两个自旋 AB, 它们的自旋相互作用由从 A 到 B 的电子跳跃来完成, 这个图像既直接适用于 Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 相互作用中 [30−32], 也定性地成立于别的交换作用情况下 [33]. 为了使交换能量最低, 初态电子自旋和 A 自旋 $\boldsymbol{S}_{\rm A}$ 平行, 在跳跃过程中, 由于空间反演的破缺, 晶体内存在原子电场 $\boldsymbol{e}$ 作用在电子上. 于是在电子的随动坐标中, 电场 $\boldsymbol{e}$ 从 B 向 A 运动, 产生一个 $\boldsymbol{e}\times\hat{r}_{\rm AB}$ 方向上的磁场 $\boldsymbol{b}$, 电子自旋在 $\boldsymbol{b}$ 下做进动, 从而在到达 B 时得到了一个 $\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{S}_{\rm A}$ 方向上的分量. B 上的自旋 $\boldsymbol{S}_{\rm B}$ 于是有了额外的交换作用: $\boldsymbol{S}_{\rm B}\cdot(\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{S}_{\rm A})=\boldsymbol{b}\cdot(\boldsymbol{S}_{\rm A}\times\boldsymbol{S}_{\rm B})$. 这正是 DM 相互作用, $\boldsymbol{D}\|\boldsymbol{b}$. 有了这个简单的物理图像, 就不难理解为什么磁性薄膜之中也有 DM 相互作用, 这种情况下, 内建电场 $\boldsymbol{e}$ 垂直于薄膜, 所以 $\boldsymbol{D}$ 向量躺在面内并且与自旋连线垂直. 从这个分析中也可以看到, DM 是自旋轨道耦合的一阶微扰, 因此其相互作用能量较低, 通常比相应的海森伯相互作用低了 1—2 个数量级, 但是在很多情况下它并不可忽略, Moriya 就用这个新的自旋作用成功地解释了铜基超导体中铜氧面的弱铁磁性, 而手性磁体中的磁斯格明子就是由 DM 相互作用造成的.

仍然考虑两个自旋 A 和 B, 它们之间既有海森伯也有 DM 相互作用 $E=-J\boldsymbol{S}_{\rm A}\cdot\boldsymbol{S}_{\rm B}+\boldsymbol{D}_{\rm AB}\cdot(\boldsymbol{S}_{\rm A}\times\boldsymbol{S}_{\rm B})$. 其中铁磁海森伯相互作用希望两自旋平行, 而 DM 相互作用希望两个自旋互相垂直. 两者竞争的妥协结果就是两自旋互成一个大小约为 D/J 的小角度. 在一列自旋的情况下, 自旋转角不断累积, 最终形成了图 5 (a) 和图 5 (b) 所示的自旋螺旋态 (spin helix). 在 DM 相互作用 D 比较小的情况下, 螺旋的周期近似为 $\lambda=2Ja/D$, 其中 a 是晶格常数. 注意到螺旋态的总自旋为零, 所以在一定的磁场下它不再是体系的基态. 在三维块材的情况下, 有限磁场下体系的基态为锥形态 (conical), 如图 5 (c) 所示. 有趣的是, 在有限的温度和磁场下, 在居里温度附近就出现了一个之前被称为 A 相的斯格明子晶体相, 它的存在是由 Mühlbauer 等 [17] 由小角度中子散射在 MnSi 单晶中确定的. 在这个相区中, 磁斯格明子在垂直于磁场的平面内形成三角密堆积, 并沿着磁场做三维堆叠. 这个磁斯格明子晶体可以理解为三个互成 120° 的螺旋态和铁磁背景的线性叠加:

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r})=M\hat{z}+\sum_{i=1}^{3}[\boldsymbol{S}(q_{\rm i})\,{\rm e}^{{\rm i}\boldsymbol{q}_{\rm i}\cdot\boldsymbol{r}}+{\rm c.c.}], \tag{6}$$

其中 M 为 $\hat{z}$ 方向的磁矩, $\boldsymbol{q}$ 为动量空间中的向量. 正是由于铁磁背景的存在, 斯格明子晶体能够从外磁场的塞曼 (Zeeman) 能中降低能量, 相比之下, 螺旋态没有静磁矩, 它的塞曼能比斯格明子要来得高. 而另一方面, 斯格明子的能量虽然比锥形态能量较高, 但两者实际上非常相近. 在有限温度下, 由于热力学涨落, 在高斯修正下得到斯格明子晶体的自由能比锥形态来得更低, 这也是磁斯格明子在一系列手性磁体中的成因 [34,35]. 同样因为强热力学涨落的存在, 斯格明子晶体到顺磁态的相变从二阶变成了一阶 [36].

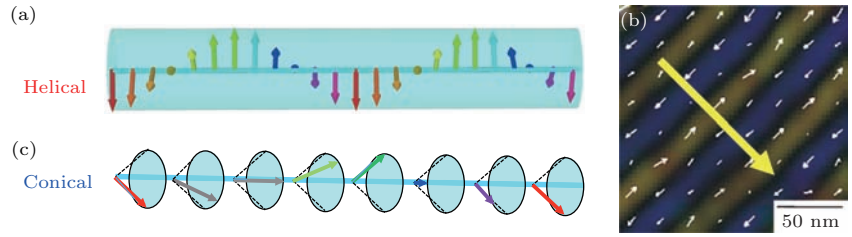


图 5 (a) 螺旋态自旋排列; (b) 螺旋态的实空间成像图[18]; (c) 锥形态自旋排列

Fig. 5. (a) Helical state; (b) real space image of the helical state[18]; (c) conical state.

在很多情况下, 特别是将来可能的应用中, 我们更关心磁斯格明子在二维薄膜中的形成情况. 特别地, 当薄膜厚度小于锥形态周期时, 锥形态被完全抑制, 斯格明子态向低温区扩大, 最终能够实现零温的斯格明子基态, 斯格明子 / 螺旋态和斯格明子 / 铁磁态之间的转变磁场 $B_{\rm c}$ 都在 $\mu_{\rm B}B_{\rm c}\sim D^2/J$ 的数量级上, 其中 $\mu_{\rm B}$ 是玻尔磁子[37].

4 新兴电动力学

考虑到多数斯格明子材料都有一定的导电性, 其中的电子输运以及电子和磁构型的相互作用一直是这个领域的研究热点之一. 磁斯格明子的非平庸拓扑性也同时诱导了这类材料电子输运中的丰富物理, 其中最突出的就是新兴 (emergent) 电动力学[38−42]. 由于电子自旋和局域磁矩之间较强的洪特耦合 (Hund's rule coupling), 电子的自旋总是与局域磁矩相平行, 也就是说电子自旋的空间从原本的二维希尔伯特空间 (Hilbert space) 约束到了一个局域的一维自空间. 和绝热近似下贝里相位 (Berry phase) 的物理一致, 这种对希尔伯特空间的约束就会诱导出一个等效的新兴规范场及其对应的新兴电磁场[43]. 具体而言, 导电电子的哈密顿量可以写为 $\hat{H}=(-{\rm i}\hbar\nabla)^2/2m-J_{\rm H}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{S}$, 其中 m 是电子的有效质量; 而 $J_{\rm H}$ 是洪特耦合的强度. 在大 $J_{\rm H}$ 的极限下, 电子自旋严格平行于于 $\boldsymbol{S}$, 其自旋态 $|s\rangle$ 满足 $\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{S}|s\rangle=|s\rangle$, 将哈密顿量通过投影算符 $\hat{P}=|s\rangle\langle s|$ 投影到这个空间中, 就可以得到描述导电电子的有效哈密顿量 $\hat{H}_{\rm eff}=\hat{P}\hat{H}\hat{P}=\dfrac{1}{2m}\Big(-{\rm i}\hbar\nabla-\dfrac{e\boldsymbol{a}}{c}\Big)^2-J_{\rm H}$, 这里的 $\boldsymbol{a}$ 就是新兴 $U(1)$ 规范场, $\boldsymbol{a}=\Big(\dfrac{{\rm i}\hbar c}{2e}\Big)\langle s|\nabla|s\rangle$, 它对应的新兴磁场则为

$$b_z=\nabla\times a=\frac{\hbar c}{2e}\hat{z}\boldsymbol{S}\cdot(\partial_x\boldsymbol{S}\times\partial_y\boldsymbol{S}), \tag{7}$$

其中 c 为光速. 可以看到, 这个表达式的主要部分 $\boldsymbol{S}\cdot(\partial_x\boldsymbol{S}\times\partial_y\boldsymbol{S})$ 也出现在了拓扑荷的表达式中, 因此, 拓扑荷的整数性就对应着新兴磁场的磁通量子化,

$$\Phi=\int b_z{\rm d}S=\frac{hc}{e}Q. \tag{8}$$

这个新兴磁场作用在导电电子上, 就形成了对应的霍尔效应, 由于这个霍尔效应是由磁斯格明子的拓扑造成的, 我们把它称为拓扑霍尔效应 (topological Hall effect), 它在各类手性磁体中都有报道[38,42,44−51], 拓扑霍尔效应的测量已经成为了表征斯格明子的重要电学手段. 在这里, 横向电阻 ρ_{xy} 有三方面的贡献: $\rho_{xy}=R_0H+R_{\rm S}M+\rho_{xy}^{\rm THE}$, 其中右边的三项分别为为普通霍尔效应[52]、反常霍尔效应[5] 和拓扑霍尔效应. R_0 和 $R_{\rm S}$ 分别是普通霍尔系数和反常霍尔系数. 反常霍尔效应有多种来源, 其中的偏散射 (skew scattering) 使 $R_{\rm S}$ 正比于纵向电导 ρ: $R_{\rm S}=c\rho_{xx}$, 而 side jump 和本征 (intrinsic) 位效应则有 $R_{\rm S}=b\rho_{xx}^2$[53−55]. 在手性磁体中, $b\rho_{xx}^2$ 项起主导作用, 所以可以通过同时测量霍尔电阻、磁矩和纵向电导就能够拟合出 R_0 和 b, 从而得到拓扑霍尔电阻. 值得注意的是, 这里的一个重要假设是系数 b 为常数, 在手性磁体中 b 基本与外磁场无关[47,48,56], 但是在别的斯格明子体系中是否成立还有待商榷, 而 b 和温度的关系也不明确. 另外, 反常霍尔效应中的本征部分由动量空间中的贝里相位所提供, 而拓扑霍尔效应来源于磁构型的实空间拓扑性, 两个空间中的拓扑同时构成了这类体系中丰富的输运现象[57,58]. 但是值得注意的是, 拓扑霍尔效应虽然来源于构型的整体拓扑, 但是对于一个有局域自旋倾斜 (canting) 而整体拓扑荷为零的磁构型, 横向电子输运也会存在[59,60].

5 磁斯格明子材料体系

自 2009 年磁斯格明子首次发现至今, 实验上已经确认了多种磁斯格明子材料体系, 比如手性磁体、磁性薄膜、Heusler 化合物、阻挫磁体等. 由于这

些材料体系具有不同的物理特性, 因此其中斯格明子的尺寸、稳定性及动力学性质也不尽相同, 这极大地丰富了磁斯格明子研究及应用材料的选择范围. 下面我们对现有的磁斯格明子材料体系进行讨论, 并在表 2 中总结了一些常见的斯格明子材料.

5.1 手性磁体

磁斯格明子最早发现于手性磁体 B20 类型化合物 MnSi 中 [17]. 由于晶胞内缺乏中心对称性, 手性磁体具有自发的体类型 DM 相互作用. 在 B20 化合物中体类型 DM 相互作用下, 斯格明子的构磁型一般表现为布洛赫型 (Bloch-type). 手性磁体中, 根据材料的不同, 磁斯格明子的尺寸一般在 10—100 nm 之间. 斯格明子的尺寸与手性磁体的螺旋周期有关. 上文已经提到, 螺旋周期 (L) 一般取决于海森伯近邻相互作用和 DM 相互作用的比值. 目前手性磁体中观测到的最小螺旋周期存在于 MnGe 中, 约为 3 nm, 这是由于 MnGe 中具有很强的 DM 相互作用 [61]. 研究表明, 除斯格明子外, MnGe 还蕴含着丰富的拓扑磁性结构 [62,63], 因此其具有潜在的研究价值. 手性磁体中的 DM 相互作用完全取决于材料本身的性质, 因此对单一手性磁体材料中 DM 相互作用的调制较为困难. 但是, 最近有研究表明, 利用外延生长可以得到高质量的 B20 类型手性磁体超晶体, 该研究还预言了通过该类超晶体调控 DM 相互作用的可能性, 为手性磁体材料的优化提供了一种新的思路 [64].

手性磁体在零磁场下的基态通常为螺旋态, 稳定的斯格明子相通常需要通过施加外部磁场来得到, 这极大地限制了手性磁体在实际应用中的价值. 因此, 实现手性磁体中零场下稳定的斯格明子尤为重要. 针对如何实现手性磁体中具有零场稳定性的斯格明子, 目前主要有两种思路: 一种是利用受限体系来实现磁斯格明子的零场稳定性, 这种思路利用了受限体系中磁偶极相互作用引发的形状各向异性及特定的边界条件来提升磁斯格明子的稳定性 [65,66]; 另外一种思路是利用外延生长手性磁体薄膜, 来实现磁斯格明子的零场稳定性 [67]. 这两种思路目前都已经通过实验证明了其可行性, 为将来手性磁体材料的优化提供了重要依据.

另一方面, 手性磁体的居里温度通常低于室温, 这也为手性磁体的实际应用带来了挑战. 大部分 B20 化合物的居里温度远低于室温, 其中 FeGe 是已发现的具有最高斯格明子相温度的 B20 材料, 其斯格明子相可稳定存在于 280 K, 然而该温度仍然略低于室温 [47,68]. 在一类非 B20 类型的手性磁体 β-Mn 型 Co-Zn-Mn 合金中, 斯格明子相可稳定存在的最高温度为 400 K, 并且具有零场稳定性, 这种合金的发现极大地拓展了手性磁体材料在斯格明子实际应用中的潜力 [69,70].

拥有斯格明子相的手性磁体材料中, 绝大部分为金属材料. Cu_2OSeO_3 是目前手性磁体中罕见的绝缘体材料, 并且具有多铁性 [71]. 虽然同属于 B20 结构类型, 但和一般 B20 类型化合物相比, Cu_2OSeO_3 中铜原子的出现使其晶格结构更为复杂 [72]. Cu_2OSeO_3 中斯格明子相的出现通常伴随着宏观电极化的变化, 并且由于其本身的电绝缘性和多铁性, 这种材料中有可能实现通过纯电场操控斯格明子, 从而避免产生额外的焦耳热 [73]. 但 Cu_2OSeO_3 的居里温度很低 (约为 58 K), 因此若要向实际应用靠拢, 实验上应寻找更多具有更高居里温度的多铁绝缘手性磁体. 除金属和绝缘手性磁体材料外, 磁性半导体材料 GaV_4S_8 中也具有斯格明子相, 并且其中的斯格明子磁构型为奈尔型, 这是因为 GaV_4S_8 的对称性与 B20 化合物不同, 提供了对称性不同的 DM 相互作用 [74].

表 1 可能存在斯格明子相的材料点群

Table 1. Possible material point groups that could host skyrmion phase.

斯格明子类型	点群
布洛赫型	D_2, D_3, D_4, D_6, D_{2d}, T, O
奈尔型	C_{2v}, C_{3v}, C_{4v}, C_{6v},
混合型	C_1, C_{1h}, C_3, C_4, C_6, S_4

目前已有理论研究通过对称性及群论分析建立了一套系统寻找可能具有各类斯格明子相手性磁体的方法 [75]. 表 1 中总结了利用该方法得到的可能具有斯格明子相的点群, 传统的 B20 化合物属于其中的 T 群. 利用这套理论方法, 人们预言了 O 群材料中存在磁斯格明子相的可能性, 并在实验观上测到了 O 群材料 $Fe_xCo_{1-x}Rh_{0.5}Mo_3N$ 中存在的斯格明子相, 验证了该方法的可靠性. 除 $Fe_xCo_{1-x}Rh_{0.5}Mo_3N$ 外, 该对称性理论框架中还包含了上文提到的 β-Mn 型 Co-Zn-Mn 合金 (O 群) 和磁性半导体 GaV_4S_8 (C_{3v} 群), 并可以很好地解释这些材料中的 DM 相互作用对称性及斯格明子磁构型. 这套理论方法为系统搜寻斯格明子手性磁体

材料提供了可靠的理论依据, 可以有效地应用于未来斯格明子新材料的开发及优化.

5.2 磁性薄膜及多层膜

除晶胞内中心对称性破缺产生的自发体类型DM相互作用外, DM相互作用还可以在磁性薄膜/重金属界面上产生. 早在1990年, 理论研究便预测了这类磁性薄膜结构中存在DM相互作用的可能性[76]. 在磁性薄膜/重金属界面上, 由于磁性薄膜界面镜面对称性的缺失及重金属中的强自旋-轨道耦合, 两个近邻磁性原子之间会产生一种由重金属原子传导的非直接交换相互作用, 即界面DM相互作用, 如图6 (a)所示. 因为材料对称性的不同, 界面DM相互作用的对称性也与B20化合物中体类型DM相互作用的对称性不同, 在界面DM相互作用下的斯格明子磁构型一般表现为奈尔型.

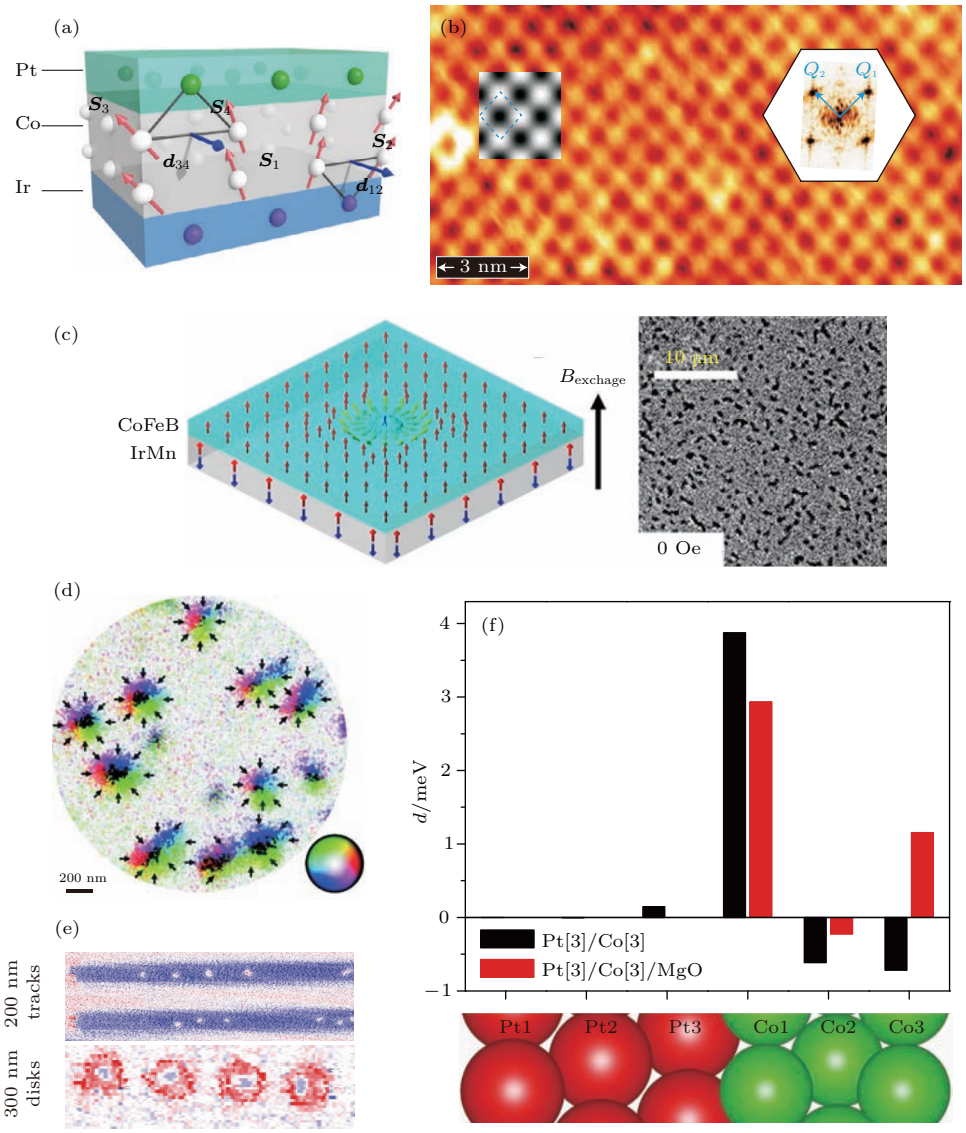


图6 (a) 磁性薄膜体系中DM相互作用示意图, 其中 $\boldsymbol{d}$ 为DM相互作用向量[83]; (b) 利用自旋极化扫描隧道显微镜得到的单层Fe/Ir (111)中斯格明子的磁构型, 插图为实空间磁够型的傅里叶变换[77]; (c) 铁磁薄膜/反铁磁体异质中的斯格明子[85]; (d) 利用调控层间相互作用得到的室温下稳定的斯格明子[78]; (e) 室温下纳米条带和纳米盘中稳定的单个斯格明子[83]; (f) 通过第一性原理计算得到的Co薄膜中DM相互作用的强度[79]

Fig. 6. (a) Schematic of interfacial DMI in magnetic thin films, $\boldsymbol{d}$ represents the DM vector[83]; (b) SP-STM image of skyrmion magnetization in monolayer Fe/Ir (111), inset shows the Fourier transformation of magnetization in real space[77]; (c) skyrmion in FM/AFM heterostructure[85]; (d) skyrmions at room temperature stabilized through interlayer exchange coupling in ultra-thin films[78]; (e) room temperature isolated skyrmion in magnetic nano-tracks and nanodisks[83]; (f) calculated amplitude of DMI in Co thin films[79].

奈尔型斯格明子最早发现于单层Fe/Ir (111)中, 在这种材料体系中, 界面DM相互作用非常强, 因此斯格明子的大小仅为1 nm (图6 (b)), 是目前为止实验上观测到的尺寸最小的斯格明子[77]. 虽然这类材料中斯格明子尺寸小并具有零场稳定性, 但是在这类单层膜或超薄磁性膜中, 斯格明子的稳定温度通常小于10 K. 为了提高斯格明子相的温度, 有研究利用铁磁层间相互作用大幅提升了斯格明子相的温度. 通过细致调节层间相互作用, 实验发现斯格明子可在室温零场下稳定(图6 (d)), 证明了超薄铁磁膜中磁斯格明子的应用潜力[78].

除单层膜及超薄铁磁膜外, 近年来斯格明子材料体系的另一个研究热点是通过磁控溅射生长的磁性薄膜/重金属异质结构及其多层膜结构. 磁控溅射是工业界中广泛应用的材料生长技术, 其在磁存储领域具有重要的应用, 是当前磁存储媒介生长的主要工具. 磁斯格明子在该类材料中的研究与其实际应用紧密相连, 可以促进斯格明子的应用转化, 因此引起了人们的广泛研究兴趣. 除此之外, 这类材料中的界面DM相互作用及垂直磁各向异性可以通过调控薄膜厚度、材料组合等参数进行人工调制, 赋予了该材料体系极大的自由度, 从而能够更好地优化斯格明子的尺寸、稳定性和动力学性质.

磁性薄膜/重金属异质结构及其多层膜结构目前有两种主要的材料结构. 一种是重金属/磁性薄膜/金属氧化物材料结构, 如Pt/Co/MgO纳米结构、Pt/CoFeB/MgO纳米结构和Ta/CoFeB/TaO_x纳米结构[79−81]. 如图6 (f)所示, 通过第一性原理计算, 人们发现在这类结构中, 界面DM相互作用不仅来源于重金属(如Pt, Ta)与铁磁层的界面, 还来源于金属氧化物与铁磁层的界面. 第一性原理计算还表明, 铁磁层与金属氧化物界面的界面DM相互作用与该界面上的电荷转移和电极化有关, 并预言除了金属氧化物外, 表面氧化也可以提升这类结构中DM相互作用的强度, 从而缩小斯格明子的尺寸并提升其稳定性[82]. 而另外一种材料结构是重金属/磁性薄膜/重金属结构, 如$[Ir/Co/Pt]_{10}$多层膜结构和$[Pt/Co/Ta]_{15}$多层膜结构[80,83], 图6 (e)展示了这类多层膜结构中的单个斯格明子. 在这类结构中的第一性原理计算表明, 在单独的Ir/Co和Pt/Co结构中, 两种重金属所提供的DM相互作用手性方向是相反的, 但是由于在这类三明治结构中, 两种重金属分别位于上下表面(即Ir/Co/Pt), 因此它们最终提供的DM相互作用手性一致(如图6 (a)所示), 并能通过共同作用来提升DM相互作用的强度[84].

另外, 除了上面提到的两种结构, 最近实验上还发现了一些新奇的磁性薄膜材料体系, 这些材料体系也许能为薄膜体系的优化提供一些新颖的思路. 第一种材料体系是反铁磁金属薄膜与铁磁薄膜的异质结构IrMn/CoFeB/MgO/. 实验上已经发现IrMn/CoFeB/MgO结构中具有斯格明子相[85], 如图6 (c)所示. 同时, 人们还发现其中的DM相互作用强度对反铁磁层的厚度依赖关系不同于重金属/铁磁薄膜体系, 理论上对此现象尚无明确的解释[86]. 除此之外, 该结构还可以通过铁磁-反铁磁体之间的交换偏置来为斯格明子提供额外的零场稳定性. 另一种新奇的材料体系是稀土亚铁磁多层膜结构$[Pt/Gd_{25}Fe_{65.6}Co_{9.4}/MgO]_{20}$[87]. 该材料的亮点是其中使用了亚铁磁材料, 可以抑制斯格明子的霍尔角. 斯格明子在运动过程中存在斯格明子霍尔效应, 通常会产生一垂直于其运动方向的速度, 使斯格明子的前进方向发生偏移, 进而影响其在实际应用中的可操控性. 理论预测在合成反铁磁薄膜或反铁磁材料中, 由于两种磁性子晶格中的磁矩方向相反, 斯格明子霍尔效应可以被抵消, 从而提升斯格明子的运动速度[88−90]. 亚铁磁材料中, 虽然两种磁性子晶格的磁矩无法完全抵消, 但是实验上发现其已经显现出对斯格明子霍尔角的抑制和对斯格明子运动速度的提升, 初步验证了理论的预测.

磁性薄膜结构中, 斯格明子均可在室温下稳定存在, 并且由于这类磁性薄膜具有良好的垂直磁各向异性, 斯格明子的零场稳定性也有所保证. 根据材料的不同, 磁斯格明子在薄膜体系中的尺寸通常为100—1000 nm, 在一些实验中斯格明子的尺寸可以达到40 nm. 从斯格明子的实际应用角度出发, 该类材料已经具备一些良好的物理性质, 但是仍有一些问题亟待解决. 首先, 磁斯格明子的尺寸尚未达到应用的需求(小于10 nm), 目前仅有少数实验可以实现尺寸在100 nm以下的斯格明子, 因此, 如何继续降低斯格明子的尺寸仍是薄膜材料优化的重要方向. 其次, 由于使用磁控溅射的生长方法, 磁性薄膜的不均匀度和粗糙表面是无法避免的, 这

些因素会带来不均匀的DM相互作用、磁各向异性及不同程度的钉扎效应, 从而影响斯格明子传输的效率[91,92]. 因此, 在实验上也应考虑如何进一步提高薄膜的质量, 或通过其他方式来优化材料, 从而最大程度地提高斯格明子的传输效率.

5.3 其他材料体系

斯格明子不仅可以在手性磁体和磁性薄膜中依靠DM相互作用稳定存在, 还可以在缺少DM相互作用的人工结构中稳定存在[93−96]. 这类人工结构主要由具有垂直各向异性的铁磁薄膜和具有磁涡旋态的纳米盘组成. 经过特殊设计的纳米盘阵列被放置于具有垂直各向异性的铁磁薄膜之上, 经过一系列施加外磁场的初始化过程, 纳米盘中的磁构型由铁磁态转变为磁涡旋态, 此时, 由于铁磁薄膜和纳米盘间的交换相互作用, 该磁涡旋结构会刻印到铁磁薄膜中, 从而在铁磁薄膜中形成磁斯格明子晶体态, 如图7(a)和图7(b)所示. 在这类人工结构中, 由于斯格明子来源于纳米盘中磁涡旋构型的刻印, 因此其磁构型表现为布洛赫型. 另外, 由于磁涡旋核心本身也具有不同的极化方向, 因此通过改变外磁场的初始化过程, 当磁涡旋核心极化方向平行于铁磁薄膜中自旋极化方向时, 该类结构中还可以产生拓扑数为0的平庸磁结构. 在这类磁结构中, 斯格明子可在室温下具有零场稳定性, 其尺寸通常为数百纳米到2 μm. 在人造结构的基础上, 还有理论研究提出可利用手性磁体来代替下层的垂直磁各向异性薄膜, 形成混合斯格明子态[97]. 该类异质结构能够提升斯格明子的稳定性和流动性, 这种不同材料体系的混搭也有可能开辟斯格明子应用的新方向.

常见的斯格明子磁构型为布洛赫型、奈尔型或两者的混合态. 然而在一类具有中心对称性的磁体, 如$La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$和MnNiGa中, 斯格明子会2个一对形成被称为双斯格明子的束缚态, 如图7(b)所示, 双斯格明子在一定温度磁场区间内, 也会形成类似斯格明子的三角晶体[98,99]. 双斯格明子的尺寸一般在90—200 nm之间, 在MnNiGa中, 双斯格明子还具有超宽的温度稳定区间并有丰富的电学性质. 这类中心对称材料中双斯格明子的发现为探索斯格明子新材料提供了新的思路. 另外由于具有中心对称性, 这类材料中并不具备DM相互作用, 因此双斯格明子的产生应该是由一些其他相互作用的竞争导致的, 但目前其具体产生机制仍然缺乏一个理论上完备的解释.

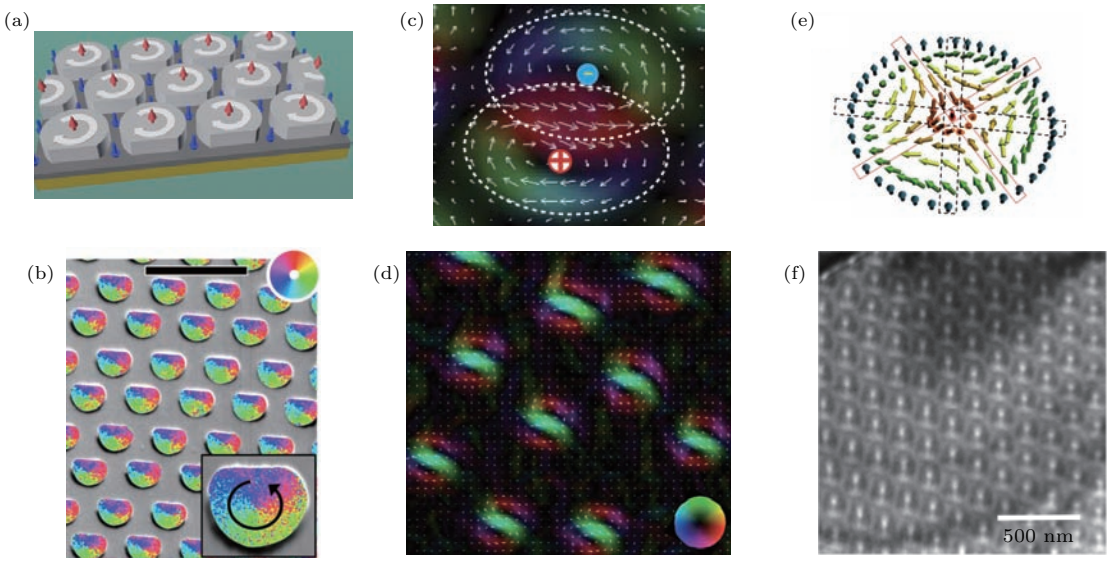


图7 (a) 人造斯格明子晶体的理论示意图[93]; (b) 通过极化分析扫描电镜得到的磁性薄膜中人造斯格明子晶体的磁构型[94]; (c) 双斯格明子的磁构型[98]; (d) 双斯格明子晶体; (e) 反斯格明子磁构型[100]; (f) 反斯格明子晶体[100]

Fig. 7. (a) Magnetization arrangements of artificial skyrmion lattice[93]; (b) scanning electron microscopy with polarization analysis image of artificial skyrmion lattice in magnetic thin films[94]; (c) spin texture of biskyrmion[98]; (d) biskyrmion lattice[98]; (e) spin texture of antiskyrmion[100]; (f) antiskyrmion lattice[100].

表 2 不同材料体系中斯格明子的尺寸稳定磁场及温度区间总结, 其中 ML 代表单层 (monolayer)

Table 2. Size, magnetic field and temperature window of stabilized skyrmion in different materials, ML represents monolayer.

材料体系	尺寸/nm	磁场/mT	温度/K	文献
手性磁体				
MnSi	19	110—220	27—29.5	[17]
FeGe	70	50—250	100—280	[47,68]
$Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$	90	25—80	5—30	[18]
Cu_2OSeO_3	50	20—180	5—50	[71]
$Fe_xCo_{1-x}Rh_{0.5}Mo_3N$	100	87—149	100	[75]
β-Mn type Co-Zn-Mn alloy	100	10	315	[69]
MnGe	1.5	0—2400	150	[61]
GaV_4S_8	22	20—160	8—13	[74]
磁性薄膜及多层膜系统				
1 ML Fe/Ir(111)	1	0	11	[77]
3 ML Fe/Ir(111)	3	2500	7.8	[109]
1 ML Pd/1MLFe/Ir(111)	3	1500	2.2	[110]
2—3 ML Fe/2 ML Ni/5—15 MLCu/15 ML Ni/Cu	400	0	室温	[78]
$[Pt(3)/Co(0.9)/Ta(4)]_{15}$	400—500	0—2	室温	[80]
$[Pt(4.5)/CoFeB(0.7)/MgO(1.4\ nm)]_{15}$	400—500	0—2	室温	[80]
$Ta(5)/CoFeB\ (1.1)/TaO_x(3)$	700—2000	0.5	室温	[81]
$[Ir(1)/Co(0.6)/Pt(1)]_{10}$	40—90	0—80	室温	[83]
$Ta(3)/Pt(3)/Co(0.5—1)/MgO_x/Ta(1)$	70—190	0—4	室温	[79]
$P(2)/[Co(0.7)/Pd(0.5)]_5/Co(0.7)/Pt(4)/MgO\ (2)$	100—200	0	室温	[111]
$[Fe(0.34)/Gd(0.4)]_x\ x = 40,\ 80$	70	80—250	室温	[112]
Ta(2)/IrMn(4—5)/CoFeB(0.9—0.97)/MgO(2)/Ta(2)	410—790	0—0.6	室温	[85]
$[Ir(10)/Fe(x)/Co(y)/Pt(10)]_{20}\ x = 0—0.6,\ y = 0.4—0.6$	40—100	0—150	室温	[113]
$[Pt(3)/Gd_{25}Fe_{65.6}Co_{9.4}(5)/MgO(1)]_{20}$(亚铁磁)	200	130	室温	[87]
人造结构				
Co/Ni(30 ML)/Cu	2000	0	室温	[95]
$[Pt(0.5)/Co(0.5)]_5/Pt(5)$	2000	0	室温	[96]
Heusler 化合物				
$Mn_{1.4}PtSn$ (反斯格明子)	150	100—300	室温	[100]
$Mn_{1.4}Pt_{0.9}Pd_{0.1}Sn$ (反斯格明子)	150	100—300	室温	[100]
中心对称磁性材料				
$La_{0.5}Ba_{0.5}MnO_3$ (双斯格明子)	200	0	300	[114]
$La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$ (双斯格明子)	200	350	20—46	[98]
MnNiGa (双斯格明子)	90	400	340	[99]
阻挫磁体				
Fe_3Sn_2	300	700	室温	[107]

类似图 2 (a) 和图 2 (c) 中的磁涡旋和反磁涡旋, 斯格明子也具有其相反的准粒子磁构型, 即反斯格明子. 反斯格明子的涡度为负整数, 与普通斯格明子相反, 因此其拓扑数的符号也与斯格明子相反. 在 Heusler 化合物 $Mn_{1.4}PtSn$ 和 $Mn_{1.4}Pt_{0.9}Pd_{0.1}Sn$ 中, 这些材料的 D_{2d} 对称性改变了 DM 相互作用的对称性, 进而形成了稳定的反斯格明子态 [100], 如图 7 (e) 和图 7 (f) 所示. 这些反斯格明子的尺寸约为 150 nm, 并具有很宽的温度稳定区间. 由于 Heusler 化合物本身具有极大的物理性质调控自由度, 其晶体结构及对称性、磁各向异性和磁矩等均可以调节, 这类材料还有可能具有反铁磁性, 从而具有可以形成反铁磁反斯格明子的可能性. 因此 Heusler 化合物中的反斯格明子也可能具有广阔的应用前景. 除 Heulser 化合物外, 理论还预测在超薄磁性膜 (2 ML Fe/W[110]) 中反斯格明子也有可能稳定存在, 但是该理论尚未得到实验验证 [101].

除普通铁磁和亚铁磁材料外, 阻挫磁体中也有稳定的斯格明子态存在, 但是其产生机制不依赖于常见的 DM 相互作用. 在阻挫磁体中通常存在多种不同的近邻相互作用, 理论推测阻挫磁体中的斯格明子是由于这些近邻相互作用之间的竞争而产生的 [102,103]. 阻挫磁体本身便与拓扑性紧密相连, 其中包含了许多奇异的量子态, 如 Kitaev 量子自旋液态, 是拓扑量子计算的备选材料 [104,105]. 而从斯格明子研究的角度出发, 阻挫磁体也具有独特的物理特性. 具有 DM 相互作用的体系中, 其手性由 DM 相互作用矢量决定, 因此这些体系中的斯格明子的手性是独一无二的. 但在阻挫磁体中斯格明子的存在并不依赖于 DM 相互作用, 其手性并没有特别的取向, 因此阻挫磁体中的斯格明子可以展现出多种能量简并的不同手性磁构型. 对于阻挫磁体中的斯格明子, 理论早已预言了其稳定存在的可能性, 并指出了它们具有能量简并态 [102,103,106]. 而实验上也已经在阻挫磁体 Fe_3Sn_2 中观测到了磁斯格明子的存在, 并且发现其具有多种不同的磁构型, 如图 8 所示 [107]. 但在该体系中, 理论和实验尚不能很好地相互印证. 比如 Fe_3Sn_2 中发现的一些具有多同心圆环的斯格明子磁结构, 其理论解释还有待研究. 另外, 如何寻找更多具有斯格明子相的阻挫材料也是实验和理论研究的重点. 除此之外, 研究阻挫磁体中磁斯格明子和其他奇异量子态的关联性, 如 Fe_3Sn_2 中的狄拉克费米子和斯格明子磁序的关联性, 也对探索潜在的拓扑量子材料有着重要意义 [108].

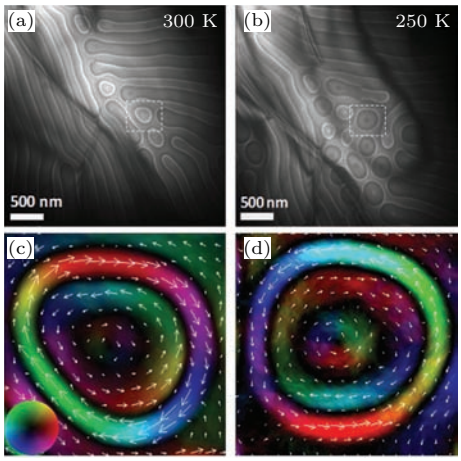


图 8 通过洛伦兹透射电镜得到的 (a) 300 K 和 (b) 250 K 下斯格明子和周围条带畴的图像; (c) 300 K 和 (d) 250 K 下通过分析得到的 (a), (b) 中方块内斯格明子的具体磁构型 [107]

Fig. 8. LTEM images of skyrmions and strip domains at (a) 300 K and (b) 250 K; (c) and (d) are the detailed skyrmion spin texture within the box in (a) and (b), respectively [107].

6 磁斯格明子的产生和湮灭

在通往磁斯格明子实际应用的道路上, 需要解决的一大难题是如何利用高效、快速、低能耗的手段产生和湮灭单个斯格明子. 在实际应用中, 人们将斯格明子的存在与不存在两种状态 (一般对应斯格明子态和铁磁态) 定义为信息比特中的 “1” 和 “0”. 因此, 斯格明子的产生和湮灭即相当于传统信息存储中的写入信息 “1” 和 “0” 的操作.

自斯格明子存储应用的概念提出以来, 理论研究已经提出了多种可行的斯格明子产生湮灭方法, 而其中部分已经得到了实验的验证. 在自旋电子学的大背景下, 一种最直接的方法便是利用自旋转移力矩 (spin transfer torque, STT) 来产生和湮灭斯格明子 [115−117]. STT 本身具有两种不同的作用方式, 一种由面内电流主导 (current-in-plane, CIP) [117], 一种由垂直面电流主导 (current-perpendicular-to-plane, CPP) [115].

对于 CIP 结构, 理论提出可以利用特殊设计的边界条件来产生斯格明子, 如人工制造一个缺口 [118]. 由于 DM 相互作用和磁偶极相互作用, 在铁磁态下, 样品边界的自旋会具有一个不可忽视的面内分量, 并且该分量的方向取决于样品边界的形状. 利用人工缺口边界自旋的面内分量, 在施加面

内电流的情况下, 便可以在边界附近产生斯格明子, 图9 (a)—(c) 展示了这类结构中斯格明子产生的过程. 最近已经有实验在磁性薄膜中证明了该理论预测[119]. 除了利用特殊设计的边界条件外, 还可以利用纳米条带中的宽窄变化来实现斯格明子的产生. 其中一种方法是利用磁畴壁与斯格明子的相互转化, 通过磁畴壁从窄区域到宽区域的运动, 来实现磁斯格明子的产生[120], 如图10 (d) 所示. 这种方法不仅可以有效地产生斯格明子, 还将斯格明子与传统磁畴壁联系到了一起, 对斯格明子和磁畴壁的混合应用具有重要指导意义. 另外一种方法则是利用了宽窄条带中非均匀纳米结构导致的非均匀电流, 如图10 (b) 所示, 该非均匀电流会对结构中产生的磁畴条带施加一个扩张力, 使磁畴条带断裂并形成斯格明子[81]. 实验上已经证明通过精细的调控电流脉冲的大小和持续时间, 可以精确控制斯格明子产生的数量, 图10 (c) 展示了该实验中单个斯格明子的产生和移动过程, 进一步在实验上证明了斯格明子赛道存储的可行性[121].

对于CPP结构, 一种方法是利用自旋阀或磁性隧道结结构, 这类结构中有一层额外的铁磁薄膜作为自旋极化层, 通过垂直施加电流最终在斯格明子材料薄膜中注入一个自旋极化电流, 如图11 (a) 所示[122]. 目前这种斯格明子的产生方法是斯格明子赛道存储概念中广泛使用的理论方法. 最近, 已经有实验研究部分证明了自旋阀结构中产生斯格明子的可能性, 但是单个斯格明子的产生和湮灭还没有实现[123]. 另外还有一种方法是利用自旋极化扫描隧道显微镜 (spin-polarized scanning tunneling microscopy, SP-STM) 向斯格明子材料薄膜中注入自旋极化电流, 从而产生斯格明子[110]. 利用SP-STM, 实验上还可以对斯格明子材料薄膜施加局域电场, 如图11 (b) 所示, 该局域电场也可以实现对单个斯格明子的产生和湮灭操作, 并且其电场产生的方法具有低于电流产生方法的能耗[109]. 该类实验展示了进行精确的单个斯格明子产生和湮灭的可行性, 但是因为依赖SP-STM, 这类技术在实际应用中具有很大的局限性.

除电学方法外, 还有一些其他具有应用潜力的斯格明子产生湮灭方法. 激光是凝聚态物理中一种常用的实验手段, 研究表明, 对斯格明子磁性薄膜施加激光脉冲也可以实现斯格明子的产生和湮灭[124−126]. 这类方法的机制类似于目前磁存储技

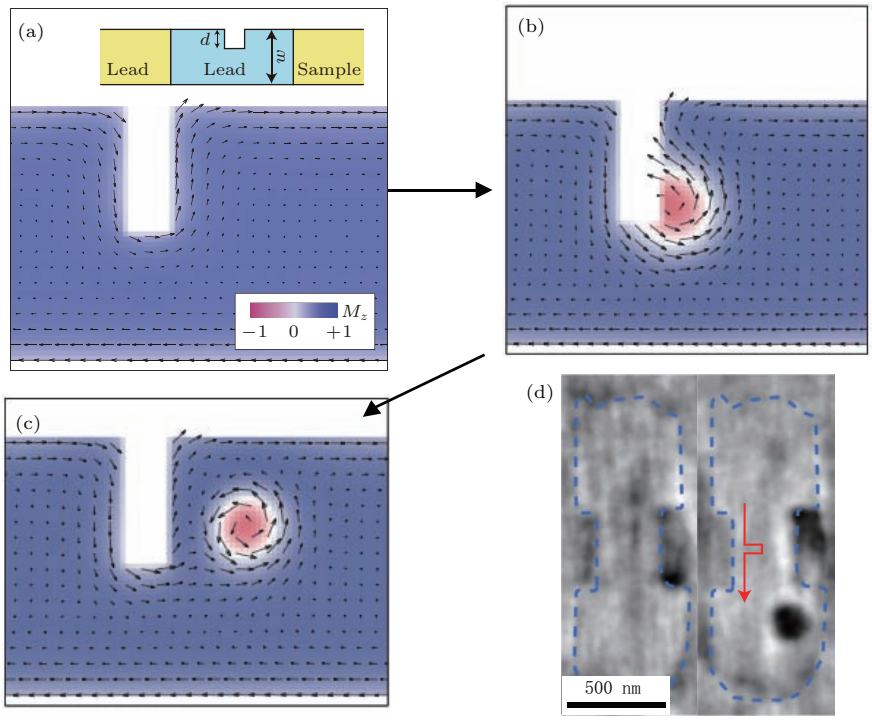


图9 (a)—(c) 通过人工缺口达成的斯格明子产生过程[118]; (d) 实验上通过人工缺口达成的斯格明子产生, 蓝色虚线内为样品区域, 施加一个电流脉冲后, 在缺口附近产生了一个斯格明子[119]

Fig. 9. (a)–(c) The process of single skyrmion creation in a notch geometry[118]; (d) experimental demonstration of skyrmion creation in a notch geometry. The area within the blue dash line is the sample area. After an applied current pulse, a skyrmion is created near the notch[119].

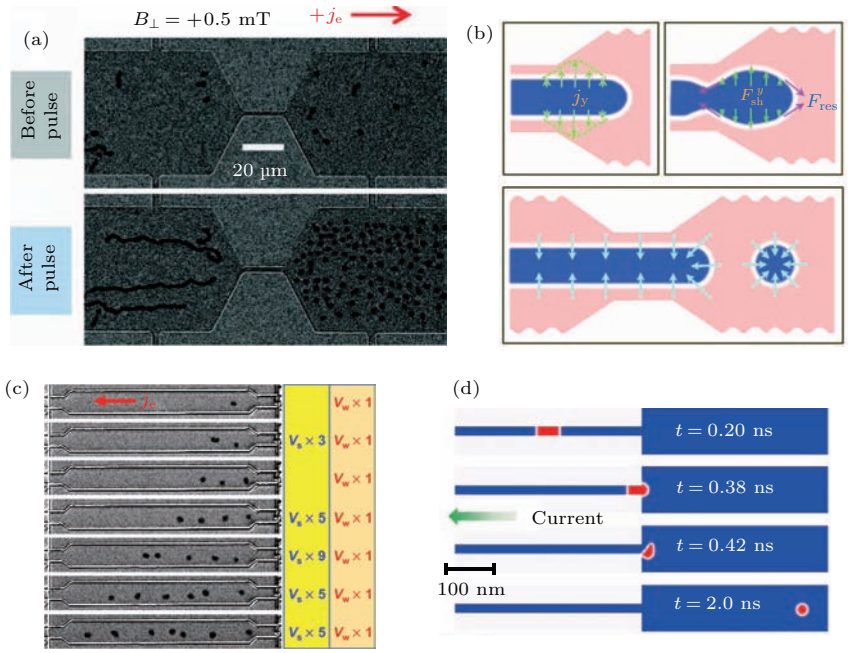


图 10 (a) 实验上通过纳米条带的宽窄收缩来产生斯格明子的过程 [81]; (b) 纳米条带中不均匀电流对磁畴壁施加的不均匀力示意图 [81]; (c) 纳米条带中单个斯格明子的产生 [121]; (d) 斯格明子和磁畴壁的转化 [120]

Fig. 10. (a) Creation of skyrmions through a nano-constriction [81]; (b) schematic of the non-uniform current distribution and the corresponding non-uniform force distribution on the magnetic domain wall [81]; (c) single skyrmion creation in a nanostripe [121]; (d) conversion between skyrmion and magnetic domain wall [120].

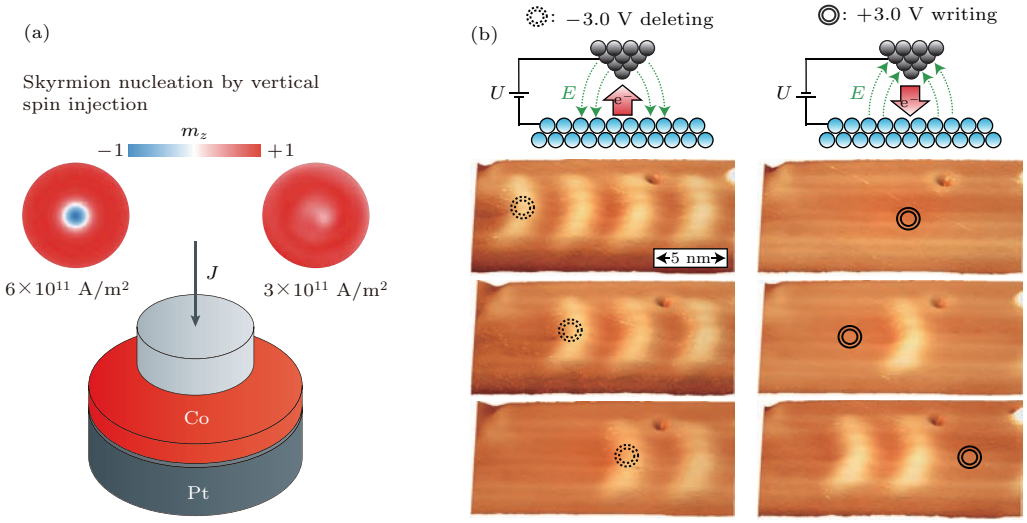


图 11 (a) 自旋阀或磁性隧道结产生斯格明子的示意图 [122]; (b) 通过电场产生和湮灭单个斯格明子的过程 [109]

Fig. 11. (a) Schematic of skyrmion creation in a spin valve or magnetict tunnel junction structure [122]; (b) electric filed creation and annihilation of single skyrmion [109].

术中的热辅助磁存储技术(heat assisted magnetic recording), 通过瞬间提升温度来改变磁体中的磁状态 [127]. 但是这类方法目前仍局限于大规模产生斯格明子, 尚无法实现单个斯格明子的操控.

在特殊设计的十字结构中, 斯格明子还可以通过自旋波来产生, 这类方法利用了斯格明子/非斯格明子材料异质结构, 通过自旋波的诱导, 在斯格明子材料中(十字结构的交叉点)产生斯格明子, 这种方法可以实现斯格明子的非局域产生和湮灭 [128]. 另外在多铁斯格明子材料中, 还可以通过施加局部电场利用其多铁的性质来产生和湮灭斯格明子 [129]. 还有理论预测, 利用压电材料和磁弹效应, 也可以产生和湮灭斯格明子 [130,131]. 以上这些理论提案均尚未得到实验验证, 但为斯格明子的

实验和实际应用提供了丰富的思路.

7 磁斯格明子探测

斯格明子发现的初期, 人们只能利用小角度中子散射和洛伦兹透射电镜来对斯格明子进行探测, 极大地限制了斯格明子的研究. 随后, 人们开发了多种斯格明子的探测方法, 包括自旋极化扫描隧道显微镜、共振X射线散射、磁力显微镜、磁光克尔显微镜、自旋极化低能电子显微镜、氮空位色心磁力测定、X射线显微镜、电子全息显微镜等[66,77,78,80,81,87,132−138]. 这些实验探测手段各有所长, 给斯格明子的研究带来了极大便利.

这些探测方法中, 除中子散射外, 其余方法均可对材料中斯格明子在实空间的磁构型进行一定程度的解析. 在空间分辨率上, 洛伦兹透射电镜、自旋极化扫描隧道显微镜、自旋极化低能电子显微镜、X射线手段和电子全息显微镜具有较大的优势, 其空间分辨率可以达到10 nm甚至原子尺度(自旋极化扫描隧道显微镜)[139], 可以对斯格明子的详细磁构型进行解析, 但是这些手段在测量温度、测量磁场及对测量样品的尺寸要求上仍有限制, 对一些宽温度磁场区间和特定尺寸的样品进行测量依然具有挑战. 另一方面, 一些具有较快时间分辨率的手段则在斯格明子动力学的探测中具有明显的优势, 比如X射线显微镜和磁光克尔显微镜, 这些手段在研究斯格明子的产生、湮灭及输运方面发挥了重要作用. 中子散射也能在一定程度上捕捉到斯格明子晶体的动力学, 但是其时间尺度远大于上面提到的单个斯格明子动力学过程, 并且对样品的单晶性有很大的要求[42,73]. 最近还有研究报道了具有超快时间分辨率的LTEM, 可以用来研究斯格明子的产生和湮灭, 极大地扩展了LTEM在斯格明子研究中的应用范围[125]. 虽然上述手段都能够对斯格明子进行测量, 是当前斯格明子研究的重要表征手段, 但它们都需要大型设备的支持, 其手段都较为复杂, 难以在未来以斯格明子为基础的实际器件中应用.

在应用器件中, 人们最感兴趣的仍然是利用电学手段对单个斯格明子进行探测, 这类探测是实际应用中最为需要实现的技术. 在斯格明子赛道存储概念中, 人们提出利用自旋阀中的巨磁阻效应(giant magnetoresistance, GMR)和磁性隧道结中的隧道磁电阻(tunneling magnetoresistance, TMR)来进行斯格明子的电学测量, 如图12(a)所示. 因为斯格明子的磁构型具有与铁磁态极化方向相反的核心, 因此当斯格明子通过自旋阀或磁性隧道结时, 会产生与铁磁态不同的GMR或TMR. 实验上对这种方法已经进行了初步的验证, 但是对单个斯格明子的测量仍然有待验证.

电学探测中, 还有一种被称为非共线磁阻(non-collinear magnetoresistance, NCMR)的手段[142,143]. 在尺寸较小的斯格明子中, 相邻自旋的方向角度差异比较大, 该角度差异会影响材料中电子的能带结构, 从而影响材料的磁阻. 而在铁磁态中, 由于相邻自旋完全平行, 因此并不会产生NCMR, 从而将铁磁态与斯格明子态区分开来, 如图12(c)所示. 实验上发现, 对于极小尺寸(1 nm左右)的斯格明子, NCMR在斯格明子形成区域附近的变化可以达到100%, 但是其净变化与实际测量面积有关, 因为铁磁态背景并不具备NCMR, 会降低整体测量的净NCMR. 除此之外, NCMR只依赖于相邻自旋间的角度差异, 即其非线性自旋结构, 假如材料中具有一些其他非斯格明子的非线性自旋结构, 也可能导致NCMR的变化, 从而错误地进行斯格明子的电学测量.

霍尔效应也可以被用来进行斯格明子的电学探测, 其测量结构如图12(b)所示. 首先磁体中会展现反常霍尔效应, 由于斯格明子自身核心中携带的反向极化自旋, 斯格明子的磁结构可以通过反常霍尔效应来探测. 除反常霍尔效应外, 磁斯格明子本身的拓扑性还会导致拓扑霍尔效应, 该效应与斯格明子的拓扑非平庸性紧密相连, 也可以用来进行斯格明子的探测[141,144]. 结合光学手段, 实验上已经发现可以通过反常霍尔效应来对磁性薄膜体系中的单个斯格明子进行电学探测[135,145]. 图12(d)中显示了斯格明子通过霍尔条时系统霍尔信号的变化. 研究人员提出, 这类探测中发现的拓扑霍尔信号要比反常霍尔信号低三个数量级. 这可能与材料体系本身的性质相关, 薄膜体系中测得的拓扑霍尔信号一般远小于手性磁体中的拓扑霍尔信号, 其原因还有待研究. 而材料中电子的能带结构对拓扑霍尔效应的影响也尚不可知, 理论研究曾预测通过控制材料中载流子的组成, 可以调控拓扑霍尔效应, 并能实现拓扑自旋霍尔效应, 但是至今为止仍没

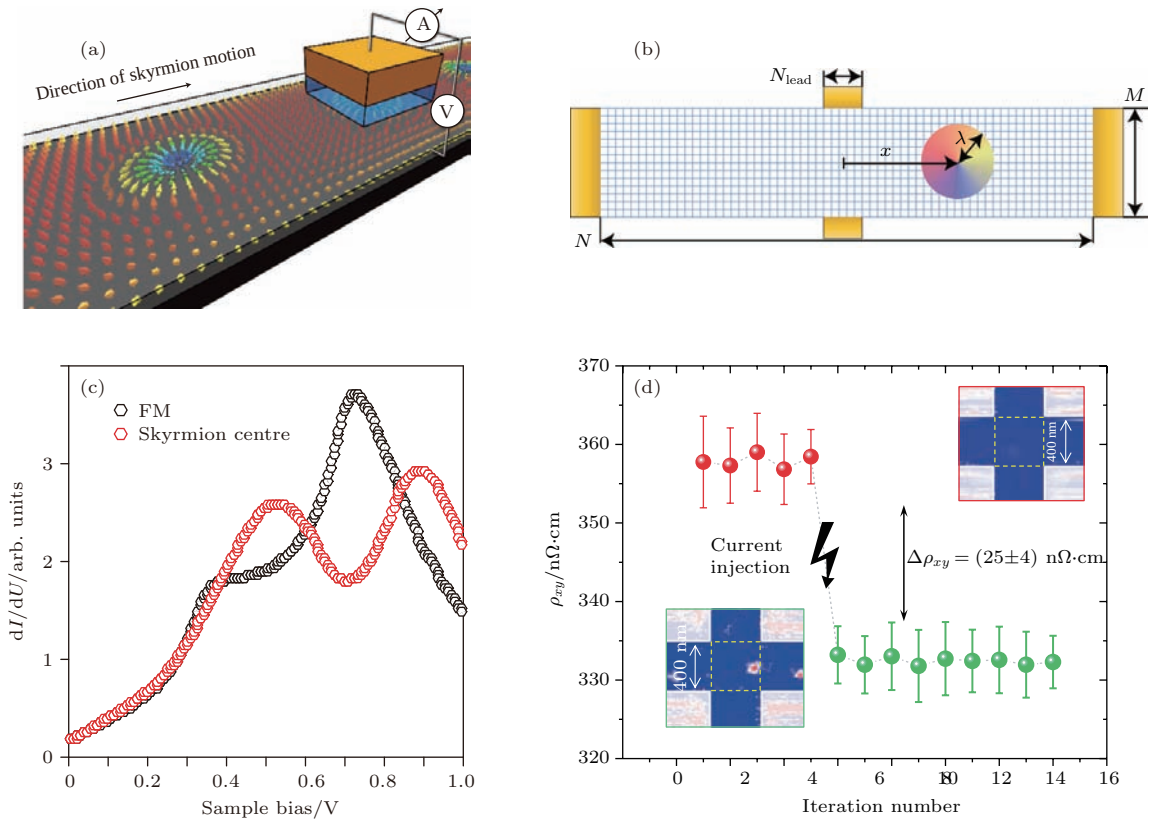


图 12 (a) 通过自旋阀或磁性隧道结测量斯格明子磁阻的示意图[140]; (b) 通过霍尔效应来测量斯格明子的示意图[141]; (c) 实验上测量的斯格明子非共线磁阻[142]; (d) 实验上通过霍尔条测量的斯格明子的霍尔信号[135]

Fig. 12. (a) Schematic structure of single skyrmion detection via a spin valve or magnetic tunnel junction[140]; (b) schematic structure of single skyrmion detection via Hall effect[141]; (c) experimental measured NCMR signal of a single skyrmion[142]; (d) experimental measured Hall resistance of a single skyrmion[135].

有类似的实验研究[146]. 另一方面, 现在该电学测量方法的电阻变化依然很小, 进一步提升电阻的变化不仅需要材料方面的优化, 也需要对器件的结构进行优化.

8 结论与展望

自从实验上发现磁斯格明子的将近十年中, 磁斯格明子的物理探索进入了一个高速发展时期, 如上所述, 各种实验材料层出不穷, 而且对于斯格明子, 特别是单个斯格明子的操作研究成果也不断涌现. 这方面的研究成果也极大地促进了拓扑磁性和自旋电子学的发展, 也为下一代自旋电子器件提供了新的可能性. 但是, 磁斯格明子还是有很多的问题亟待攻克, 还有一些有意义的基础研究需要更多的探索.

在材料方面, 室温小尺寸的斯格明子材料还在寻找中, 特别是当斯格明子的尺寸能够小于 10 nm 后, 就很有希望替代铁磁畴成为数字信息的载体. 这就要在自旋轨道耦合更强的磁性材料中寻找更大的 DM 相互作用, 或是运用四自旋相互作用等新的自旋耦合机制实现磁斯格明子[77]. 另外, 如果能够实现斯格明子半导体材料, 对斯格明子的调控就将增加一个新的维度. 反铁磁中的斯格明子也是一个重要的方向[88−90], 特别是面间反铁磁的人工结构中, 可以通过调控铁磁的面间耦合来实现斯格明子的操控, 如果能够实现体材料中的反铁磁斯格明子, 就有可能实现太赫兹的斯格明子产生和翻转.

在可控单斯格明子的操控方面, 低能耗低响应时间的斯格明子产生湮灭是研究的关键. 现有的自旋转矩逻辑器件能够做到约 100 fJ 的能耗和亚纳秒的响应时间[147]. 磁斯格明子虽然具有拓扑稳定性, 但也同时限制了其产生湮灭的可操作性. 需要提出更多精妙的设计.

另外, 现有得很大部分磁斯格明子研究是在薄膜或者准二维体系中完成的, 这也和斯格明子的二维本质相一致, 但是在三维体系中的斯格明子形态还有待确认. 有研究表明, 斯格明子在沿着磁场方

向并不是简单堆叠, 而是在靠近表面处形成了扭曲[148−150], 而且从螺旋态到斯格明子态的相变过程中, 还出现了磁单极子[151]. 断裂的斯格明子管道会形成一个磁单极子对, 并在靠近表面处形成称为浮子(bobber)的新型拓扑结构[152−154]. 在有限厚度的手性磁体圆盘中, 还会有靶状斯格明子的出现[66,155,156]. 这些初步的研究都表明, 在三维中有更丰富的拓扑磁结构, 它们的形成和动力学能够作为未来三维自旋电子学和类脑器件的铺垫. 但是这些结构的实验表征方法目前仍旧欠缺, 实现磁性三维再构的X 光断层摄影术(tomography)已经在开发阶段, 将来必定有更广阔的舞台[157,158].

从基础凝聚态物理的角度考量, 磁斯格明子的研究并不是孤立的, 它的本质是磁性材料中自旋轨道耦合的物理, 所以它和很多领域内很多研究热点都有深刻的联系. 中心反演和时间反演的双重破缺也是多铁材料的特征, 因此绝缘的磁斯格明子材料也会显示出一定的电磁耦合, 这已经在Cu_2OSeO_3材料中有报道[71], 在其他复杂材料氧化物中的霍尔电导测量也显示出斯格明子存在的痕迹[159], 它们电磁响应的研究是一个正在进行的方向. 由于斯格明子在电流下的易移动性, 通过电场控制斯格明子的产生或移动提供了用电场控制磁性的新的思路. 强自旋轨道耦合还造就了一系列的拓扑绝缘体. 磁性掺杂的拓扑绝缘体薄膜就会由于表面DM相互作用产生磁斯格明子[159], 在Mn掺杂的Bi_2Te_3中还由于DM作用强度对厚度的敏感性, 磁斯格明子的产生湮灭可以通过厚度来调节[160]. 但是这些实验中的斯格明子都是通过霍尔输运的测量来间接证明, 对磁构型的直接成像还没有实现, 因此是由斯格明子或只是原子尺度的自旋倾斜而造成霍尔效应的机理还有待解释. 强自旋轨道耦合在关联体系中还会诱导出一系列非中心对称的超导体[161], 现已有实验报道对非中心对称超导体的磁性掺杂会形成斯格明子[75,162], 超导体和斯格明子的相互影响还有待研究.

特别感谢中国科学院强磁场实验中心张裕恒院士、田明亮研究员和杜海峰研究员, 中国科学院物理研究所韩秀峰研究员和于国强研究员, 美国霍普金斯大学钱嘉陵教授以及加州大学洛杉矶分校王康隆教授的长期合作和讨论.

参考文献

[1] Berry M V 1984 *Proc. R. Soc. Lond. A* **392** 45
[2] Klitzing K V, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
[3] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
[4] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
[5] Nagaosa N, Sinova J, Onoda S, MacDonald A H, Ong N P 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1539
[6] Skyrme T H R 1961 *Proc. R. Soc. Lond. A* **260** 127
[7] Bogdanov A N, Yablonskii A A 1989 *Zh. Eksp. Teor. Fiz* 95
[8] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
[9] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152
[10] Tsoi M, Fontana R E, Parkin S S P 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2617
[11] Shinjo T, Okuno T, Hassdorf R, Shigeto K, Ono T 2000 *Science* **289** 930
[12] Hubert A, Schäfer R 2008 *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures* (New York: Springer Science & Business Media) pp99–101
[13] Mermin N D 1979 *Rev. Mod. Phys.* **51** 591
[14] Armstrong M A 1983 *Basic Topology* (New York: Springer-Verlag) pp20–22
[15] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
[16] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
[17] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
[18] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
[19] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M, Zhao G P, Zhao W 2015 *Sci. Rep.* **5** 11369
[20] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9400
[21] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784
[22] Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040
[23] Zhang S, Wang J, Zheng Q, Zhu Q, Liu X, Chen S, Jin C, Liu Q F, Jia C, Xue D 2015 *New J. Phys.* **17** 023061
[24] Garcia-Sanchez F, Sampaio J, Reyren N, Cros V, Kim J V 2016 *New J. Phys.* **18** 075011
[25] Finocchio G, Ricci M, Tomasello R, Giordano A, Lanuzza M, Puliafito V, Burrascano P, Azzerboni B, Carpentieri M 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 262401
[26] Jiang S T, Li W 2003 *Magnetism in Condensed Matter Physics* (Beijing: Science Press) pp215–237 (in Chinese) [姜寿亭, 李卫 2003 凝聚态磁性物理 (北京: 科学出版社) 第215—237页]
[27] Rajaraman R 1982 *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory* (Amsterdam, Netherlands: North-holland) pp14–16
[28] Derrick G H 1964 *J. Math. Phys.* **5** 1252
[29] Hobart R H 1963 *Proc. Phys. Soc.* **82** 201
[30] Ruderman M A, Kittel C 1954 *Phys. Rev.* **96** 99
[31] Kasuya T 1956 *Prog. Theor. Phys.* **16** 45
[32] Yosida K 1957 *Phys. Rev.* **106** 893
[33] Feng D, Jin G J 2013 *Condensed Matter Physics* (Volume 1) (Beijing: Higher Education Press) pp514–522 (in Chinese) [冯端, 金国钧 2013 凝聚态物理学(上卷) (北京: 高等教育出版社) 第514—522页]

[34] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
[35] Levatić I, Popčević P, Šurija V, Kruchkov A, Berger H, Magrez A, White J S, Rønnow H M, Živković I 2016 *Sci. Rep.* **6** 21347
[36] Janoschek M, Garst M, Bauer A, Krautscheid P, Georgii R, Böni P, Pfleiderer C 2013 *Phys. Rev. B* **87** 134407
[37] Han J H, Zang J, Yang Z, Park J H, Nagaosa N 2010 *Phys. Rev. B* **82** 094429
[38] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
[39] Zang J, Mostovoy M, Han J H, Nagaosa N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804
[40] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 301
[41] Kong L, Zang J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 067203
[42] Mochizuki M, Yu X Z, Seki S, Kanazawa N, Koshibae W, Zang J, Mostovoy M, Tokura Y, Nagaosa N 2014 *Nat. Mater.* **13** 241
[43] Wilczek F, Shapere A 1989 *Geometric Phases in Physics* (Singapore: World Scientific) pp247–257
[44] 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 2010 *Science* **330** 1648
[45] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 301
[46] Li Y, Kanazawa N, Yu X Z, Tsukazaki A, Kawasaki M, Ichikawa M, Jin X F, Kagawa F, Tokura Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117202
[47] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201
[48] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
[49] Raju M, Yagil A, Soumyanarayanan A, Tan A K C, Almoalem A, Auslaender O M, Panagopoulos C 2017 arxiv: 170804084 [cond-mat]
[50] Yokouchi T, Kanazawa N, Tsukazaki A, Kozuka Y, Kawasaki M, Ichikawa M, Kagawa F, Tokura Y 2014 *Phys. Rev. B* **89** 064416
[51] Tian Y, Ye L, Jin X F 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 087206
[52] Hall E H 1879 *Am. J. Math.* **2** 287
[53] Chang M C, Niu Q 1996 *Phys. Rev. B* **53** 7010
[54] Sundaram G, Niu Q 1999 *Phys. Rev. B* **59** 14915
[55] Jungwirth T, Niu Q, MacDonald A H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 207208
[56] Lee M, Onose Y, Tokura Y, Ong N P 2007 *Phys. Rev. B* **75** 172403
[57] Freimuth F, Bamler R, Mokrousov Y, Rosch A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 214409
[58] Franz C, Freimuth F, Bauer A, Ritz R, Schnarr C, Duvinage C, Adams T, Blügel S, Rosch A, Mokrousov Y, Pfleiderer C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 186601
[59] Denisov K S, Rozhansky I V, Averkiev N S, Lähderanta E 2017 *Sci. Rep.* **7** 17204
[60] Denisov K S, Rozhansky I V, Averkiev N S, Lähderanta E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 027202
[61] Tanigaki T, Shibata K, Kanazawa N, Yu X, Onose Y, Park H S, Shindo D, Tokura Y 2015 *Nano Lett.* **15** 5438
[62] Kanazawa N, Nii Y, Zhang X X, Mishchenko A S, De Filippis G, Kagawa F, Iwasa Y, Nagaosa N, Tokura Y 2016 *Nat. Commun.* **7** 11622
[63] Fujishiro Y, Kanazawa N, Shimojima T, Nakamura A, Ishizaka K, Koretsune T, Arita R, Miyake A, Mitamura H, Akiba K, Tokunaga M, Shiogai J, Kimura S, Awaji S, Tsukazaki A, Kikkawa A, Taguchi Y, Tokura Y 2018 *Nat. Commun.* **9** 408
[64] Ahmed A S, Esser B D, Rowland J, McComb D W, Kawakami R K 2017 *J. Cryst. Growth* **467** 38
[65] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C, Chen X, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
[66] Zheng F, Li H, Wang S, Song D, Jin C, Wei W, Kovács A, Zang J, Tian M, Zhang Y, Du H, Dunin-Borkowski R E 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 197205
[67] Gallagher J C, Meng K Y, Brangham J T, Wang H L, Esser B D, McComb D W, Yang F Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 027201
[68] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
[69] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, Rønnow H M, Morikawa D, Taguchi Y, Tokura Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638
[70] Karube K, White J S, Morikawa D, Bartkowiak M, Kikkawa A, Tokunaga Y, Arima T, Rønnow H M, Tokura Y, Taguchi Y 2017 *Phys. Rev. Mater.* **1** 074405
[71] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
[72] Janson O, Rousochatzakis I, Tsirlin A A, Belesi M, Leonov A A, Rößler U K, van den Brink J, Rosner H 2014 *Nat. Commun.* **5** 5376
[73] White J S, Prša K, Huang P, Omrani A A, Živković I, Bartkowiak M, Berger H, Magrez A, Gavilano J L, Nagy G, Zang J, Rønnow H M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 107203
[74] Kézsmárki I, Bordács S, Milde P, Neuber E, Eng L M, White J S, Rønnow H M, Dewhurst C D, Mochizuki M, Yanai K, Nakamura H, Ehlers D, Tsurkan V, Loidl A 2015 *Nat. Mater.* **14** 1116
[75] Li W, Jin C, Che R, Wei W, Lin L, Zhang L, Du H, Tian M, Zang J 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060409
[76] Fert A 1990 *Mater. Sci. Forum* **59–60** 439
[77] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
[78] Chen G, Mascaraque A, N'Diaye A T, Schmid A K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 242404
[79] Boulle O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, Chaves D de S, Locatelli A, Menteş 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, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 449

[80] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, 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 *Nat. Mater.* **15** 501

[81] 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 2015 *Science* **349** 283

[82] Belabbes A, Bihlmayer G, Blügel S, Manchon A 2016 *Sci. Rep.* **6** 24634

[83] Moreau-Luchaire C, Moutafis C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, Horne N V, Bouzehouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wohlhüter P, George J M, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 444

[84] Yang H, Thiaville A, Rohart S, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267210

[85] Yu G, Jenkins A, Ma X, Razavi S A, He C, Yin G, Shao Q, He Q L, Wu H, Li W, Jiang W, Han X, Li X, Bleszynski Jayich A C, Amiri P K, Wang K L 2018 *Nano Lett.* **18** 980

[86] Ma X, Yu G, Razavi S A, Sasaki S S, Li X, Hao K, Tolbert S H, Wang K L, Li X 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 027202

[87] Woo S, Song K M, Zhang X, Zhou Y, Ezawa M, Liu 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 2018 *Nat. Commun.* **9** 959

[88] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293

[89] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795

[90] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203

[91] 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

[92] Kim J V, Yoo M W 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 132404

[93] Sun L, Cao R X, Miao B F, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201

[94] Gilbert D A, Maranville B B, Balk A L, Kirby B J, Fischer P, Pierce D T, Unguris J, Borchers J A, Liu K 2015 *Nat. Commun.* **6** 8462

[95] Li J, Tan A, Moon K W, Doran A, Marcus M A, Young A T, Arenholz E, Ma S, Yang R F, Hwang C, Qiu Z Q 2014 *Nat. Commun.* **5** 4704

[96] Miao B F, Sun L, Wu Y W, Tao X D, Xiong X, Wen Y, Cao R X, Wang P, Wu D, Zhan Q F, You B, Du J, Li R W, Ding H F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 174411

[97] Wu H Z, Miao B F, Sun L, Wu D, Ding H F 2017 *Phys. Rev. B* **95** 174416

[98] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198

[99] Wang W, Zhang Y, Xu G, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z, Zhang X, Li X, Liu E, Wang S, Cai J, Wang F, Li J, Hu F, Wu G, Shen B, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887

[100] 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

[101] Hoffmann M, Zimmermann B, Müller G P, Schürhoff D, Kiselev N S, Melcher C, Blügel S 2017 *Nat. Commun.* **8** 308

[102] Okubo T, Chung S, Kawamura H 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 017206

[103] Leonov A O, Mostovoy M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8275

[104] Banerjee A, Yan J, Knolle J, Bridges C A, Stone M B, Lumsden M D, Mandrus D G, Tennant D A, Moessner R, Nagler S E 2017 *Science* **356** 1055

[105] Do S H, Park S Y, Yoshitake J, Nasu J, Motome Y, Kwon Y S, Adroja D T, Voneshen D J, Kim K, Jang T H, Park J H, Choi K Y, Ji S 2017 *Nat. Phys.* **13** 1079

[106] Pereiro M, Yudin D, Chico J, Etz C, Eriksson O, Bergman A 2014 *Nat. Commun.* **5** 4815

[107] Hou Z, Ren W, Ding B, Xu G, Wang Y, Yang B, Zhang Q, Zhang Y, Liu E, Xu F, Wang W, Wu G, Zhang X, Shen B, Zhang Z 2017 *Adv. Mater.* **29** 1701144

[108] Ye L, Kang M, Liu J, von Cube F, Wicker C R, Suzuki T, Jozwiak C, Bostwick A, Rotenberg E, Bell D C, Fu L, Comin R, Checkelsky J G 2018 *Nature* **555** 638

[109] Hsu P J, Kubetzka A, Finco A, Romming N, von Bergmann K, Wiesendanger R 2017 *Nat. Nanotech.* **12** 123

[110] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636

[111] Pollard S D, Garlow J A, Yu J, Wang Z, Zhu Y, Yang H 2017 *Nat. Commun.* **8** 14761

[112] Montoya S A, Couture S, Chess J J, Lee J C T, Kent N, Henze D, Sinha S K, Im M Y, Kevan S D, Fischer P, McMorran B J, Lomakin V, Roy S, Fullerton E E 2017 *Phys. Rev. B* **95** 024415

[113] Soumyanarayanan A, Raju M, Oyarce A L G, Tan A K C, Im M Y, Petrović A P, Ho P, Khoo K H, Tran M, Gan C K, Ernult F, Panagopoulos C 2017 *Nat. Mater.* **16** 898

[114] Nagao M, So Y G, Yoshida H, Isobe M, Hara T, Ishizuka K, Kimoto K 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 325

[115] Slonczewski J C 1996 *J.Magn. Magn. Mater.* **159** L1

[116] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353

[117] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204

[118] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 742

[119] Büttner F, Lemesh I, Schneider M, Pfau B, Günther C M, Hessing P, Geilhufe J, Caretta L, Engel D, Krüger B, Viefhaus J, Eisebitt S, Beach G S D 2017 *Nat. Nanotech.* **12** 1040

[120] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652

[121] Yu G, Upadhyaya P, Shao Q, Wu H, Yin G, Li X, He C, Jiang W, Han X, Amiri P K, Wang K L 2017 *Nano Lett.* **17** 261

[122] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 839

[123] Grab J L, Rugar A E, Ralph D C 2017 *Phys. Rev. B* **97** 184424

[124] Finazzi M, Savoini M, Khorsand A R, Tsukamoto A, Itoh A, Duò L, Kirilyuk A, Rasing T, Ezawa M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177205

[125] Berruto G, Madan I, Murooka Y, Vanacore G M, Pomarico E, Rajeswari J, Lamb R, Huang P, Kruchkov A J, Togawa Y, LaGrange T, McGrouther D, Rønnow H M, Carbone F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 117201
[126] Fujita H, Sato M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 054421
[127] Kryder M H, Gage E C, McDaniel T W, Challener W A, Rottmayer R E, Ju G, Hsia Y T, Erden M F 2008 *Proc. IEEE* **96** 1810
[128] Liu Y, Yin G, Zang J, Shi J, Lake R K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 152411
[129] Mochizuki M, Watanabe Y 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 082409
[130] Liu Y, Lei N, Zhao W, Liu W, Ruotolo A, Braun H B, Zhou Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 022406
[131] Li Z, Zhang Y, Huang Y, Wang C, Zhang X, Liu Y, Zhou Y, Kang W, Koli S C, Lei N 2017 *J. Magn. Magn. Mater.* **455** 19
[132] Chauleau J Y, Legrand W, Reyren N, Maccariello D, Collin S, Popescu H, Bouzehouane K, Cros V, Jaouen N, Fert A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 037202
[133] Zhang S L, Bauer A, Burn D M, Milde P, Neuber E, Eng L M, Berger H, Pfleiderer C, van der Laan G, Hesjedal T 2016 *Nano Lett.* **16** 3285
[134] Zhang S L, Bauer A, Berger H, Pfleiderer C, van der Laan G, Hesjedal T 2016 *Phys. Rev. B* **93** 214420
[135] Maccariello D, Legrand W, Reyren N, Garcia K, Bouzehouane K, Collin S, Cros V, Fert A 2018 *Nat. Nanotech.* **13** 233
[136] Dovzhenko Y, Casola F, Schlotter S, Zhou T X, Büttner F, Walsworth R L, Beach G S D, Yacoby A 2016 arXiv: 161100673 [cond-mat]
[137] Wang P, Yuan Z, Huang P, Rong X, Wang M, Xu X, Duan C, Ju C, Shi F, Du J 2015 *Nat. Commun.* **6** 631
[138] Li Z A, Zheng F, Tavabi A H, Caron J, Jin C, Du H, Kovacs A, Tian M, Farle M, Dunin-Borkowski R E 2017 *Nano Lett.* **17** 1395
[139] Fischer P 2010 *Mater. Today* **13** 14
[140] Monchesky T L 2015 *Nat. Nanotech.* **10** 1008
[141] Hamamoto K, Ezawa M, Nagaosa N 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 112401
[142] Hanneken C, Otte F, Kubetzka A, Dupé B, Romming N, von Bergmann K, Wiesendanger R, Heinze S 2015 *Nat. Nanotech.* **10** 1039
[143] Crum D M, Bouhassoune M, Bouaziz J, Schweflinghaus B, Blügel S, Lounis S 2015 *Nat. Commun.* **6** 8541
[144] Du H, Liang D, Jin C, Kong L, Stolt M J, Ning W, Yang J, Xing Y, Wang J, Che R, Zang J, Jin S, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 7637
[145] Zeissler K, Shahbazi K, Massey J, Finizio S, Raabe J, Ma' Mari F A, Rosamond M C, Linfield E H, Moore T A, Burnell G, Marrows C H 2017 arXiv: 170606024 [cond-mat, physics:physics]
[146] Yin G, Liu Y, Barlas Y, Zang J, Lake R K 2015 *Phys. Rev. B* **92** 024411
[147] Nikonov D E, Young I A 2014 *J. Mater. Res.* **29** 2109
[148] Rybakov F N, Borisov A B, Bogdanov A N 2013 *Phys. Rev. B* **87** 094424
[149] 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
[150] Schneider S, Wolf D, Stolt M J, Jin S, Pohl D, Rellinghaus B, Schmidt M, Büchner B, Goennenwein S T B, Nielsch K, Lubk A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 217201
[151] Milde P, Köhler D, Seidel J, Eng L M, Bauer A, Chacon A, Kindervater J, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Buhrandt S, Schütte C, Rosch A 2013 *Science* **340** 1076
[152] Rybakov F N, Borisov A B, Blügel S, Kiselev N S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 117201
[153] Ahmed A S, Rowland J, Esser B D, Dunsiger S, McComb D W, Randeria M, Kawakami R K 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 041401(R)
[154] Zheng F, Rybakov F N, Borisov A B, Song D, Wang S, Li Z A, Du H, Kiselev N S, Caron J, Kovács A, Tian M, Zhang Y, Blügel S, Dunin-Borkowski R E 2017 arXiv: 170604654 [cond-mat]
[155] Du H, Ning W, Tian M, Zhang Y 2013 *EPL* **101** 37001
[156] Liu Y, Du H, Jia M, Du A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 094425
[157] Manke I, Kardjilov N, Schäfer R, Hilger A, Strobl M, Dawson M, Grünzweig C, Behr G, Hentschel M, David C, Kupsch A, Lange A, Banhart J 2010 *Nat. Commun.* **1** 125
[158] Donnelly C, Guizar-Sicairos M, Scagnoli V, Gliga S, Holler M, Raabe J, Heyderman L J 2017 *Nature* **547** 328
[159] Yasuda K, Wakatsuki R, Morimoto T, Yoshimi R, Tsukazaki A, Takahashi K S, Ezawa M, Kawasaki M, Nagaosa N, Tokura Y 2016 *Nat. Phys.* **12** 555
[160] Liu C, Zang Y, Ruan W, Gong Y, He K, Ma X, Xue Q K, Wang Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 176809
[161] Zhang J L, Jiao L, Pang G M, Yuan H Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 217403 (in Chinese) [张警蕾, 焦琳, 庞贵明, 袁辉球 2015 物理学报 **64** 217403]
[162] Wei W, Zhao G J, Kim D R, Jin C, Zhang J L, Ling L, Zhang L, Du H, Chen T Y, Zang J, Tian M, Chien C L, Zhang Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 104503

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Overview and outlook of magnetic skyrmions*

Liu Yi-Zhou[1)3)†] Zang Jiadong[2)‡]

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

2) (*Department of Physics, University of New Hampshire, Durham, New Hampshire 03824, USA*)

3) (*Department of Electrical and Computer Engineering, University of California, Riverside, California 92521, USA*)

(Received 8 April 2018; revised manuscript received 15 May 2018)

Abstract

Magnetic skyrmions are topologically protected nano-scale spin textures. They normally exist in chiral magnets and magnetic thin films with broken inversion symmetry. The size of skyrmion ranges from 1 nm to several hundred nanometers, depending on the material parameters. The spins of skyrmion wrap around the unit sphere exactly once, thus facilitating the unit topological charge of a skyrmion. Due to their non-trivial topology, skyrmions exhibit exotic physics such as the topological Hall effect (THE) and the emergent electrodynamics. Skyrmions show particle-like dynamics and can be driven with ultra-low current density. Furthermore, they can be created, annihilated, manipulated and detected by all-electric methods, making skyrmion a promising candidate for next-generation information storage and processing technologies. On the other hand, combining skyrmions with superconductors and topological insulators may also lead to intriguing physics and applications such as the topological quantum computing. Over the past few years, the creation, annihilation and detection of skyrmion at room temperature have already been demonstrated, but the precise control of single skyrmion with size below 10 nm is still a challenge. In this paper, we first review the fundamental physics of skyrmion, from its topology to its emergent dynamics. Physical mechanisms of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction, the emergent electrodynamics and the THE are discussed. Then the skyrmion material systems, including chiral magnets, magnetic thin films, artificial skyrmion systems, frustrated magnets, bi-skyrmion materials and antiskyrmion materials, are comprehensively summarized. The optimizations of materials and potential new skyrmion materials are also proposed for different material systems. Methods of creating, annihilating and detecting skyrmions, which also cover potential application methods other than electrical methods, are discussed from both theoretical and experimental point of view. The energy efficiencies and reliabilities of different creation and annihilation methods and the sensitivities of different detection methods are still unclear, these current bottlenecks and possible avenues towards skyrmion-based spintronics are described. Finally, we address some possible future directions of skyrmion research, such as the antiferromagnetic skyrmion and skyrmions in topological insulators, which may lead to the discovery of peculiar topological quantum physics and materials.

Keywords: magnetic skyrmion, chiral magnets, magnetic thin films, topological physics

PACS: 12.39.Dc, 85.75.–d, 75.70.–i, 02.40.Pc **DOI:** 10.7498/aps.67.20180619

* Project supported by the by the U.S. Department of Energy (DOE), Office of Science, Basic Energy Sciences (BES) under Award (Grant No. DE-SC0016424).

† Corresponding author. E-mail: yliu062@ucr.edu

‡ Corresponding author. E-mail: jiadong.zang@unh.edu

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

基于金刚石NV色心的纳米尺度磁场测量和成像技术

王成杰　石发展　王鹏飞　段昌奎　杜江峰

Nanoscale magnetic field sensing and imaging based on nitrogen-vacancy center in diamond

Wang Cheng-Jie　Shi Fa-Zhan　Wang Peng-Fei　Duan Chang-Kui　Du Jiang-Feng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 130701 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20180243
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180243
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

共振线极化光实现原子矢量磁力仪的理论研究
Theory of atomic vector magnetometer using linearly polarized resonant light
物理学报.2018, 67(6): 060701　http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172108

抽运-检测型非线性磁光旋转铷原子磁力仪的研究
Rubidium atomic magnetometer based on pump-probe nonlinear magneto-optical rotation
物理学报.2017, 66(16): 160701　http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.160701

极化检测型铷原子磁力仪的研究
Research on an pump-probe rubidium magnetometer
物理学报.2016, 65(21): 210702　http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.210702

四面体磁梯度张量系统的载体磁干扰补偿方法
A vehicle magnetic noise compensation method for the tetrahedron magnetic gradiometer
物理学报.2014, 63(11): 110702　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110702

磁梯度张量不变量的椭圆误差消除方法研究
Research on the asphericity error elimination of the invariant of magnetic gradient tensor
物理学报.2015, 64(19): 190701　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.190701

专题: 磁斯格明子

基于金刚石NV色心的纳米尺度磁场测量和成像技术*

王成杰[1)3)4)] 石发展[1)2)3)5)] 王鹏飞[1)2)3)5)†] 段昌奎[1)3)4)]
杜江峰[1)2)3)5)]

1) (中国科学技术大学, 中国科学院微观磁共振重点实验室, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 合肥微尺度国家实验室, 合肥 230026)

3) (中国科学技术大学, 量子信息与量子科技前沿协同创新中心, 合肥 230026)

4) (中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

5) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

(2018 年 1 月 31 日收到; 2018 年 4 月 13 日收到修改稿)

纳米级分辨率的磁场测量和成像是磁学中的一种重要研究手段. 金刚石中的单个氮-空位点缺陷电子自旋作为一种量子传感器, 具有灵敏度高、原子级别尺寸、可工作在室温等诸多优势, 灵敏度可以达到单核自旋级别, 空间分辨率达到亚纳米. 将这种磁测量技术与扫描成像技术结合, 能够实现高灵敏度和高分辨率的磁场成像, 定量地重构出杂散场. 这种新型的磁成像技术可以给出磁学中多种重要的研究对象如磁畴壁、反铁磁序、磁性斯格明子的结构信息. 随着技术的发展, 基于氮-空位点缺陷的磁成像技术有望成为磁性材料研究的重要手段.

关键词: NV 色心, 量子测量, 磁测量, 磁成像

PACS: 07.55.Ge, 07.57.Pt, 52.70.Gw, 07.79.–v **DOI:** 10.7498/aps.67.20180243

1 引 言

磁性测量无论是在包括物理、化学、生物等基础科学领域还是工业生产中都有广泛而且重要的作用. 针对不同的需求各种不同的磁测量方案被提了出来, 其中, 近些年发展起来的基于金刚石NV色心 (nitrogen-vacancy color center, NV center) 的磁测量技术相对于传统的磁测量技术, 例如霍尔效应传感器、超导量子干涉仪、磁力显微镜等具有诸多优势: 工作温度覆盖亚开尔文到600 开尔文, 空间分辨率能够达到亚纳米, 灵敏度达到纳特斯拉级别, 同时对样品本身磁场没有任何侵扰. 另一方面, 作为一个传感器, NV 色心由于其原子尺度的大小, 能够靠近待测样品到纳米量级, 结合其高灵敏度的优势就能够实现单电子自旋、单核自旋的测量. 借鉴传统的磁共振技术, NV 色心能够实现单分子核磁共振[1,2] 和单分子顺磁共振[3], 为解析分子结构、研究分子动力学等问题提供了一种有力的手段.

进一步, 将NV 色心磁测量技术和扫描成像技术结合起来, 能够实现高灵敏度和高分辨率的磁成像. 在磁学和磁性材料研究中, 确定一个样品的磁性结构分布对科学研究和应用开发都是一个重要的问题. 相比传统的磁成像技术, 基于NV 色心的

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB921800)、国家自然科学基金 (批准号: 81788101, 11227901, 11544012)、中国科学院 (批准号: GJJSTD20170001, QYZDY-SSW-SLH004)、安徽省量子信息技术引导专项 (批准号: AHY050000) 和中央高校基本科研业务费专项资金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wpf@ustc.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

磁成像技术不仅具有纳米量级的空间分辨率和微特斯拉量级的磁灵敏度[4], 由于测量的是杂散场, 对待测样品没有厚度或者材质的要求, 而且测量对样品无损. 与类似的磁力显微镜相比, NV 色心磁成像能够给出定量的磁场结果, 而且NV色心作为单自旋探针, 所产生的磁场不会对待测样品有扰动. 由于具有的许多优点, 随着技术的成熟, 基于NV色心的量子传感器已经在磁性测量和成像领域产生了一些重要的科研成果.

2 NV色心简介

NV色心是金刚石中的一类缺陷, 由一个替代碳原子的氮杂质和相邻格点的空位构成(图1 (a)). 这里所指NV色心为带负电的NV色心. NV色心的能级结构可以由六电子[5−7]或两空穴模型[8]通过群论求出, 基态自旋为1, 其中单态是亚稳态, 相较于三重态基态存在时间较短[9]. 能级结构如图1 (b)所示, ^{3}E 和^{3}A$_2$分别是三重态的激发态和基态, ^{1}A$_1$则是单态基态. 自旋三重态基态的磁量子数$m_S = 0$与$m_S = \pm1$态(简并态)之间有2.87 GHz的零场分裂. NV色心自旋从激发态回到基态有两种途径: 辐射跃迁和通过中间态^{1}A$_1$的系间窜越 (intersystem crossing, ISC) 过程. ISC过程涉及自旋态的改变[10,11], 不会辐射出光子.$m_S = 0$与$m_S = \pm1$能够用同一频率激光实现非共振激发, $m_S = \pm1$能够通过ISC过程无辐射跃迁回$m_S = 0$基态[12,13] (且其跃迁率与辐射跃迁接近), 考虑到亚稳态的平均寿命为250 ns, 故$m_S = \pm1$态比$m_S = 0$荧光率小30%左右. 使用激光激发NV色心自旋态后, 根据荧光计数的不同就可以实现NV色心自旋态的读出[14]. 同样, 由于$m_S = \pm1$态能够以不小的跃迁率跃迁回$m_S = 0$基态, 通过反复激发, $m_S = \pm1$态以较高的保真度制备到$m_S = 0$态[10,11], 也就实现了自旋极化.

考虑自旋三重态, 在自旋算符S_z本征矢下(通常NV轴为z方向)NV色心的哈密顿量一般可以写为[15]

$$H = DS_z^2 \pm \gamma B_z S_z, \tag{1}$$

式中前一项是零场分裂项, 由电子自旋之间的相互作用导致, D是零场分裂; 后一项是塞曼项, B_z是外磁场, γ是旋磁比. 实际上, 零场分裂项为张量, 非对角项近似为零. 但在存在横向电场[16,17]或横向应力[18]时, 非对角项不为零, 上式不再满足. 这也是NV 色心测量电场和应力的原理. 存在横向磁场的情况下m_S不再是好量子数, 这会造成$m_S = 0$与$m_S = \pm1$之间的跃迁从而导致NV色心荧光计数的下降, 所以实验中外磁场方向通常沿NV的对称轴轴向方向. 在外磁场作用下, $m_S = \pm1$ 态解除简并. 因此$m_S = 0$可以与$m_S = -1$或$m_S = +1$构成一个量子比特, 用微波可以操控$m_S = 0$ 与$m_S = -1$或$m_S = +1$之间的跃迁. 这样的二能级系统也是将NV色心作为量子传感器的基础.

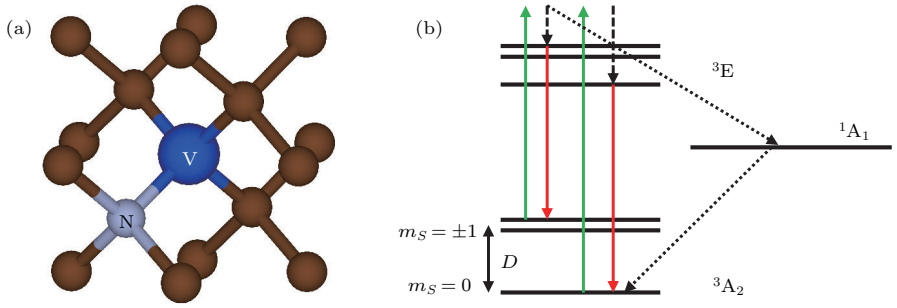


图1 NV色心晶体结构和能级结构 (a) 晶体结构; (b) 能级结构

Fig. 1. Crystal structure and energy level structure of NV center: (a) Crystal structure; (b) energy level structure.

3 磁性测量

3.1 磁场测量

首先, 对于静磁场测量, 最简单和直接的方法就是测量共振谱, 即光探测磁共振(optical detection magnetic resonance, ODMR)谱. 由哈密顿量((1)式)可知, NV色心的能级随着外磁场的变化而改变, 从共振谱得到的能级劈裂就可以计算出相应的磁场. 通过微波操控利用NV色心的量子相干性质, 磁场测量可以达到更高的灵敏度. 2008年, Taylor等[19]理论上提出了使用基于NV色心的自

旋量子干涉仪进行磁场测量的方式, 可以实现静磁场和交变磁场的测量. 以图 2 (a) 中 Ramsey 序列为例, π/2 脉冲将极化后的 NV 色心制备到两个子能级的叠加态, 在静磁场中演化会使叠加态的两个量子态之间积累一个相对相位, 随后的 π/2 脉冲将相位转换为布居的差别, 最后用激光读出. 若静磁场为 B, 脉冲间隔即演化时间为 τ, 则积累相位为 $\phi = \gamma B\tau$, 相应的布居为 $\cos(\gamma B\tau)$.

交变磁场测量也可以用相应的脉冲序列实现. 由于交变磁场在一段时间积累的相位较小且可能为 0, 可以在演化过程中加入额外的 π 脉冲来翻转相位 (图 2 (a)). 交变场 $B(t)$ 积累的相位为

$$\phi = \int_{\tau/2}^{\tau} \gamma B(t)\mathrm{d}t - \int_{0}^{\tau/2} \gamma B(t)\mathrm{d}t,$$

当脉冲间隔 τ 与交变场频率匹配时, 积累的相位最大从而达到最大的测量灵敏度. 这种方式通过扫描脉冲间隔 τ 也可以测量交变场的频率. 当交变场频率较高时, 如达到 GHz 频段, 由于脉冲操控速度的限制, 上述方法不再适用. 另一种方法是利用 Rabi 振荡来测量交变场, 这种方法还可以重构出矢量微波场 [20].

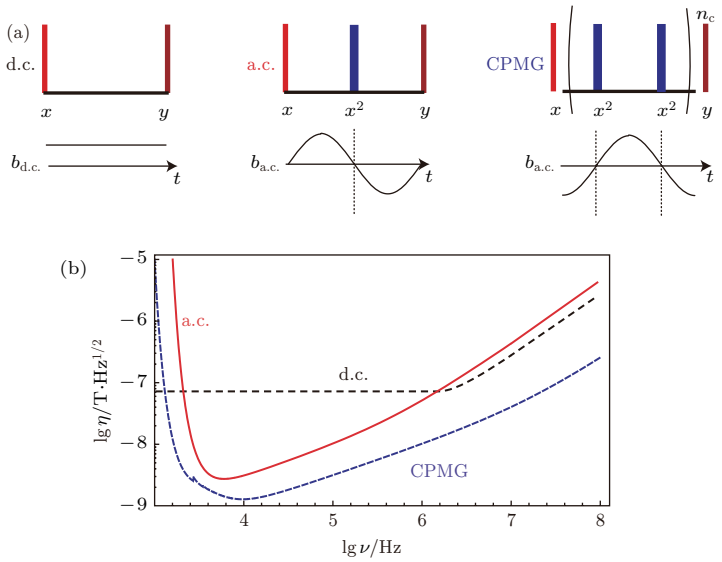


图 2 磁场测量的不同脉冲序列和相应的灵敏度 [19] (a) 磁场测量的不同脉冲序列, x 和 y 是操控微波的偏振方向; 左侧为测量静态场的 Ramsey 序列, 两个脉冲 x 和 y 是 π/2; 中间为测量交变场的回波序列, x^2 是 π 脉冲; 右侧为更高灵敏度测量交变场的 CPMG (Carr-Purcell-Meiboom-Gill) 序列, n_C 是 π 脉冲对的数目; (b) 单 NV 色心测量静态场和交变场的灵敏度与信号频率 ν 的关系

Fig. 2. Control sequences for various operation modes of the magnetometer and corresponding sensitivities to magnetic fields [19]. (a) ESR pulse sequences for magnetometry, where x and y indicate the linear polarization of the ESR pulse in the laboratory frame. Left: Ramsey pulse sequence for d.c.-field measurement. Middle: Echo-based pulse sequence for a.c. magnetometry. Right: CPMG-based pulse sequence for improved a.c. magnetometry, where n_C is the number of repetitions of the paired π pulses. (b) d.c. and a.c. sensitivity to magnetic fields for a single nitrogen-vacancy centre as a function of signal frequency, ν.

图 2 (b) 给出了脉冲方式测量磁场理论上能达到的灵敏度 [19]. Maze 等 [21] 利用超纯的金刚石经过 100 s 采样在 kHz 频段实现了 3 nT 的磁场分辨率. 对脉冲序列进一步的优化可以提高灵敏度 [22,23].

3.2 自旋测量

NV 色心测量磁场的高灵敏度及其原子尺度的结构, 使得利用 NV 色心来测量 (单个) 自旋信号具有可行性. 2005 年, Epstein 等 [24] 利用 NV 色心荧光研究了 NV 色心之间 (即电子自旋) 以及和 NV 色心中 N 核自旋的相互作用. 随后 Gaebel 等 [25] 使用自旋-自旋双共振的方式测量了金刚石内部、NV 色心附近的氮原子电子自旋, 实现了对氮原子电子自旋的谱学测量和量子操纵. 金刚石内邻近 ^{13}C 核自旋的测量 [26,27] 展示出了利用 NV 色心开展核磁共振和顺磁共振研究的潜力. 数值研究表明 NV 色心具有测量远距离包括金刚石外核自旋团簇的能

力[28], 实验上也实现了金刚石内弱耦合的远距离^{13}C核的测量[1]以及金刚石外固态和液态样品中氢核的探测(图3(a)和图3(b))[2]. 对两个^{13}C核自旋组成的核自旋对的测量能够确定其精确的空间位置[29], 这在原理上展示了基于NV色心的单分子核磁共振技术. 甚至在强耦合情况下能够测量到数个^{29}Si原子核, 得到核磁共振谱并且确定核自旋的空间位置[30]. 通过使用靠近金刚石表面的NV色心, 将蛋白质分子标记上氮氧自由基后撒在金刚石表面, 在室温大气环境下实现了单个蛋白质分子上电子自旋标记的顺磁共振谱测量(图3(c)和图3(d))[3]. 利用关联谱测量交变场得到的共振谱线宽足够小, 可以用这种方式测量化学位移[31]. 至此, 尽管还需要更多的研究, 利用NV色心进行单分子核磁共振和单分子顺磁共振测量的方法已经基本建立.

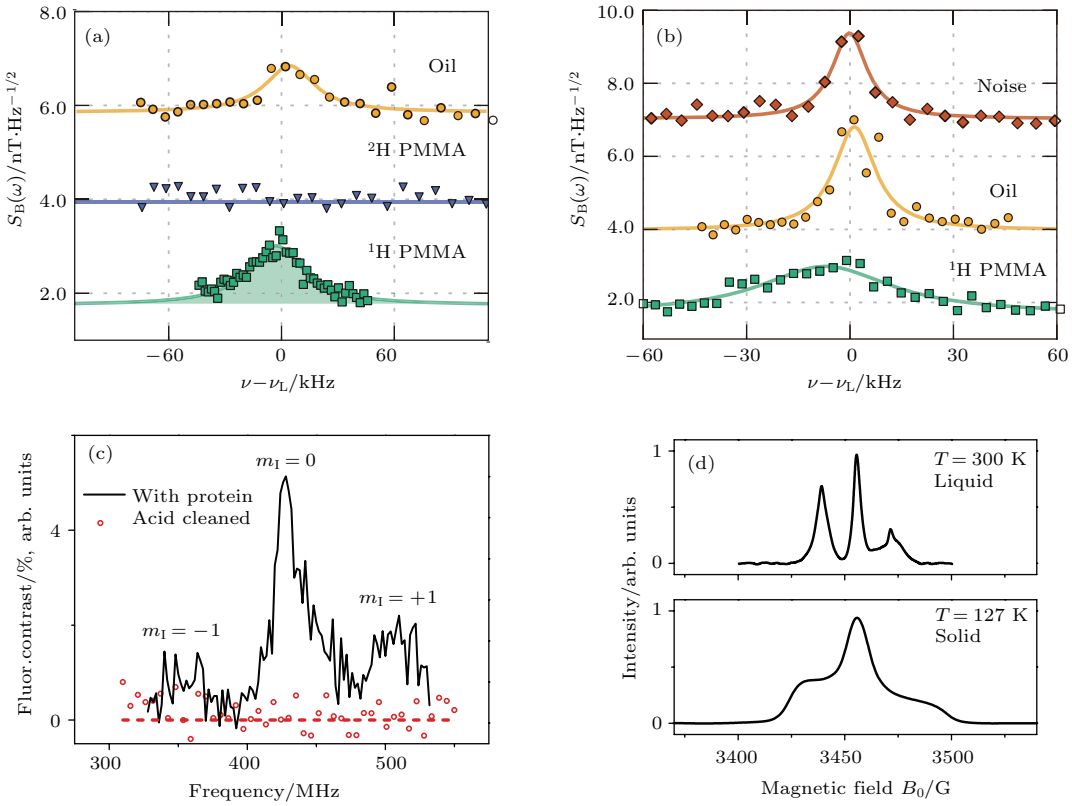


图3 NV色心测量的磁共振谱 (a) 固态和液态样品中的氢核自旋核磁共振谱[2]; (b) 更高分辨率的核磁共振谱[2]; (c) 单蛋白质分子自旋标记的顺磁共振谱[3]; (d) 液态和固态的系综顺磁共振谱[3]

Fig. 3. Resonance spectrum measurement by NV center: (a) Nuclear magnetic resonance spectrum of hydrogen nucleus in a liquid sample (immersion oil), a deuterated solid (^{2}H PMMA), and a protonated solid sample (^{1}H PMMA, green squares)[2]; (b) high-resolution spectrum[2]; (c) electron spin resonance spectrum of a spin label in a protein[3]; (d) Electron spin resonance spectrum of liquid and solid protein ensemble with a spin label[3].

4 磁成像

在探索NV色心作为纳米尺度高灵敏度量子传感器的潜力的同时, 基于NV色心的磁成像技术也发展起来. 一种方式是利用NV色心系综或者阵列进行定点的磁成像[19,32], 这种方法将包含多个NV色心的金刚石与待测样品靠近, 用共聚焦技术扫描每个色心的共振谱, 可以得到不同NV色心所处不同位置的磁场. 另一种方式是将包含NV色心的金刚石作为磁探针, 结合原子力显微镜等扫描成像技术进行扫描的同时操控NV色心测量磁场. 2008年, Balasubramanian等[33]用磁力显微镜扫描包含NV色心的金刚石纳米颗粒(图4(a)), 用NV色心测量到了图4(b)中的共振环. 在固定频率的微波辐射下, 当杂散场导致的NV色心塞曼能级与微波共振时会导致荧光计数下降, 共振环表示磁性针尖的磁场等高线. 同时采用图4(c)中将NV纳米颗粒附着在原子力显微镜针尖上的方式, 扫描图4(d)中磁性颗粒也得到了共振线. 实际上,

这也是利用NV色心进行磁成像的两种方式, 即待测样品附着在针尖上扫描金刚石和金刚石附着在针尖上扫描样品. 从实验中测得共振线的线宽估计空间分辨率为20 nm, 改进实验条件可以达到纳米级别, 主要受限于磁场梯度和NV色心与样品的距离. 基于这种方案扫描硬盘的磁场分布达到了9 $\mu T/\sqrt{Hz}$的磁场灵敏度和数十纳米的空间分辨率[4]. Maletinsky等[34]将加工为柱状的金刚石作为扫描探针改进了荧光收集效率和灵敏度, 并增强了探针的鲁棒性.

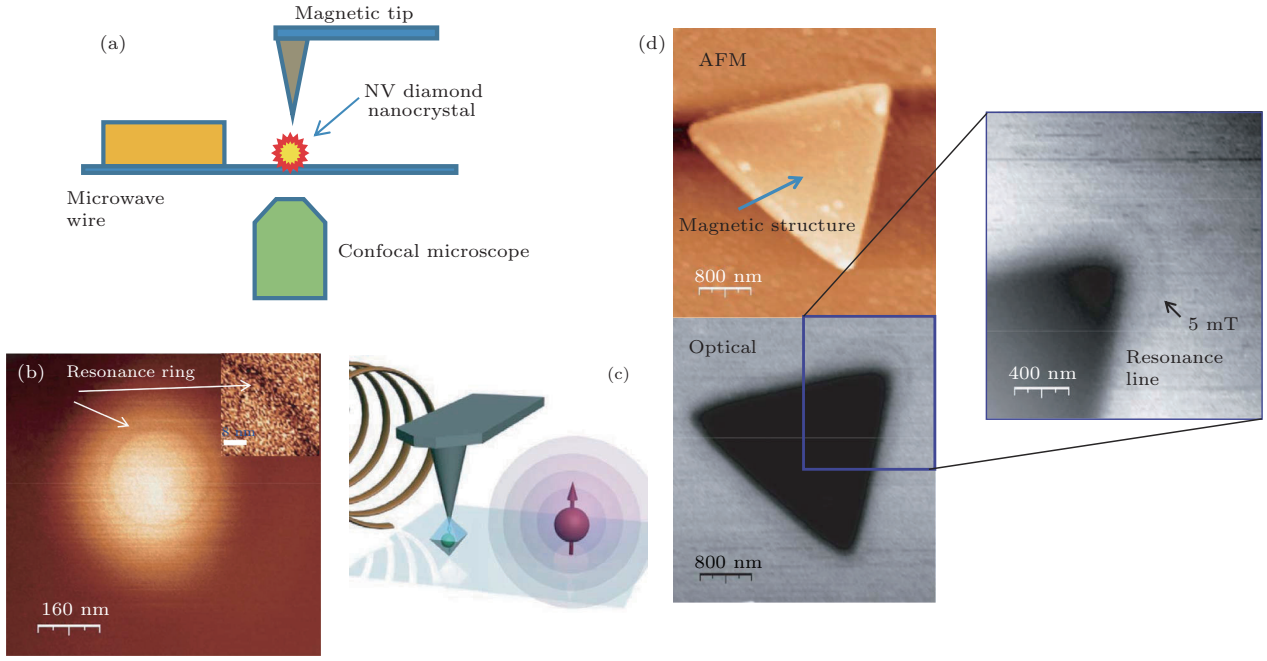


图4 NV色心磁成像方案示意图和共振环扫描[33] (a) 磁性针尖扫描纳米金刚石颗粒示意图; (b) 磁性针尖扫描成像; (c) 纳米金刚石颗粒扫描磁性颗粒示意图; (d) 磁性颗粒扫描成像

Fig. 4. Schematic diagram of magnetic microscopy based on the NV center and resonance ring imaging[33]: (a) Diagram of magnetic tip scaning; (b) diamond nanocrystal scaning image by using magnetic tip; (c) diagram of scaning by diamond nanocrystal attached to a cantilever; (d) image of scaning a magnetic particle.

以上研究原理上展示出了NV色心磁成像技术的能力, 而将此技术用于研究中感兴趣的磁性结构, 也证实了NV色心磁成像技术可以作为磁性材料研究的有效手段. 例如扫描磁性涡旋(vortex)杂散场[35,36], 能够确定vortex核心的极性和手性; 测量磁畴壁杂散场分布并且观察到激光实现磁畴壁驱动, 理论模型能够从实验结果中估计出材料中杂质密度和热激发下的钉扎强度[37]; 实现实空间测量非线性反铁磁序[38]. 图5为Rondin等[35]用“双等高线”法测量的磁性vortex杂散场. “双等高线”法是指在扫描过程中测量两个固定频率微波辐射下的荧光计数差, NV色心塞曼劈裂与两个频率共振时信号会为正或负, 其他磁场下为零, 也就是得到了两种磁场等高线. 值得注意的是, NV色心作为磁力计的高灵敏度使其具有单核自旋成像的能力[39], 为自旋电子学等领域的研究提供了一个有力的工具.

近些年由于拓扑非平庸的磁化结构和作为磁存储器件的潜力而引起广泛研究兴趣的磁性斯格明子(skyrmion), 也可以利用NV色心磁成像技术测量杂散场并给出磁化分布的信息[40]. 测量出NV色心的$m_S = 0$到$m_S = \pm 1$的两个共振峰, 可以解哈密顿量得出杂散场的沿NV色心轴和垂直于轴的磁场分量, 重构出的杂散场进而能够为判断磁性skyrmion的类型提供指导. 如图6(e)所示, 在Bloch型skyrmion的假定下重构出的磁化分布中, 中心处z方向磁化几乎为零, 也就是磁化方向在面内, 这样的结构无法形成一个完整的skyrmion. 而Néel型假定给出的磁化分布更加符合理论模型中skyrmion的磁化分布. 因此, Néel型的skyrmion更加符合实验结果. 对一些新颖的磁性skyrmion结构, 如纳米条带的边缘态[41]和双斯格明子[42], 基于NV色心的磁成像将能够为解析其磁化结构提供帮助.

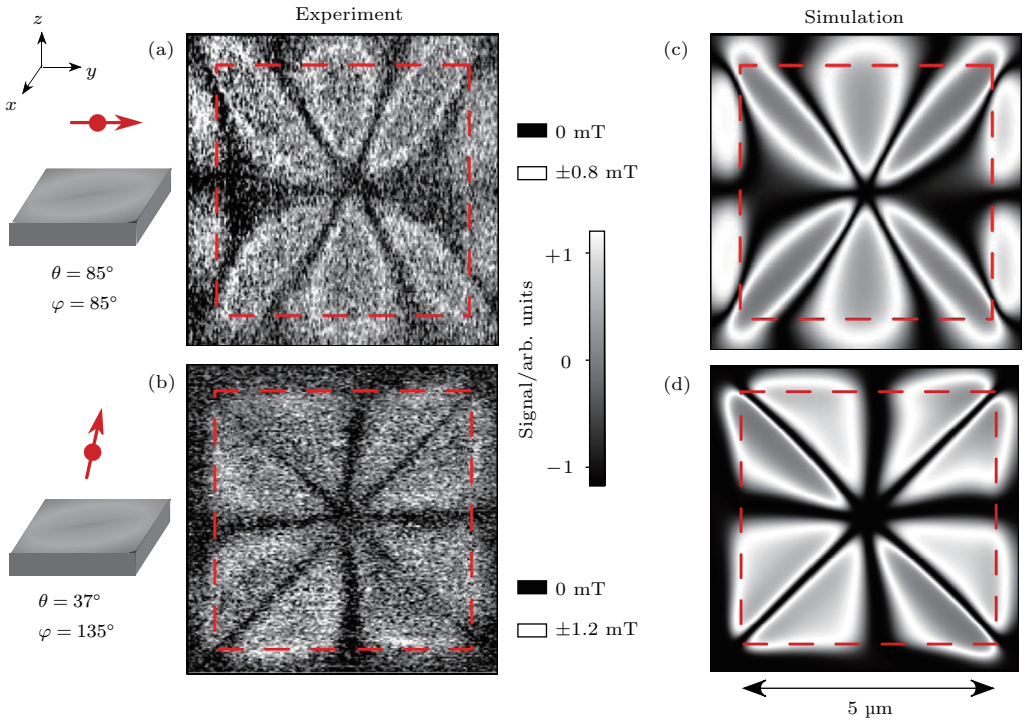


图 5 磁性 vortex 的杂散场扫描 [35] (a), (b) 不同 NV 轴朝向和 NV 色心到样品距离下的杂散场扫描; (c),(d) 相应的磁场仿真结果; 磁性 vortex 是一种具有手性的磁性结构, 在自旋动力学和磁存储器件等方面有重要研究价值

Fig. 5. Imaging stray field of a magnetic vortex [35]: (a), (b) Stray field image with different NV directions and distances; (c), (d) corresponding simulations of stray field. Magnetic vortex is one kind of chiral magnetic structure, and has important value in many study fields such as spin dynamics and magnetic storage instrument.

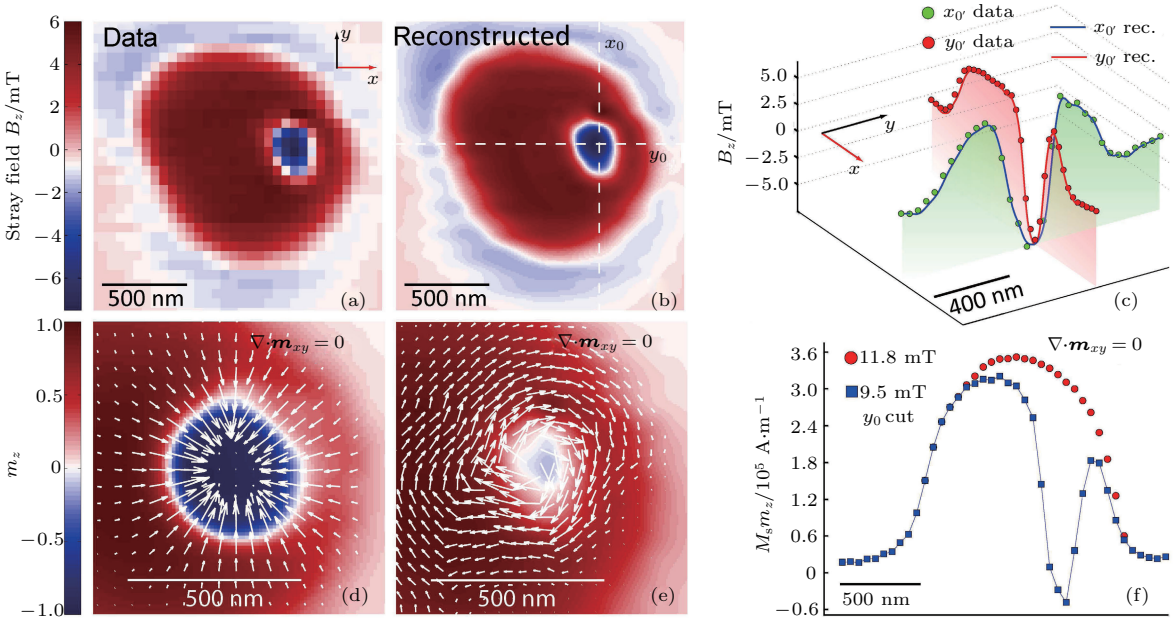


图 6 磁性 skyrmion 杂散场和磁化分布 [40] (a) 测量得到的杂散场 z 方向分量; (b) 在 Néel 型和 Bloch 型假定下仿真的杂散场 z 方向分量; (c) (b) 图中在 $x = x_0$ 和 $y = y_0$ 处切面与实验值的比较; (d),(e) Néel 型和 Bloch 型假定下的磁化分布; (f) Bloch 型假定下 $y = y_0$ 处在不同外磁场下磁化强度切面

Fig. 6. Stray field and magnetization distribution of the skyrmion [40]: (a) z-component of the stray field from measured data; (b) simulated map of z-component of the stray field in both the Néel and the Bloch assumption; (c) cuts along the $x = x_0$ and $y = y_0$ lines shown in (b) (solid lines) and comparison with experimental data in (a) (markers); (d), (e) magnetization distribution obtained in the Néel and the Bloch assumption, respectively; (f) comparison between the reconstructed local magnetization in the Bloch assumption at two different bias fields.

5 总结与展望

NV色心作为磁力计具有灵敏度高、原子尺寸、可工作在室温等诸多优势, 相关技术也一直在进步和发展. 虽然基于NV色心的磁场测量和成像领域发展了仅有10年左右, 其在灵敏度、空间分辨率和工作条件方面巨大的优势, 使得该领域发展极其迅速. 进一步的技术发展将赋予NV色心成像技术更强大的能力. 针对样品的磁性研究, NV色心在磁场测量动态范围、测量带宽等方面亟待提升, 以能够测量快速变化或涨落的磁场, 例如自旋流、磁振子等. 另一方面, NV色心成像具有能够同时进行多种信息扫描成像的潜力, 比如形貌和磁场同时扫描, 发挥NV色心测量电场的能力则可能进行静电场扫描; 利用NV色心测量交变场的方法可以测量自旋波[43], 与扫描成像技术结合可能进行局域的磁性材料微波响应研究.

NV色心已经成为在磁性测量、单分子磁共振和磁成像等领域有着重要应用价值的研究手段. 虽然其存在着一些难以克服的限制因素, 技术和工艺的进步和成熟将改善基于NV色心的磁测量和磁成像技术的性能, 并将其应用到更广泛的研究领域.

感谢合肥物质科学研究院杜海峰研究员和中国科学院物理研究所王文洪研究员的讨论.

参考文献

[1] Kolkowitz S, Unterreithmeier Q P, Bennett S D, Lukin M D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 137601

[2] Staudacher T, Shi F, Pezzagna S, Meijer J, Du J, Meriles C A, Reinhard F, Wrachtrup J 2013 *Science* **339** 561

[3] Shi F, Zhang Q, Wang P, Sun H, Wang J, Rong X, Chen M, Ju C, Reinhard F, Chen H, Wrachtrup J, Wang J, Du J 2015 *Science* **347** 1135

[4] Rondin L, Tetienne J P, Spinicelli P, Dal Savio C, Karrai K, Dantelle G, Thiaville A, Rohart S, Roch J F, Jacques V 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 153118

[5] Lenef A, Rand S C 1996 *Phys. Rev. B* **53** 13441

[6] Goss J P, Jones R, Briddon P R, Davies G, Collins A T, Mainwood A, van Wyk J A, Baker J M, Newton M E, Stoneham A M, Lawson S C 1997 *Phys. Rev. B* **56** 16031

[7] Lenef A, Rand S C 1997 *Phys. Rev. B* **56** 16033

[8] Maze J R, Gali A, Togan E, Chu Y, Trifonov A, Kaxiras E, Lukin M D 2011 *New J. Phys.* **13** 025025

[9] Acosta V M, Jarmola A, Bauch E, Budker D 2010 *Phys. Rev. B* **82** 201202

[10] Harrison J, Sellars M J, Manson N B 2004 *J. Lumin.* **107** 245

[11] Harrison J, Sellars M J, Manson N B 2006 *Diam. Relat. Mater.* **15** 586

[12] Rogers L J, Armstrong S, Sellars M J, Manson N B 2008 *New J. Phys.* **10** 103024

[13] Manson N, Rogers L, Doherty M, Hollenberg L 2010 arXiv:1011.2840 [cond-mat, physics:quant-ph]

[14] van Oort E, Manson N B, Glasbeek M 1988 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **21** 4385

[15] Neumann P 2012 *Ph. D. Dissertation*. (Stüttgart: University Stüttgart)

[16] Hauf M V, Grotz B, Naydenov B, Dankerl M, Pezzagna S, Meijer J, Jelezko F, Wrachtrup J, Stutzmann M, Reinhard F, Garrido J A 2011 *Phys. Rev. B* **83** 081304

[17] Liu X, Wang G, Song X, Feng F, Zhu W, Lou L, Wang J, Wang H, Bao P 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 233112

[18] Cui J M, Sun F W, Chen X D, Gong Z J, Guo G C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 153901

[19] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, Jiang L, Budker D, Hemmer P R, Yacoby A, Walsworth R, Lukin M D 2008 *Nat. Phys.* **4** 810

[20] Wang P, Yuan Z, Huang P, Rong X, Wang M, Xu X, Duan C, Ju C, Shi F, Du J 2015 *Nat.Commun.* **6** 6631

[21] Maze J R, Stanwix P L, Hodges J S, Hong S, Taylor J M, Cappellaro P, Jiang L, Dutt M V G, Togan E, Zibrov A S, Yacoby A, Walsworth R L, Lukin M D 2008 *Nature* **455** 644

[22] de Lange G, Ristè D, Dobrovitski V V, Hanson R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 080802

[23] Wang P, Ju C, Shi F, Du J 2013 *Chin. Sci. Bull.* **58** 2920

[24] Epstein R J, Mendoza F M, Kato Y K, Awschalom D D 2005 *Nat. Phys.* **1** 94

[25] Gaebel T, Domhan M, Popa I, Wittmann C, Neumann P, Jelezko F, Rabeau J R, Stavrias N, Greentree A D, Prawer S, Meijer J, Twamley J, Hemmer P R, Wrachtrup J 2006 *Nat. Phys.* **2** 408

[26] Childress L, Dutt M V G, Taylor J M, Zibrov A S, Jelezko F, Wrachtrup J, Hemmer P R, Lukin M D 2006 *Science* **314** 281

[27] Dutt M V G, Childress L, Jiang L, Togan E, Maze J, Jelezko F, Zibrov A S, Hemmer P R, Lukin M D 2007 *Science* **316** 1312

[28] Zhao N, Hu J L, Ho S W, Wan J T K, Liu R B 2011 *Nat. Nanotech.* **6** 242

[29] Shi F, Kong X, Wang P, Kong F, Zhao N, Liu R B, Du J 2013 *Nat. Phys.* **10** 21

[30] Müller C, Kong X, Cai J M, Melentijević K, Stacey A, Markham M, Twitchen D, Isoya J, Pezzagna S, Meijer J, Du J F, Plenio M B, Naydenov B, McGuinness L P, Jelezko F 2014 *Nat. Commun.* **5** 4703

[31] Kong X, Stark A, Du J, McGuinness L P, Jelezko F 2015 *Phys. Rev. Applied* **4** 024004

[32] Maertz B J, Wijnheijmer A P, Fuchs G D, Nowakowski M E, Awschalom D D 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 092504

[33] Balasubramanian G, Chan I Y, Kolesov R, Al-Hmoud M, Tisler J, Shin C, Kim C, Wojcik A, Hemmer P R, Krueger A, Hanke T, Leitenstorfer A, Bratschitsch R, Jelezko F, Wrachtrup J 2008 *Nature* **455** 648

[34] Maletinsky P, Hong S, Grinolds M S, Hausmann B, Lukin M D, Walsworth R L, Loncar M, Yacoby A 2012 *Nat. Nanotech.* **7** 320

[35] Rondin L, Tetienne J P, Rohart S, Thiaville A, Hingant T, Spinicelli P, Roch J F, Jacques V 2013 *Nat. Commun.* **4** 2279

[36] Tetienne J P, Hingant T, Rondin L, Rohart S, Thiaville A, Roch J F, Jacques V 2013 *Phys. Rev. B* **88** 214408

[37] Tetienne J P, Hingant T, Kim J V, Diez L H, Adam J P, Garcia K, Roch J F, Rohart S, Thiaville A, Ravelosona D, Jacques V 2014 *Science* **344** 1366

[38] Gross I, Akhtar W, Garcia V, Martínez L J, Chouaieb S, Garcia K, Carrétéro C, Barthélémy A, Appel P, Maletinsky P, Kim J V, Chauleau J Y, Jaouen N, Viret M, Bibes M, Fusil S, Jacques V 2017 *Nature* **549** 252

[39] Grinolds M S, Hong S, Maletinsky P, Luan L, Lukin M D, Walsworth R L, Yacoby A 2013 *Nat. Phys.* **9** 215

[40] Dovzhenko Y, Casola F, Schlotter S, Zhou T X, Büttner F, Walsworth R L, Beach G S D, Yacoby A 2016 arXiv:1611.00673 [cond-mat]

[41] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C, Chen X, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504

[42] Wang W, Zhang Y, Xu G, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z, Zhang X, Li X, Liu E, Wang S, Cai J, Wang F, Li J, Hu F, Wu G, Shen B, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887

[43] van der Sar T, Casola F, Walsworth R, Yacoby A 2015 *Nat. Commun.* **6** 7886

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Nanoscale magnetic field sensing and imaging based on nitrogen-vacancy center in diamond*

Wang Cheng-Jie[1)3)4)] Shi Fa-Zhan[1)2)3)5)] Wang Peng-Fei[1)2)3)5)†]

Duan Chang-Kui[1)3)4)] Du Jiang-Feng[1)2)3)5)]

1) (*CAS Key Laboratory of Microscale Magnetic Resonance, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

3) (*Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

4) (*Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

5) (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 31 January 2018; revised manuscript received 13 April 2018)

Abstract

Magnetic field measurement and imaging with nanometer resolution is a key tool in the study of magnetism. There have been several powerful techniques such as superconducting quantum interference device, hall sensor, electron microscopy, magnetic force microscopy and spin polarized scanning tunneling microscopy. However, they either have poor sensitivity or resolution, or need severe environment of cryogenic temperature or vacuum. The nitrogen-vacancy color center (NV center) in diamond, serving as a quantum magnetic sensor, has great advantages such as long decoherence time, atomic size, and ambient working conditions. The NV center consists of a substitutional nitrogen atom and an adjacent vacancy in diamond. Its electronic structure of ground state is a spin triplet. The spin state can be initialized to $m_S = 0$ state and read out by laser pulse, and coherently manipulated by microwave pulse. It is sensitive to the magnetic field by measuring the magnetic Zeeman splitting or quantum phase in quantum interferometer strategies. By using dynamical decoupling sequence to prolong the decoherence time, the sensitivities approach to nano tesla for a single NV center and pico tesla for the NV center ensemble, respectively. As a sensor with an atomic size, it reaches single-nuclear-spin sensitivity and sub-nanometer spatial resolution. Combining with scanning microscopy technology, it can accomplish high-sensitivity and high-resolution magnetic field imaging so that the stray field can be reconstructed quantitatively. The magnetic field is calculated from the two resonant frequencies by solving the Hamiltonian of NV center in order to obtain the value of stray field. Recently, this novel magnetic imaging technique has revealed the magnetization structures of many important objects in magnetism research. The polarity and chirality of magnetic vortex core are determined by imaging its stray field; laser induced domain wall hopping is observed quantitatively with a nanoscale resolution; non-linear antimagnetic order is imaged in real space by NV center. It was recently reported that magnetization of the magnetic skyrmion is imaged by NV center. The magnetization distribution is reconstructed from stray field imaging. With the topological number limited to one, the Néel type magnetization is uniquely determined. These results show that the magnetic imaging method has great advantages to resolve the emerging magnetic structure materials. The magnetic imaging technology based on the NV center will potentially become an important method to study magnetic materials under continuous development.

Keywords: nitrogen-vacancy color center, quantum measurement, magnetic sensing, magnetic imaging

PACS: 07.55.Ge, 07.57.Pt, 52.70.Gw, 07.79.–v **DOI:** 10.7498/aps.67.20180243

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB921800), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 81788101, 11227901, 11544012), the CAS (Grant Nos. GJJSTD20170001, QYZDY-SSW-SLH004), the Anhui Initiative in Quantum Information Technologies, China (Grant No. AHY050000), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China.

† Corresponding author. E-mail: wpf@ustc.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

δ-(Zn, Cr)S(111)表面上的Dzyaloshinsky- Moriya作用: 第一性原理计算

李小影 黄灿 朱岩 李晋斌 樊济宇 潘燕飞 施大宁 马春兰

Dzyaloshinsky-Moriya interaction in δ-(Zn, Cr)S(111) surface: First principle calculations

Li Xiao-Ying Huang Can Zhu Yan Li Jin-Bin Fan Ji-Yu Pan Yan-Fei Shi Da-Ning Ma Chun-Lan

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137101 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180342
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180342
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

第一性原理计算Co/h-BN界面上的微弱Dzyaloshinsky-Moriya相互作用
First principle study of weak Dzyaloshinsky-Moriya interaction in Co/BN surface
物理学报.2018, 67(11): 117102 http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180337

石墨烯纳米结构的制备及带隙调控研究
Fabrication of graphene nanostructure and bandgap tuning
物理学报.2017, 66(21): 217301 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.217301

石墨烯吸附Li团簇的第一性原理计算
The first-principle calculation on the Li cluster adsorbed on graphene
物理学报.2017, 66(5): 057301 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.057301

双势垒抛物势阱磁性隧道结隧穿磁阻及自旋输运性质的研究
Study on tunneling magnetoresistance effects in parabolic well magnetic tunneling junction with double barriers
物理学报.2016, 65(15): 157301 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.157301

等价电子数组元Heusler合金Fe_2RuSi中的原子占位
Site preference in isoelectronic Heusler alloy Fe_2RuSi
物理学报.2016, 65(14): 147102 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.147102

专题: 磁斯格明子

δ-(Zn, Cr)S(111)表面上的Dzyaloshinsky-Moriya作用: 第一性原理计算*

李小影[1)] 黄灿[1)] 朱岩[1)†] 李晋斌[1)] 樊济宇[1)] 潘燕飞[1)]
施大宁[1)] 马春兰[2)]

1) (南京航空航天大学理学院物理系, 南京 210006)

2) (苏州科技大学数理学院物理科学与技术系, 苏州 215009)

(2018 年 2 月 20 日收到; 2018 年 4 月 21 日收到修改稿)

根据密度泛函理论的第一性原理计算了具有非中心反演对称的异质结 δ-(Zn, Cr)S(111) 体系的原子结构和电子结构. Cr 原子之间通过第一层 S 原子传递磁性相互作用. 结合广义布洛赫条件, 又进一步计算了反方向的自旋螺旋能量与波矢的色散关系 $E(\boldsymbol{q})$ 与 $E(-\boldsymbol{q})$. $E(\boldsymbol{q})$ 与 $E(-\boldsymbol{q})$ 能量之差反映了 δ-(Zn, Cr)S(111) 的 S 层与 Cr 层之间空间反演对称性破缺引起的 DMI 的大小. 通过海森伯相互作用 (HBI) 模型与 Dzyaloshinsky-Moriya 作用 (DMI) 模型拟合第一性原理计算值, 得到了 Cr 原子间各近邻的 HBI 参数 J_1-J_4 与 DMI 参数 d_1, d_2. 在 δ-(Zn, Cr)S(111) 中, Cr 原子间的耦合为 M 型反铁磁. DMI 参数 d_1 为 −0.53 meV, 为顺时针手性 DMI, 在 δ-(Zn, Cr)S(111) 界面上有可能会产生斯格明子. 本文计算表明, 磁性和非磁性半导体界面有可能存在 DMI, 为理论研究和磁存储技术的进步开拓一个新的方向.

关键词: 第一性原理, Dzyaloshinsky-Moriya 相互作用, 异质结, 斯格明子

PACS: 71.15.Nc, 73.20.At, 73.61.Ey **DOI:** 10.7498/aps.67.20180342

1 引 言

磁性斯格明子是一种具有拓扑保护的磁畴结构, 因其小尺寸、易被电流驱动、低能耗等优点成为磁信息存储和自旋电子学器件的理想材料之一. 近年来, 在磁性块材、薄膜和纳米线 [1−4] 中都发现了磁性斯格明子 [5]. 由于重金属强自旋轨道耦合以及为了与半导体技术发展更好地兼容, 铁磁与非磁性重金属之间的界面上出现的 Néel 型斯格明子引起了广泛关注 [6−12]. 实际上在磁性体系中产生斯格明子的机理有很多种 [13], 通常是多种机理同时存在. 研究最多的是 Heisenberg 相互作用 (HBI) 一个修正项 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) [14−18], 即手性磁相互作用 [14,15,19]. DMI 的存在关键在于磁体的非中心对称或磁性薄膜界面的空间反演对称性破缺性 [1,2,20−23]. 非中心对称材料中的 DMI 可以使螺旋磁体或者斯格明子自旋结构稳定. Dai 等 [24] 通过计算发现, 六角结构的 Co/Ru/Co 纳米盘可以产生斯格明子. 同样, CoPt 薄膜也可以产生斯格明子 [25]. 这些材料 (再例如 Co/Ir, Fe/W, Ta/CoFeB/TaO, Ir/Co/Pt, Pt/Co/MgO, Pt/CoFeB/MgO 等) 都是利用过渡金属与贵金属之间的界面来实现空间对称性破缺和有效的自旋轨道耦合确保非平庸拓扑自旋结构的形成 [6−12,26−30].

石墨烯丰富的自旋性质在自旋电子学的研究中引起了极大的关注, 其和过渡金属形成的界面由

* 国家自然科学基金 (批准号: 11204131, 11374159)、江苏省高等学校自然科学研究重大项目 (批准号: 17KJA140001) 和江苏省 "六大人才高峰" 高层次人才项目 (批准号: XCL-078) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yzhu@nuaa.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

于空间反演对称性的破缺理论上也可以产生拓扑保护的斯格明子. 通过自旋极化电子显微镜实验和第一性原理计算表明, 石墨烯/钴(Co/Gra)界面的DMI可以具有与重金属界面相同的量级. 第一性原理计算得到Co/Gra界面上最近邻Co原子间存在每原子1.14 meV的DMI[31]. 这项工作为基于二维材料的自旋轨道运动指引了更广泛的研究方向. 美国加州大学圣巴巴拉分校的Stefano Sanvito教授在GaAs掺杂Mn的稀磁半导体(diluted magnetic semiconductor, DMS)中提出了二维δ层概念, 即MnAs作为GaAs的夹层使得该DMS具有二维长程铁磁性[32]. 如果MnAs层生长在GaAs表层, 那么就可以形成磁性和非磁性材料界面的异质结.

掺杂过渡金属的宽带隙ZnS也是一种性能良好的DMS, 这类DMS材料具有优异的磁光和磁电性能, 将半导体的信息处理和磁性材料的信息存储功能、半导体的优点和磁性材料的非易失性两者融合在一起, 从而受到人们的广泛关注[33]. 近年来, 在大量实验研究的基础上, 发现对硫化锌进行合适的掺杂可以改变其能带结构, 从而使硫化锌材料的光电性能及结构性能得到改善, 在光电学领域具有巨大的应用潜力[34]. Cr是一种很有应用前景的过渡元素, 对ZnS(111)面的表面外延生长Cr原子, 形成单层Cr原子的δ-(Zn,Cr)S(111)异质结, 从而改善体系的光学和磁性性能. 作为异质结的δ-(Zn,Cr)S(111), ZnS与Cr的界面形成反演对称性破缺, 所以在异质结的界面是否会有DMI的存在呢? 这将是一个非常有趣的课题. 如果异质结界面也具有DMI, 那么就可以开辟半导体表面覆盖过渡金属原子层形成斯格明子的研究领域. 这需要首先通过第一性原理结合模型来研究δ-(Zn,Cr)S(111)界面的DMI, 为将来斯格明子的研究奠定坚实的基础.

2 计算方法与理论模型

我们采用基于密度泛函理论(density functional theory)的第一性原理赝势平面波方法[35]的VASP软件进行计算. VASP是利用赝势方法和平面波基组进行量子力学从头计算的软件包. 在VASP计算中, 我们采用了VASP自带的Perdew-Burke-Ernzerhof势[36]. VASP采用平面波基矢通过自洽迭代方式来求解Kohn-Sham方程, 通过计算的波函数计算出力与张量. 计算体系中的原子再通过受力分析, 逐渐弛豫到基态上, 力的收敛条件是10^{-2} eV/Å. 平面波截断能选取为380 eV, 初始截断能设定为280 eV用来延展平面波函数, 电子步自洽计算收敛条件为1.0×10^{-6} eV. ZnS的晶格常数计算得到5.45 Å, 倒格空间的K点分布设置为$25\times25\times1$. 真空层取作15 Å, 大于一般计算中10 Å的取值, 足够模拟表面.

以往磁性原子间的磁交换能的VASP研究只计算了最近邻原子间的作用J_1, 并没有得到其他更远近邻间HBI参量J_i[37−40]. 实际上在2002年, Marsman和Hafner[41]就首次通过广义布洛赫条件在VASP中计算了γ-Fe自旋螺旋(spin spiral)色散关系, 得到了各个近邻的J_i, 并用来解释γ-Fe磁性结构. 本文尝试通过非线性计算[42], 考虑自旋轨道耦合, 利用广义布洛赫条件[43,44], 计算自旋螺旋的能量波矢色散关系, 并通过自旋螺旋能量波矢的色散关系得到各个近邻的J_i和DMI的参数d_i.

具有DMI的海森伯模型系统的哈密顿量可以表示为

$$E=\sum_{\langle i,j\rangle}\frac{1}{2}[J_{ij}(1-\boldsymbol{s}_i\cdot\boldsymbol{s}_j)+\boldsymbol{d}_{ij}\cdot(\boldsymbol{s}_i\times\boldsymbol{s}_j)], \quad (1)$$

式中, E是体系的总能量; 第一项是HBI, 设置铁磁态为基态且能量为0, 磁矩旋转导致的HBI能量变化是与铁磁态的相对值; 第二项是DMI, $\boldsymbol{s}_i$是归一化了的磁矩; $\boldsymbol{d}_{ij}=d_{ij}(\boldsymbol{z}\times\boldsymbol{u}_{ij})$是DMI作用矢量, 其中$\boldsymbol{u}_{ij}$是连接两个磁性原子$i$与$j$的基矢, $\boldsymbol{z}$垂直于界面, d_{ij}是各近邻间DMI的大小. 如果设置磁矩在垂直于二维界面的平面内变化形成自旋螺旋, 且d_{ij}的值不为零, 那么DMI就打破了自旋螺旋的空间反演简并性, 导致自旋螺旋色散关系的空间不对称性. 我们通过VASP计算反方向的自旋螺旋的色散关系$E(\boldsymbol{q})$与$E(-\boldsymbol{q})$, 其中$\boldsymbol{q}$为自旋螺旋的方向矢量. 则$\Delta DMI(\boldsymbol{q})=E(\boldsymbol{q})-E(-\boldsymbol{q})$为所计算自旋螺旋体系两倍DMI 能量随$\boldsymbol{q}$的变化. 一般来说, 同一波矢$\boldsymbol{q}$下, DMI的绝对值越大, 则$d_{ij}$越大, 斯格明子越小, 更便于实际应用.

3 结果与讨论

3.1 结构性质

δ-(Zn, Cr)S(111)面的结构如图1 (a)所示, 左图是δ-(Zn, Cr)S(111)的侧视图, 整个表面由6层

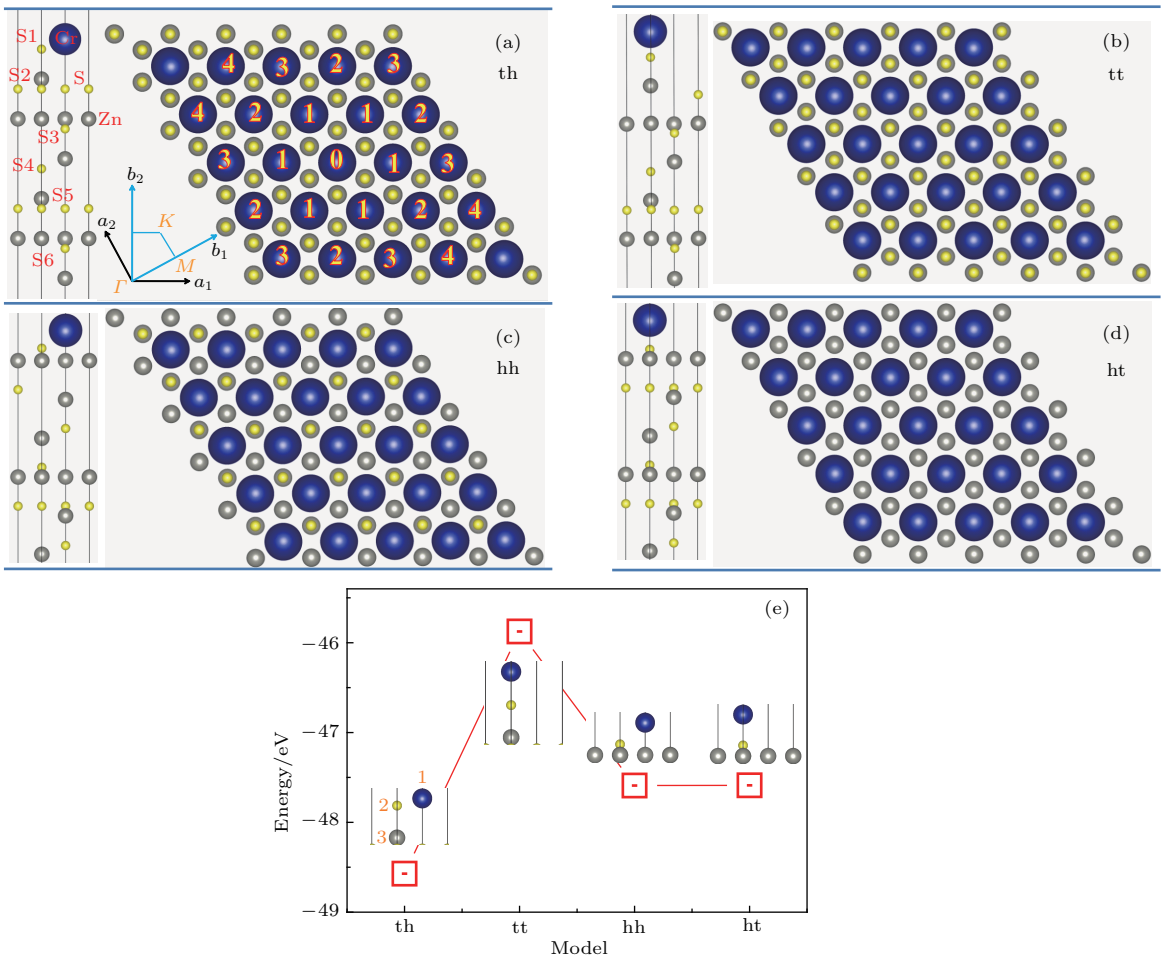


图 1 (a) 左侧是 th 型 δ-(Zn, Cr)S(111) 面的原子结构侧视图, 右侧是扩展后的 5×5 超胞俯视图, 用来描述 Cr 原子间的 HBI 和 DMI 相互作用, 其中最中间的 Cr 原子标记为 0, 其他 Cr 原子与中间 Cr 原子的近邻数也标记在原子上; 蓝色大球表示 Cr 原子, 黄色的小球表示 S 原子, 灰色的中球表示 Zn 原; 其中 $\boldsymbol{a}_1$ 和 $\boldsymbol{a}_2$ 是基矢, $\boldsymbol{b}_1$ 和 $\boldsymbol{b}_2$ 是倒易点阵矢量. S1—S6 是不同层 S 原子的标记; (b), (c), (d) 分别是 tt, hh, ht 型 δ-(Zn, Cr)S(111) 面的原子结构侧视图与俯视图 (e) 为 δ-(Zn, Cr)S(111) 的四种模型的原子结构以及能量; 为方便讨论, 最上层的 Cr 原子标为序号 1, 距离 Cr 原子最近的 S 原子标为序号 2, 距离 Cr 原子最近的 Zn 原子标为序号 3; 带点的红色方框表示四种结构的能量

Fig. 1. (a) Left part is the side view of atomic structure of th-type δ-(Zn, Cr) S (111) surface. Different atoms are labeled: big blue, middle grey and little yellow balls are for Cr, Zn and S atoms, respectively. Right part is the top view of extended 5×5 supercell which is used to describe the HBI and DMI between different neighbors of Cr in δ-(Zn, Cr)S(111), as shown the yellow numbers on the atom. (b), (c) and (d) are side view and top view of atomic structures tt-type, hh-type and ht-type δ-(Zn, Cr)S(111) surfaces, respectively. The labeled $\boldsymbol{a}_1$ and $\boldsymbol{a}_2$ is basis vector and $\boldsymbol{b}_1$ and $\boldsymbol{b}_2$ is reciprocal lattice vector; Γ, M and K are the high symmetry k-points in first Brillouin zone. S atom at different layer is labeled, shown as S1–S6. (e) The energy of δ-(Zn, Cr)S(111) system is shown as a function of different adsorption sites of Cr, as labeled in the insert part in the figure.

ZnS 和一层表面的 Cr 组成, ZnS 与 Cr 之间形成界面. 右图是 δ-(Zn, Cr)S(111) 的俯视图, 原胞扩展成 5×5 超胞. 俯视图中, Cr 原子在 3 个 S 原子形成的三角格子的中间 (另外 3 个 S 原子在下一层). 中心的 Cr 原子标记为 0, 其他数字表示与此原子的近邻数, 总共标记到第四近邻. 第一到第三近邻的原子个数各有 6 个, 第四近邻原子个数是 12 个. 本文所研究的 δ-(Zn, Cr)S(111) 有四种结构, 分别如图 1 (a)—(d) 所示, 尤其 Cr 层以及与之近邻的两层原子局部结构如图 1 (e) 中插图所示. 表面结构的不同体现在两点: ZnS(111) 表面本身的非对称性 (即靠近 Zn 原子层的 S 原子层上下不对称, 如图 1 (a)—(d) 左边侧视图所示, 可以形成两种 S 表面) 与 Cr 原子在 S 层的吸附位置不同. 在 ZnS(111) 表面, 第二层的 S 原子可以占据第三层 Zn 原子层的空位 (hollow, h) 和顶位 (top, t) 两个位置. 综合在图 1 (e) 嵌入的示意图中, 左边两个就是 t 位, 称之为 t 表面; 右边两个就是 h 位, 称之为 h 表面.

两种表面各用横坐标的第一个字母表示. ZnS层确定下来后, 第一层的Cr在S层的位置也有两种, t位和h位, 用横坐标的第二个字母表示. 如在th结构里, 2S处在3Zn的t位, 1Cr处在2S的h位. 则图1 (a)—(d)分别是δ-(Zn, Cr)S(111)面的th, tt, hh, ht表面. 各表面的侧视图与俯视图基本上都不一样. 自旋螺旋计算该选取哪一种结构呢? 我们可以从表面体系的稳定性出发, 选取最稳定的一种结构. 如图1 (e)所示, 四种结构里, hh与ht能量几乎一样, 即h表面对Cr原子的吸附位置没有选择; 而在t表面, tt 结构能量远远大于其他三种结构, 是最不可能存在的表面结构; th结构能量则远远小于其他结构, 比hh和ht要小约1 eV, 所以th表面结构最稳定. 我们下面的计算也选取该结构, 而图1 (a)中就是th表面完整的结构示意图.

3.2 自旋电荷密度与态密度分析

首先计算了th结构的自旋电荷密度分布. 如图2插图自旋电荷密度等面图所示, 磁矩主要集中在Cr原子的周围. 图3中, Cr轨道分态态密度图显示s电子与p电子的态密度几乎趋近于0, Cr原子的态密度磁矩主要来自Cr的d电子, 即Cr的磁矩

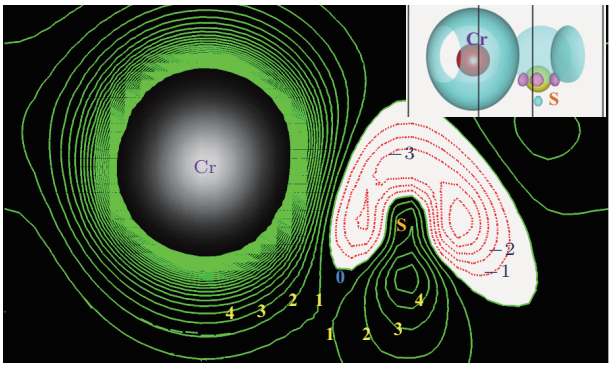


图2 通过Cr与最靠近它的S原子的二维自旋电荷密度分布图 等高线的等高值是$\rho_n = 0.001 \times n\,e/a_0^3$, 其中$n$是图中等高线的标记值, a_0是玻尔半径; 插入部分为δ-(Zn, Cr)S(111)的三维自旋电荷密度等面分布图, 青色和粉色曲面分别是自旋向上和向下等自旋电荷密度面

Fig. 2. This figure is the spin charge density contours plotted across Cr and S1 atom. Contour values are $\rho_n = 0.001 \times n\,e/a_0^3$, where n is the number labeled on the contour lines and a_0 is the Bohr radius. The insert part is spin charge density around Cr and S1 atom and the cyan and pink curved surfaces are for spin up and spin down channels respectively.

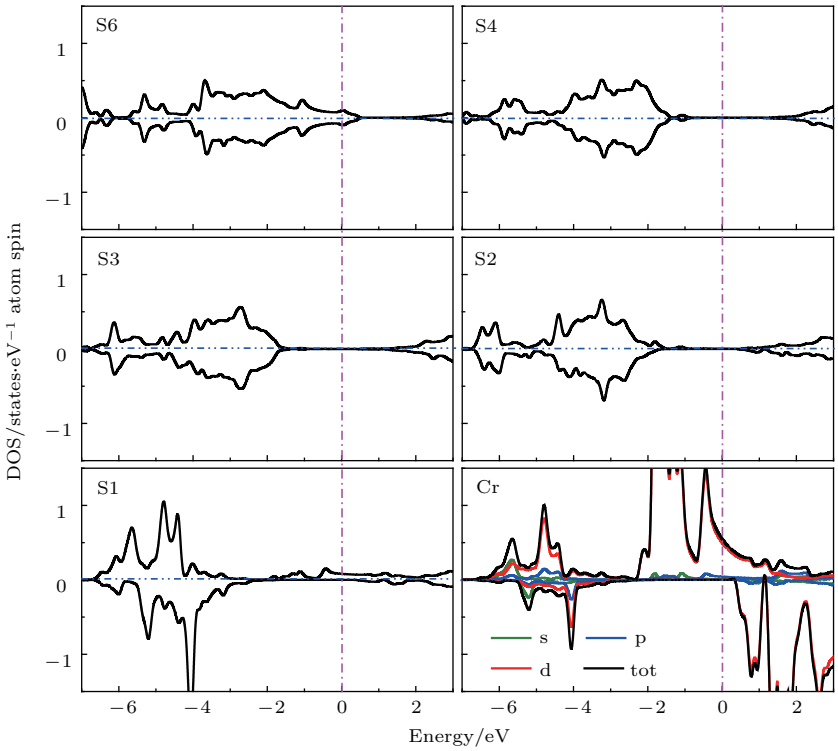


图3 图为δ-(Zn, Cr)S(111)的Cr和S原子的分态态密度以及Cr各轨道的分态态密度 其中各层S原子如图1 (a)所示; 纵坐标正值表示上自旋的态密度, 负值表示下自旋态密度; 紫色的虚线表示态密度为0处; 能量为0处的粉色虚线是费米面

Fig. 3. The partial density of states (DOS) of the Cr atom and selected S atom in Fig. 1(a). The partial DOS of orbital of Cr atom are also shown. The purple dashed line at zero energy is the position of the Fermi level. Positive and negative values of partial DOS are for the spin-up and spin-down channels, respectively.

主要是由d轨道自旋劈裂形成的. 靠近Cr原子的S原子的磁矩也因此受较大的影响. 通过二维自旋电荷密度分布图可以发现, 在铁磁排布下, Cr原子需要通过在S 原子的上方诱导出向下的磁矩与另一个磁矩向上的Cr原子形成相互作用. 这也显示在图3的态密度图中: 在 −6 eV—−2 eV 的能量区间内, S1原子的态密度分布与Cr原子的态密度分布几乎完全一致, 即Cr原子的掺杂对S1的态密度产生了巨大的影响. 可以看到S1 的上自旋态主要集中在 −4.5 eV附近, 下自旋态主要集中在 −4 eV, 原先无磁矩的S 原子的态密度被Cr原子诱导出了较大的磁矩. 同样, S1对表层的Cr 原子的态密度也影响较大. S3的态密度类似体态的态密度, 主要集中在 −5 eV—−1.5 eV区间, 上下自旋的态密度几乎完全对称. 而S2 的态密度基本上与S3类似, 但并不是完全对称, 即Cr 原子能稍微影响到第二层S原子, 并主要通过第一层S传递Cr原子间的相互作用. 而薄膜的另一个表面的S原子, S6的态密度上下自旋也是一样的, 但与S3不同的是, S6 的态密度延展到了费米能级以上, 产生了空穴态. 此空穴态显示了S6原子的表面态. 纯 δ-(Zn, Cr)S(111)的表面没有磁矩, 再次说明S1的磁矩是Cr原子诱导出来的. S4的表面态几乎消失不见, 其态密度和S3 类似. 即S6的表面态对S3几乎没有影响, 所以就更不能影响Cr原子. 所以我们所选取的这个薄膜已经足够模拟 δ-(Zn, Cr)S(111)的表面, 为下面的计算构建好了结构.

3.3 自旋螺旋 $\boldsymbol{E(q)}$ 与DMI的大小

首先根据HBI与DMI模型, 推导出三角结构薄膜中波矢为 $\boldsymbol{q}$ 的自旋波能量与波矢的色散关系. 三角结构中, 我们选择一个磁矩作为零点(命名为S(0)), 位置 j 处的磁矩位置用 $R_j = m\boldsymbol{a}_1 + n\boldsymbol{a}_2$ 表示, 其中 $\boldsymbol{a}_1$ 和 $\boldsymbol{a}_2$ 是基矢. 自旋螺旋的方向描述为 $\boldsymbol{q} = q_1\boldsymbol{b}_1 + q_2\boldsymbol{b}_2$, 其中 $\boldsymbol{b}_1$ 和 $\boldsymbol{b}_2$ 是倒易点阵矢量. 在VASP计算中, 所有的磁矩都设置在 xz 平面上, 而 $\boldsymbol{S}(0)$ 在 z 轴上. 在广义布洛赫条件下, 波矢为 $\boldsymbol{q}$ 的自旋波中, 第 j 个相邻Cr原子的磁矩S($\boldsymbol{R}_j$)为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{S}(\boldsymbol{R}_j) &= S(0)\sin(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{R}_j)\boldsymbol{i} + S(0)\cos(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{R}_j)\boldsymbol{j}\\ &= S(0)\sin 2\pi(mq_1 + nq_2)\boldsymbol{i}\\ &\quad + S(0)\cos 2\pi(mq_1 + nq_2)\boldsymbol{j}.\end{aligned}$$

然后根据(1)式, 只考虑到第四近邻, $\boldsymbol{S}(0)$ 与第 j 近邻的磁矩 $\boldsymbol{S}(R_j)$ 之间的HBI之和 $E_{Jj}(\boldsymbol{q})$ 分别如下:

$$\begin{aligned}E_{J_1}(\boldsymbol{q}) &= \frac{1}{2}J_1[6 - 2\cos 2\pi q_1 - 2\cos 2\pi(q_1 + q_2) - 2\cos 2\pi q_2],\\ E_{J_2}(\boldsymbol{q}) &= \frac{1}{2}J_2[6 - 2\cos 2\pi(q_1 + 2q_2) - 2\cos 2\pi(2q_1 + q_2) - 2\cos 2\pi(q_1 - q_2)],\\ E_{J_3}(\boldsymbol{q}) &= \frac{1}{2}J_3[6 - 2\cos 4\pi q_1 - 2\cos 4\pi(q_1 + q_2) - 2\cos 4\pi q_2],\\ E_{J_4}(\boldsymbol{q}) &= \frac{1}{2}J_4[12 - 2\cos 2\pi(2q_1 + 3q_2) - 2\cos 2\pi(q_1 + 3q_2) - 2\cos 2\pi(3q_1 + 2q_2)\\ &\quad - 2\cos 2\pi(q_1 - 2q_2) - 2\cos 2\pi(3q_1 + q_2) - 2\cos 2\pi(2q_1 - q_2)].\end{aligned}$$

那么, 总的HBI为

$$E_{\rm HBI}(\boldsymbol{q}) = E_{J_1}(\boldsymbol{q}) + E_{J_2}(\boldsymbol{q}) + E_{J_3}(\boldsymbol{q}) + E_{J_4}(\boldsymbol{q}), \tag{2}$$

其中 J_1—J_4 是HBI参数, 包含 $\boldsymbol{S}(0)^2$;

$\boldsymbol{S}(0)$ 和 $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{R}_j)$ 之间的DMI之和 $E_{dj}(\boldsymbol{q})$ 为

$$\begin{aligned}E_{d_1}(\boldsymbol{q}) &= \frac{1}{2}d_1[2\sin 2\pi q_1 + \sin 2\pi(q_1 + q_2)\\ &\quad - \sin 2\pi q_2],\\ E_{d_2}(\boldsymbol{q}) &= \frac{\sqrt{3}}{2}S^2 d_2[\sin 2\pi(2q_1 + q_2)\\ &\quad + \sin 2\pi(q_1 - q_2)];\end{aligned}$$

总的DMI为

$$E_{\rm DMI}(\boldsymbol{q}) = E_{d_1}(\boldsymbol{q}) + E_{d_2}(\boldsymbol{q}), \tag{3}$$

其中 d_1 和 d_2 是DMI参数, 也包含 $\boldsymbol{S}(0)^2$.

自旋螺旋 $E(\boldsymbol{q})$ 的总能量包含HBI和DMI

$$E(\boldsymbol{q}) = E_{\rm HBI}(\boldsymbol{q}) + E_{\rm DMI}(\boldsymbol{q}), \tag{4}$$

显然, $E_{\rm HBI}(\boldsymbol{q})$ 是 $\boldsymbol{q}$ 的偶函数, 而 $E_{\rm DMI}(\boldsymbol{q})$ 是 $\boldsymbol{q}$ 的奇函数. 因此

$$\Delta DMI(\boldsymbol{q}) = E(\boldsymbol{q}) - E(-\boldsymbol{q}) = 2E_{\rm DMI}(\boldsymbol{q}). \tag{5}$$

如图4(a)所示, 离散的点是VASP计算的δ-(Zn, Cr)S(111)界面上反方向的自旋螺旋的能量波矢色散关系$E(\boldsymbol{q})$与$E(-\boldsymbol{q})$. 自旋螺旋的波矢$\boldsymbol{q}$选取了图1(a)所示的简约布里渊区的边界$K\Gamma$, ΓM, $-K-\Gamma$, $-\Gamma-M$. 在HBI中, $K\Gamma$, ΓM与$-K-\Gamma$, $-\Gamma-M$是分别彼此等价的. 但DMI的作用使这种对称性发生了破缺, 如图4(a)所示, $E(\boldsymbol{q})$与$E(-\boldsymbol{q})$显然不一样. 图4(a)中, $E(\boldsymbol{q})$与$E(-\boldsymbol{q})$利用(4)式, 通过最小二乘法拟合出的实线与离散点非常符合. 图4(b)所示的$E(\boldsymbol{q})$与$E(-\boldsymbol{q})$的能量差即$\Delta DMI(\boldsymbol{q})$表示$\boldsymbol{S}(0)$与其他磁矩之间的总的DMI的两倍. 利用(5)拟合出的实线也与离散点符合得非常好. $E(\boldsymbol{q})$曲线最高点在Γ点, 即δ-(Zn, Cr)S(111)的铁磁态是最不稳定的状态. 三角反铁磁态即$\boldsymbol{q}$在K点的态也只比Γ点低了不到5 meV, 也是一个非常不稳定的态. 最低点出现在M处, $\boldsymbol{q}=\boldsymbol{b}_1/2$. 该点的自旋波示意图如图4(a)中的插图所示(为更清楚地显示, 此示意图的磁矩安排在平面内). 由示意图可以看出, 沿着$\boldsymbol{a}_2$方向的同一列磁矩彼此平行, 而相邻两列之间彼此反平行, 该磁有序状态命名为M型是反铁磁态. 该反铁磁的任意一个磁矩在同列内有两个最近邻的方向相同的磁矩, 在两旁有四个最近邻的反方向的磁矩, 这反映了三角结构一种特殊的磁矩排布. δ-(Zn,Cr)S(111)界面是是M型反铁磁, 反铁磁体与重金属之间的界面也可以诱导DMI, 如图4(b)所示, $\Delta DMI(\boldsymbol{q})$为负值, 按照Emori等[45]的定义, 显示为顺时针手性的DMI. 在具有自旋轨道耦合的反铁磁体中, 即使在低温下DMI也不被抑制[46,47]. 因此, δ-(Zn, Cr)S(111)是很值得研究的一种异质结类型的DMI.

图4(a)和图4(b)中的计算值$E(\boldsymbol{q})$通过最小二乘法拟合公式(4)和(5), 得到如图5所示的HBI参数J_1—J_4和DMI参数d_1—d_2. 其中J_2为-9.04 meV, 在所有参量中绝对值最大; J_1为-3.52 meV, 和J_1一样, 也为负值; 而J_3为2.32 meV; J_4趋近于0. 起绝对主导作用的就是第二近邻的J_2. J_2为负值, 与J_1, J_3一起决定了Co原子间的耦合为M型反铁磁, 这与图4(a)中$E(\boldsymbol{q})$在M点能量最低相呼应.

DMI的d_1为-0.53 meV, d_2为0.07 meV. 虽然DMI的d值在d_2上保留了一些值, 但相比d_1, 仅考虑第一和第二近邻就足够了. DMI的大小相比于J_2很小, 在考虑HBI的时候基本上不用考虑DMI. 但是d_1的值已经和典型的Pt3/Co界面的值相可比拟[39,48], 也大约是Co/Gra的DMI值的一半不到[31]. 所以很有可能在δ-(Zn, Cr)S(111)的异质结表面上能测量到斯格明子, 这需要实验上进一步的研究. 本文为界面磁性研究提供了一个新的方向[49,50].

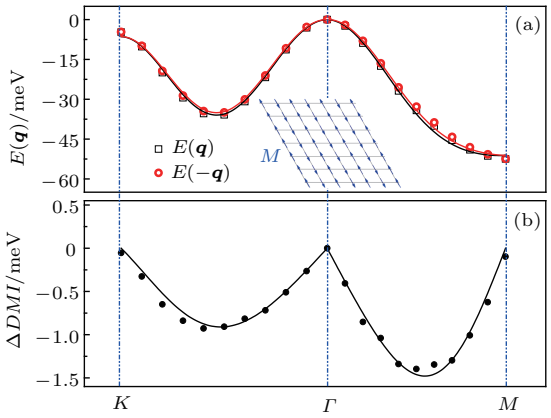


图4 (a) 离散点是δ-(Zn, Cr)S(111)体系计算得到的自旋螺旋能量色散关系$E(\boldsymbol{q})$与$E(-\boldsymbol{q})$, 其中$\boldsymbol{q}$是自旋螺旋的波矢; 实线是拟合曲线; 插图是波矢$\boldsymbol{q}$在M点的自旋螺旋示意图; (b) 离散点是计算得到的$E(\boldsymbol{q})$与$E(-\boldsymbol{q})$之间的能量差$\Delta DMI(\boldsymbol{q})$, 实线是拟合曲线; K, Γ, M是如图1所示第一布里渊区的特殊K点

Fig. 4. (a) The scattered symbols are calculated energy dispersion $E(\boldsymbol{q})$ and $E(-\boldsymbol{q})$ of spin spirals in δ-(Zn, Cr)S(111) as a function of the spiral wave vector $\boldsymbol{q}$; the insert part is the spin spiral with wave vector M; (b) the scatted symbols are $\Delta DMI(\boldsymbol{q})$, gotten from the energy differences between $E(\boldsymbol{q})$ and $E(-\boldsymbol{q})$. In (a) and (b), lines are fitted ones. K, Γ and M are special K-points in first Brillouin zone show in Fig. 1.

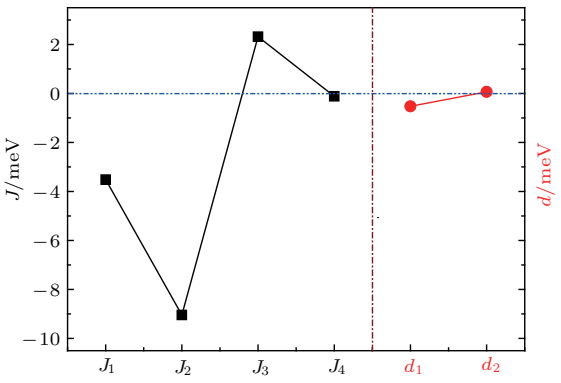


图5 拟合得到的HBI的J值和DMI的d值, 其中, J值考虑到第四近邻, d值考虑到第二近邻

Fig. 5. Fitted HBI J and DMI d. J is considered to the fourth neighbor and d is considered to the second neighbor.

4 结 论

根据密度泛函理论的第一性原理计算了具有中心反演对称破缺的异质结 δ-(Zn, Cr)S(111) 体系的原子结构和电子结构. 分析了薄膜平面内的自旋电荷密度分布以及各层原子的分态密度, 发现最靠近 Cr 原子的 S 原子产生了 Cr 诱导的磁矩. Cr 原子与 Cr 原子也通过该 S 原子传递磁性相互作用. δ-(Zn, Cr)S(111) 不吸附 Cr 原子层的表面对 Cr 原子层几乎没有影响. 结合广义布洛赫条件, 又进一步计算了反方向的自旋螺旋能量与波矢 $\boldsymbol{q}$ 的色散关系 $E(\boldsymbol{q})$ 与 $E(-\boldsymbol{q})$. $E(\boldsymbol{q})$ 与 $E(-\boldsymbol{q})$ 能量之差反映了 δ-(Zn, Cr)S(111) 的 S 层与 Cr 层之间空间对称性破缺引起的 DMI 的大小. 通过 HBI 模型与 DMI 模型拟合第一性原理计算值, 得到了 Cr 原子间各近邻的 HBI 参数 J_1—J_4 与 DMI 参数 d_1, d_2, 再用这些参数形成的色散曲线与原计算点非常符合. 在 δ-(Zn, Cr)S(111) 中, J_2 为负值起主导作用, J_1 为负值, J_3 为正值, 大小比 J_1 小三倍左右, J_4 接近于 0, 前三个参量决定了 Cr 原子间的耦合为 M 型反铁磁. DMI 参数 d_1 为 -0.53 meV, 在 δ-(Zn, Cr)S(111) 界面上有可能会产生斯格明子. 计算表明, 磁性和非磁性半导体界面有一定存在 DMI 的概率, 可以形成丰富的磁学现象, 为理论研究和存储技术的进步开拓了一个新的方向.

参考文献

[1] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915

[2] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[3] Yu X Z, DeGrave J P, Hara T, Hara Y, Jin S, Tokura Y 2013 *Nano Lett.* **13** 3755

[4] Du H F, DeGrave J P, Xue F, Liang D, Ning W, Yang J Y, Tian M L, Zhang Y H, Jin S 2014 *Nano Lett.* **14** 2026

[5] Skyrme T H R A 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556

[6] Honolka J, Lee T Y, Kuhnke K, Enders A, Skomski R, Bornemann S, Mankovsky S, Minár J, Staunton J, Ebert H, Hessler M, Fauth K, Schütz G, Buchsbaum A, Schmid M, Varga P, Kern K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 067207

[7] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713

[8] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J, Wolter B, Bergmann K V, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636

[9] Sun L, Cao R X, Miao B F, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201

[10] Pollard S D, Garlow J A, Yu J, Wang Z, Zhu Y, Yang H 2017 *Nat. Commun.* **8** 14761

[11] Wells A W J, Shepley P M, Marrows C H, Moore T A 2017 *Phys. Rev. B* **95** 054428

[12] Hellman F, Hoffmann A, Tserkovnyak Y, Beach G S D, Fullerton E E, Leighton C, MacDonald A H, Ralph D C, Arena D A, Dürr H A, Fischer P, Grollier J, Heremans J P, Jungwirth T, Kimmel A V, Koopmans B, Krivorotov I N, May S J, Petford-Long A K, Rondinelli J M, Samarth N, Schuller I K, Slavin A N, Stiles M D, Tchernyshyov O, Thiaville A, Zink B L 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 025006

[13] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899

[14] Dzyaloshinskii I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241

[15] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91

[16] Shu L, Chen Y G, Chen H 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 902 (in Chinese) [殳蕾, 陈宇光, 陈鸿 2002 物理学报 **51** 902]

[17] Cai Z, Lu W B, Liu Y J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7267 (in Chinese) [蔡卓, 陆文彬, 刘拥军 2008 物理学报 **57** 7267]

[18] Zhang Y L, Zhou B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 120301 (in Chinese) [张丽英, 周斌 2011 物理学报 **60** 120301]

[19] Luo Y M, Zhou C, Won C, Wu Y Z 2014 *AIP Adv.* **4** 047136

[20] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152

[21] Münzer W, Neubauer A, Adams T, Mühlbauer S, Franz C, Jonietz F, Georgii R, Böni P, Pedersen B, Schmidt M, Rosch A, Pfleiderer C 2010 *Phys. Rev. B* **81** 041203

[22] Tonomura A, Yu X, Yanagisawa K, Matsuda T, Onose Y, Kanazawa N, Park H S, Tokura Y 2012 *Nano Lett.* **12** 1673

[23] Miao B F, Sun L, Wu Y W, Tao X D, Xiong X, Wen Y, Cao R X, Wang P, Wu D, Zhan Q F, You B, Du J, Li R W, Ding H F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 174411

[24] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403

[25] Xie K X, Sang H 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 223901

[26] Jiang W J, Upadhyaya P, Zhang W, Yu G Q, Pear J E 2015 *Science* **349** 283

[27] Luchaire C M, Moutafis C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, van Horne N, Bouzehouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wohlhüter P, George J M, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 444

[28] Boulle O, Vogel J, Yang H X, Pizzini S, Chaves D D S, Locatelli A, Menteş 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, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 449

[29] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, 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 *Nat. Mater.* **15** 501

[30] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
[31] Yang H X, Chen G, Cotta A A C, Alpha T, Diaye N, Nikolaev S A, Soares E A, Macedo W A A, Schmid A K, Fert A, Chshiev M 2017 *ArXiv* **1704** 09023
[32] Sanvito S, Hill N A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 267202
[33] Fan S W, Yao K L, Liu Z L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 152506
[34] Saito H, Zayets V, Yamagata S, Ando K 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 207202
[35] Kresse G, Joubert D 1999 *Phys. Rev. B* **59** 1758
[36] Perdew J P, Burke K, Ernzerhof M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3865
[37] Yang H X, Boulle O, Cros V, Fert A, Chshiev M 2016 *ArXiv* **1603** 01847
[38] Zhu Y, Ma C L, Shi D N, Zhang K C 2014 *Phys. Lett. A* **378** 2234
[39] Yang H, Thiaville A, Rohart S, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267210
[40] Pan Y, Zhu Y, Shi D N, Wei X Y, Ma C L, Zhang K C 2015 *J. Alloys Compd.* **644** 341
[41] Marsman M, Hafner J 2002 *Phys. Rev. B* **66** 224409
[42] Hobbs D, Kresse G, Hafner J 2000 *Phys. Rev. B* **62** 11556
[43] Mryasov O N, Lichtenstein A I, Sandratskii L M, Gubanov V A 1991 *J. Phys. Condens. Matter* **3** 8565
[44] Knöpfle K, Sandratskii L M, Kübler J 2000 *Phys. Rev. B* **62** 5564
[45] Emori S, Bauer U, Ahn S M, Martinez E, Beach G S 2013 *Nat. Mater.* **12** 611
[46] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795
[47] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
[48] Dupé B, Hoffmann M, Paillard C, Heinze S 2014 *Nat. Commun.* **5** 4030
[49] Hu X X, Zhao J, Gao W 2017 *Chin.Phys. B* **26** 079101
[50] Shang J X, Liu K, Wang F H 2017 *Acta Phy. Sin.* **66** 216801

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Dzyaloshinsky-Moriya interaction in δ-(Zn, Cr)S(111) surface: First principle calculations*

Li Xiao-Ying[1)] Huang Can[1)] Zhu Yan[1)†] Li Jin-Bin[1)] Fan Ji-Yu[1)]
Pan Yan-Fei[1)] Shi Da-Ning[1)] Ma Chun-Lan[2)]

1) (*College of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Najing 210006, China*)

2) (*School of Mathematics and Physics, Suzhou University of Science and Technology, Suzhou 215009, China*)

(Received 20 February 2018; revised manuscript received 21 April 2018)

Abstract

According to density functional theory calculations, we elucidate the atomic and electronic structure of δ-(Zn, Cr)S(111) surface. The magnetic interaction between Cr atoms is via S atoms close to the Cr layer. This interaction is shown by the analysis of spin charge contour plot and partial density of states (DOS) of each atom. The DOSs of other S atoms are non magnetic and have no magnetic exchange with the Cr layer. $E(\boldsymbol{q})$ and $E(-\boldsymbol{q})$ are the dispersions between energy E and wave vector $\boldsymbol{q}$ of spin spiral in the opposite directions. They are calculated with generalized Bloch equations and all the magnetic moments of Cr atoms are arranged in the plane perpendicular to the δ-(Zn, Cr)S(111) film. The differences between $E(\boldsymbol{q})$ and $E(-\boldsymbol{q})$ are caused by the interface of δ-(Zn, Cr)S(111), where the symmetry of space perpendicular to the film is broken. Effective Heisenberg exchange interaction (HBI) and Dzyaloshinsky-Moriya interaction (DMI) parameters between different neighbors (J_i and d_i) are derived by well fitting the ab initio spin spiral dispersion $E(\boldsymbol{q})$ to HBI with DMI model and $E(\boldsymbol{q})$-$E(-\boldsymbol{q})$ to DMI model, respectively. The J_2 plays a major role with a large negative value of −9.04 meV. The J_1 is about 2/5 of J_2, and J_3 is about 1/4 of J_2 with positive value. The DMI d_1 is −0.53 meV, and d_2 is 0.07 meV. With these HBI parameters, $E(0)$ is the largest one at which δ-(Zn, Cr)S(111) has no ferromagnetic interface. The $E(\boldsymbol{q})$ has its lowest energy with the $\boldsymbol{q}$ at $M = \boldsymbol{b}_1/2$ in the first Brillouin zone. Hence, δ-(Zn, Cr)S(111) is an M-type antiferromagnetic (AFM) material. In this type of AFM configuration, magnetic moments of Cr atom in a line along $\boldsymbol{b}_2$ are parallel to each other, and antiparallel to the magnetic moments in adjacent lines. The $E(\boldsymbol{q})$ at $K = \boldsymbol{b}_1/2 + \boldsymbol{b}_2/2$ is almost as large as that at Γ point. The value of DMI parameter d_1 is about 1/5 of that on Co/Pt3 interface and 1/2 of Co/graphene. However, it is a negative number, which shows the clockwise chirality. The δ-(Zn, Cr)S(111) interface has obvious DMI, and skyrmion may be formed at this transition-metal/semiconductor (TM/S) interface. It is a good option to search for DMI in different kinds of TM/S heterojunctions. The material that combines the advantage of heterojunction, and DMI may have new magnetic phenomenon, which is usefulfor the magnetic storage. This paper enriches the research on DMI.

Keywords: first principles, Dzyaloshinsky-Moriya interaction, heterojunction, skyrmion

PACS: 71.15.Nc, 73.20.At, 73.61.Ey **DOI:** 10.7498/aps.67.20180342

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11204131, 11374159), NSF of Jiangsu Higher Education Institutions, China (Grant No. 17KJA140001), and Six Talent Peaks Project of Jiangsu, China (Grant No. XCL-078).

† Corresponding author. E-mail: yzhu@nuaa.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

斯格明子相关的螺旋磁有序体系的临界行为

张蕾

Critical behaviors of helimagnetic ordering systems relating to skyrmion

Zhang Lei

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137501 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180137
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180137
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

磁性材料磁有序的分子场来源
Molecular field origin for magnetic ordering of magnetic materials
物理学报.2017, 66(6): 067501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.067501

磁性材料磁有序的分子场来源
Molecular field origin for magnetic ordering of magnetic materials
物理学报.2017, 66(6): 067501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.067501

磁阱中超冷玻色气体临界行为的观测
Observation of critical behavior of ultra-cold Bose gas in a magnetic trap
物理学报.2016, 65(11): 110504 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.110504

垂直磁各向异性自旋阀结构中的铁磁共振
Ferromagnetic resonance in spin valve structures with perpendicular anisotropy
物理学报.2014, 63(21): 217601 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.217601

直接利用磁场和温度精确确定磁性材料 $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ 和 $Pr_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ 的电阻率
Prediction of the magneto-resistivity of manganese oxides $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ and $Pr_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ via temperature and magnetic field
物理学报.2013, 62(1): 017601 http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.017601

专题: 磁斯格明子

斯格明子相关的螺旋磁有序体系的临界行为*

张蕾†

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

(2018 年 1 月 19 日收到; 2018 年 3 月 12 日收到修改稿)

介绍了与斯格明子相关的螺旋磁有序体系的临界行为. 首先阐述了连续相变中的临界现象、临界指数、标度律、普适性等概念; 随后介绍了磁相变体系中几种临界指数的获得方法, 包括直流磁性迭代法、磁熵变法; 进而, 分析了几类与斯格明子相关的螺旋磁有序体系的临界行为. MnSi 是典型的斯格明子材料, 临界指数显示其磁性行为符合三重临界行为. MnSi 的临界行为揭示: 外磁场可以抑制这一体系在零场下的一级相变, 使其转变为二级相变, 从而在螺旋磁有序、锥形磁有序、顺磁相的三相交汇点形成三重临界点. 斯格明子体系 FeGe 和 Cu_2OSeO_3 的临界行为符合三维海森伯相互作用, 表明它们的磁性行为主要是由近邻的各向同性的自旋耦合作用所决定; 而 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 和新发现的斯格明子体系 $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}MoN$ 的临界行为显示 Co 掺杂可以有效地调制其中的磁性耦合. 对螺旋磁有序体系的临界行为研究表明, 尽管这些体系都表现出类似的斯格明子态, 但是它们的磁性耦合机制却大不相同, 并且其耦合机制可以受到外界手段的调制. 最后, 根据普适性原理和标度方程, 阐述了一种构建磁场诱导相变体系在临界温度附近 H-T 相图的方法.

关键词: 斯格明子, 螺旋磁有序, 临界指数, 普适性

PACS: 75.10.–b, 05.70.Jk, 76.50.+g, 85.75.–d **DOI:** 10.7498/aps.67.20180137

1 引 言

由于潜在的应用价值和新奇的物理特性, 斯格明子 (skyrmion) 材料引起了广泛的关注和研究 [1−7]. 斯格明子是一种涡旋状结构的螺旋磁有序构型, 具有拓扑保护、纳米尺寸、低电流驱动等特性 [6,7], 使其在自旋电子存储器件应用方面具有重要的价值 [8−19]. 斯格明子构型最初由英国物理学家 Tony Skyrme 提出, 用于描述核物理领域中一种拓扑稳定的场构型 [20], 后来扩展到物理学其他领域 [21]. 在磁性材料领域, 理论预言, 斯格明子态会形成于具有 Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用的螺旋磁有序体系中 [6,22]. 实验上, 斯格明子最初在螺旋磁有序 MnSi 体系中被发现. 当温度接近居里温度 T_C, 在 T_C 以下特定的磁场-温度区间内会出现一个反常的磁有序相, 最初被称为 A 相 [23,24]. 在随后的中子衍射实验中, 证明了 A 相正是具有拓扑性的磁斯格明子态 [1]. 2010 年, 日本科学家 Yu 等 [7] 利用洛伦兹透射电镜, 直接在实空间上观察到了高度稳定的斯格明子相. 随后, 人们又陆续在其他螺旋磁有序体系 B20 材料中也观察到了斯格明子相, 如 $Fe_{1-x}Co_xSi$, $Mn_{1-x}Fe_xSi$, $Mn_{1-x}Co_xSi$, FeGe, Cu_2OSeO_3 [2,25−29] 等. 此外, 在多种磁性薄膜材料中也发现了斯格明子相, 如 PdFe/Ir(111), Fe/Ir(111), FeGe, MnSi 薄膜 [30−34] 等.

斯格明子一般出现在具有手性的螺旋磁有序体系中. 在具有非中心对称空间结构的磁性材料中, 由于对称中心的缺失会导致 DM 相互作用的出现, 使自旋排列受到晶格对称性的调制. DM 相互作用的能量一般比铁磁交换作用小 1—2 个数量级, 因此可以对铁磁排列造成影响 [35,36]. DM 相

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303201)、国家自然科学基金 (批准号: 11574322) 和国家自然科学基金大科学装置联合基金 (批准号: U1732276) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhagnlei@hmfl.ac.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

互作用和铁磁交换作用的竞争, 会导致磁矩逐渐偏离铁磁排列方向, 相邻磁矩之间形成一个很小的夹角, 如图1所示. 因此, 在零磁场下, 体系会形成螺旋磁有序的基态. 当施加外磁场时, 螺旋磁有序基态会被逐渐极化为沿外磁场方向的锥形磁有序. 由于磁性交换作用、各向异性、偶极子作用、自旋涨落、热涨落等各种能量的竞争和平衡, 在$T_{\rm C}$以下特定的温度(T)和磁场(H)范围内, 就会形成稳定的涡旋状斯格明子结构. 斯格明子具有拓扑性, 对其磁矢量进行空间积分$Q=1$或-1 $\left(\text{其中}\,Q=\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_A \boldsymbol{N}\cdot\left(\frac{\partial \boldsymbol{N}}{\partial x}\times\frac{\partial \boldsymbol{N}}{\partial y}\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right)$, $\boldsymbol{N}$是归一化磁矢量)[36,37]. 对于单个的斯格明子$Q=1$, 而$Q=-1$表示反斯格明子; 对于螺旋磁结构和铁磁态, $Q=0$. 这几种状态之间被势垒隔开, 在磁矢量连续时相互间是禁止转换的, 即所谓的拓扑保护 (topological protection). 这种拓扑保护可以使斯格明子具有高稳定的特性. 此外, 斯格明子是具有纳米尺度的准粒子, 在外界条件的影响下(电场、磁场、应力等), 斯格明子作为一个准粒子, 可以运动、转动、形成斯格明子晶格等. 并且驱动其运动所需电流非常小(电流密度$J=10^2$ A/cm), 是翻转磁畴所需电流的十万分之一[37−40]. 在技术上, 已经利用自旋极化隧道电流在PdFe/Ir(111)薄膜上实现了单个斯格明子的写入和擦除[41]. 因此, 基于斯格明子的自旋电子器件, 将具有高稳定性、高存储密度、低电流驱动等特点.

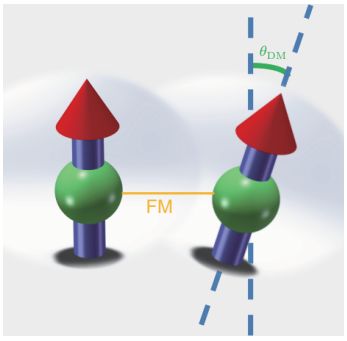


图1 铁磁(FM)交换所造成的自旋平行排列和DM相互作用所导致的自旋偏转

Fig. 1. The parallel arrangement of spins caused by the ferromagnetic (FM) interaction and the rotation from DM interaction.

本文重点讨论该类材料中相变的临界现象, 对与斯格明子相关的螺旋磁有序体系的临界行为、临界指数、标度律等研究进展进行阐述. 临界行为和临界指数, 能够反映体系中自旋作用的维度、相干长度、自旋之间的关联距离等信息, 能够有效地揭示磁有序体系中自旋之间的相互作用和耦合机制. 对斯格明子体系临界行为的研究, 能够揭示其磁性作用的机制, 为其应用提供物理基础.

2 临界现象和临界指数

2.1 相变和临界点

物质的相 (phase) 是指热力学系统(或它的一部分)具有均匀的物理性质. 相变是物质从一种相转变为另一种相的过程, 其序参量发生改变, 如固相、液相、气相、顺磁相、铁磁相、反铁磁相、超导相、超流相[42]等. 不同的相对应于不同的序参量. 根据热力学势函数及其导数, 可以对相变进行分类. 如果热力学势函数在相变点连续, 而其一阶导数不连续, 称成为一级相变. 一级相变伴随有体积和潜热的变化. 如果相变发生时, 不仅热力学势函数连续, 并且它的一阶导数也连续, 这类相变叫二级相变. 二级相变没有体积和潜热变化, 但比热、压缩率、磁化率等物理量会出现突变. 习惯上把二级及其以上的高阶相变统称为连续相变 (continuous phase transition), 相变点则为临界点 (critical point)[42]. 所谓连续相变, 是指在临界点$T_{\rm C}$处序参量连续地从零变到非零值的相变. 序参量反映了体系的内部状态, 只要它具有无穷小的非零值, 就意味着对称性质发生了改变, 出现了新的有序相. 物理参数的无穷小变化引起的对称性破缺, 是连续相变的本质. 临界现象是指在连续相变过程中, 超过临界点, 相与相之间的区别不复存在. 也就是说, 在临界点分不出相变前后两相的差别[43]. 相变与临界现象总伴随着热力学量的奇异性, 如不连续或者发散. 在相变点关联长度可表示为$\xi=\xi_0[(T-T_{\rm C})/T_{\rm C}]^{-\nu}$ (ξ_0是零温关联长度, ν是临界指数, $T_{\rm C}$是临界点温度). 可以看出, 关联长度在临界点是发散的, 关联长度无穷大. 临界点的一个典型现象就是临界乳光现象. 由于在临界点关联长度是发散的, 从而导致折射率发生变化, 这是造成临界乳光现象的本质原因[43].

2.2 标度律

对于一个体系, 通过选择合适的参量, 可以对描述体系的物理量进行重新标定. 经过重新标定后, 体系的物理行为可以用一个普适的、统一的规

律来描述, 这一过程叫做标度 (scaling). 而在标度过程中的指数即为临界指数, 它则揭示了体系的内在机制. 对于连续磁相变, 在临界点 $T_{\rm C}$ 温度附近, 物理量和临界指数存在着如下关系 [44,45]:

自发磁化强度用幂指数描述,

$$M_{\rm S} \propto (T_{\rm C}-T)^{\beta}; \tag{1}$$

磁化强度用幂指数描述,

$$M \sim |h|^{\frac{1}{\delta}}; \tag{2}$$

关联长度趋近无限大,

$$\xi(T) \sim (T-T_{\rm C})^{-\nu}; \tag{3}$$

关联函数与距离有幂指数关系,

$$\Gamma_{\rm c}(r) \sim \frac{1}{r^{d-2+\eta}}; \tag{4}$$

初始磁化率为

$$\chi_0 \sim (T-T_{\rm C})^{-\gamma}; \tag{5}$$

比热为

$$C_{\rm h} \sim (T-T_{\rm C})^{-\alpha}; \tag{6}$$

其中 α, β, γ, δ, η, ν, σ 是临界指数; d 是空间维度. 对于连续相变, 其关联长度为 $\xi=\xi_0[(T-T_{\rm C})/T_{\rm C}]^{-\nu}$. 在临界点, 关联长度无穷大. 也就是说, 对于一个无限大的磁性体系, 在临界点, 临界涨落使得任意远的两处磁矩都是关联的. 因此, 当改变量度晶体的尺寸时, 自由能函数应保持不变. 利用这种标度变换, 可以求出各临界指数之间的关系, 就是所谓的标度律. 临界指数之间的标度律关系为 [44,45]:

Rushbrooke's law

$$\alpha+2\beta+\gamma=2, \tag{7}$$

Widom's law

$$\gamma=\beta(\delta-1), \tag{8}$$

Fisher's law

$$\gamma=\nu(2-\eta), \tag{9}$$

Josephson's law

$$\nu d=2-\alpha. \tag{10}$$

标度律是 Widom 在对热力学势的奇异部分做标度时首先提出的, 后来, Katanov 将标度思想用于伊辛模型, 不但给标度律以鲜明的物理图像, 而且预言了与关联函数有关的标度律. 由标度律可见, 临界指数之间并不是独立的, 它们之间相互联系, 互为制约. 进一步, 根据标度假设方程, 对于磁性体系, 在临界点温度附近的等热磁化强度 $M(H)$ 曲线应该符合以下标度方程 [45]:

$$M(H,\varepsilon)=\varepsilon^{\beta}f_{\pm}(H/\varepsilon^{\beta+\gamma}), \tag{11}$$

其中 $\varepsilon=(T-T_{\rm C})/T_{\rm C}$ 为约化温度, M 为磁化强度, H 为磁场强度, f 为归一化函数, f_+ 对应于 $T_{\rm C}$ 以上, f_- 对应 $T_{\rm C}$ 以下. 经过重新标度后, 临界温区的 $M(H)$ 曲线会分开为独立的两支, 其中相变温度以上的 $M(H)$ 为一支, 相变温度以下的 $M(H)$ 为另一支. 也就是说, $T_{\rm C}$ 以上的 $M(H)$ 曲线符合一种统一的行为, 而 $T_{\rm C}$ 以下的 $M(H)$ 曲线符合另一种统一的行为, 如图 2 所示 [46]. 这种关系即使延伸到低磁场区域也一样有效, 如图 2 中插图所示. 此外, 标度方程也可写成其他形式, 如 [45]:

$$\frac{M}{H^{1/\delta}}=h\left(\frac{\varepsilon}{H^{1/(\beta+\gamma)}}\right), \tag{12}$$

其中 h 是归一化函数. 这样, 在 $T_{\rm C}$ 附近的 $M(H)$ 曲线经过重新标度后, 会归一化到一条统一的、普适

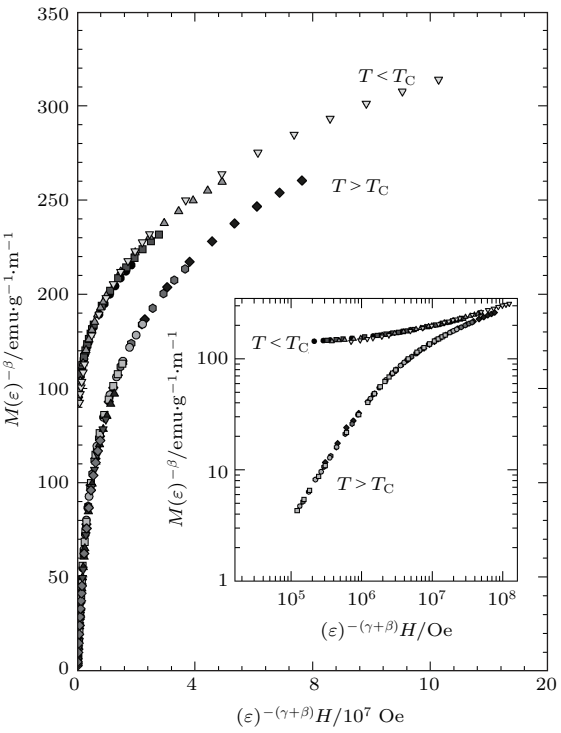


图 2 $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ 中等热 $M(H)$ 曲线在临界温区的标度行为 [46]

Fig. 2. The scaling of isothermal magnetization $M(H)$ of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ below and above $T_{\rm C}$ [46].

的曲线上, 如图3所示. 在这条普适的曲线上, T_C 恰好落在重新标度后的零点处, 零点以下对应 T_C 温度以下的 $M(H)$ 曲线, 而零点以上对应的是 T_C 温度以上的 $M(H)$ 曲线. 可见, 临界温区的 $M(H)$ 行为可以用一种统一的规律去描述, 这种标度反映了体系的一种普适性行为.

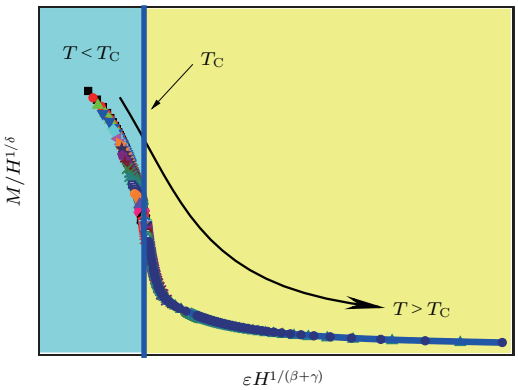


图3 等热 $M(H)$ 曲线在临界温区的普适性标度

Fig. 3. The scaling of isothermal magnetization $M(H)$.

2.3 Arrott图

按照朗道平均场相变(Landau mean-field phase transition)理论, 对于一个磁性体系, 在接近相变温度时, 体系的自由能 F 为[47,48]

$$F(M) = -HM + a\frac{T - T_C}{T_C}M^2 + bM^4 + \cdots, \tag{13}$$

其中 a 和 b 是和温度无关的常数. 而在能量最小化的条件下 $[\partial F(M)/\partial M = 0]$, 磁性方程演变为[47,48]

$$M^2 = \frac{1}{4b}\frac{H}{M} - \frac{a}{2b}\varepsilon. \tag{14}$$

也就是说, 在朗道平均场条件下, 把 $M(H)$ 曲线关系变为 M^2 对 H/M 的关系, 则 M^2 对 H/M 的关系呈线性, 并且在临界点附近会形成彼此平行的一系列直线, 而在 T_C 处的 H/M-M^2 线恰好经过零点. M^2 对 H/M 的关系即构成Arrott图[47−50]. 一般而言, 在Arrott图中, T_C 温度以上的 M^2-H/M 关系在 y 坐标轴上的截距为负; T_C 温度以下的 M^2-H/M 的关系在 y 坐标轴上的截距为正, T_C 点的 H/M-M^2 的关系恰好经过零点. 并且, 按照Banerjee判据, Arrott图中 M^2 对 H/M 关系的斜率 (S) 反映了相变的类型[50]. 斜率为正 $(S > 0)$, 说明相变是二级相变, 也即连续相变. 而斜率为负 $(S < 0)$, 表明相变为一级相变, 如图4所示. 研究表明, 掺杂、磁场、压力等手段可以抑制体系的一级相变从而转变为二级相变. 在钙钛矿锰氧化物 $La_{0.7}Ca_{0.3-x}Sr_xMnO_3$ 中, 随着Sr掺杂, Arrott图中的斜率由负值 $(x = 0)$ 变为正值 $(x = 0.05)$. 这表明随着Sr掺杂, 体系的相变由一级相变转变为二级相变[51]. 事实上, 在 $La_{0.7}Ca_{0.3-x}Sr_xMnO_3$ 体系中, 通过Sr掺杂, 逐渐的抑制了 $La_{0.7}Ca_{0.3-x}Sr_xMnO_3(x = 0)$ 中的一级相变, 使得一级相变转变为二级相变. 并且, 在一级相变和二级相变的交界处, 出现了一个三重临界点. 通过Arrott图, 可以对相变进行初步分析, 判断磁相变是否属于连续相变, 并且大致确定临界点的温度.

3 临界指数的获得方法

对于磁性相变, 临界指数可以反映出磁有序类型、相干长度、关联距离等信息, 是揭示磁性材料中自旋之间相互作用内在机制的重要参数. 因此, 临界指数的获得, 对研究磁性相变具有重要的物理意义. 本文介绍两种通过磁性测量手段获得临界指数的方法.

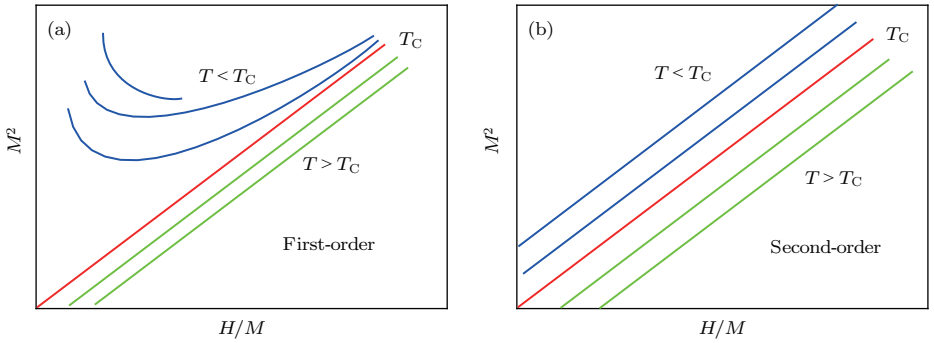


图4 (a)一级相变和(b)二级相变的Arrott图 Arrott图的斜率由负 $(S < 0)$ 变为正 $(S > 0)$, 体系的相变由一级相变转变为二级

Fig. 4. The Arrott plot of M^2 vs. H/M for the (a) first-and (b) second order phase transitions: the slope changes from $S < 0$ to $S > 0$ indicating the order of phase transition changes from first-order to second order.

3.1 直流磁性迭代法

对于二级铁磁相变(连续相变), 更一般的情况下, 在临界温区附近, 等热 $M(H)$ 曲线符合 Arrott-Noakes 状态方程[52]:

$$(H/M)^{1/\gamma} = (T - T_{\rm C})/T_{\rm C} + (M/M_1)^{1/\beta}, \quad (15)$$

其中 M_1 为常数. 此方程也可以简化为[53]

$$(H/M)^{1/\gamma} = A' + B'M^{1/\beta}, \quad (16)$$

其中 A' 和 B' 为参数. 在合适的临界指数下, $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 的关系在高场下的行为是一系列互相平行的直线, 如图 5 (a) 所示[53]. 并且, A' 为一条在 $T_{\rm C}$ 温度点穿过零点的直线, B' 为一条在 $T_{\rm C}$ 点达到最低点的曲线, 如图 5 (b) 所示. 我们把 $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 关系叫做修正的 Arrott 图 (modified Arrott plot, MAP)[52]. 事实上, Arrott 图是 MAP 图的一种特殊的形式. 在朗道平均场条件下, 临界指数为 $\beta = 0.5$, $\gamma = 1.0$. 因此 $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 关系退变为 $(M)^2$-(H/M), 这正是 Arrott 图的一般形式. 可见 Arrott 关系是 Arrott - Noakes 状态方程在朗道平均场条件下的特殊形式.

和磁性参量相关的临界指数有 β, γ, δ, 其中 β 是和自发磁化强度 ($M_{\rm S}$) 相关的临界指数, γ 是和初始磁化率 (χ_0) 相关的临界指数, δ 是和临界点 ($T_{\rm C}$) 相关的临界指数. 对于临界指数 β, γ, δ, 在临界温度附近符合下列磁性方程[45,54]:

$$M_{\rm S}(T) = M_0(-\varepsilon)^{\beta}, \quad \varepsilon < 0, \quad T < T_{\rm C}, \quad (17)$$

$$\chi_0(T)^{-1} = (h_0/M_0)\varepsilon^{\gamma}, \quad \varepsilon > 0, \quad T > T_{\rm C}, \quad (18)$$

$$M = DH^{1/\delta}, \quad \varepsilon = 0, \quad T = T_{\rm C}, \quad (19)$$

其中 $M_{\rm S}$ 为自发磁化强度; χ_0 为初始磁化率; $\varepsilon = (T - T_{\rm C})/T_{\rm C}$ 为约化温度; h_0, M_0, D 是临界磁振幅. 由 Arrott-Noakes 状态方程 (即方程 (15)) 可知, $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 呈线性关系. 而 $M^{1/\beta}$ 在纵坐标轴上的截距是 $(M_{\rm S})^{1/\beta}$, 和自发磁化强度相关; $(H/M)^{1/\gamma}$ 在横坐标轴上的截距正是 $(\chi_0^{-1})^{1/\gamma}$, 和初始磁化率的倒数相关. 如果我们把等热 $M(H)$ 曲线的关系变为 $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$, 那么, 我们可以利用横坐标和纵坐标的截距分别得到 $M_{\rm S}$ 和 χ_0^{-1} 对于温度 T 的关系, 即 $M_{\rm S}(T)$ 和 $\chi_0^{-1}(T)$.

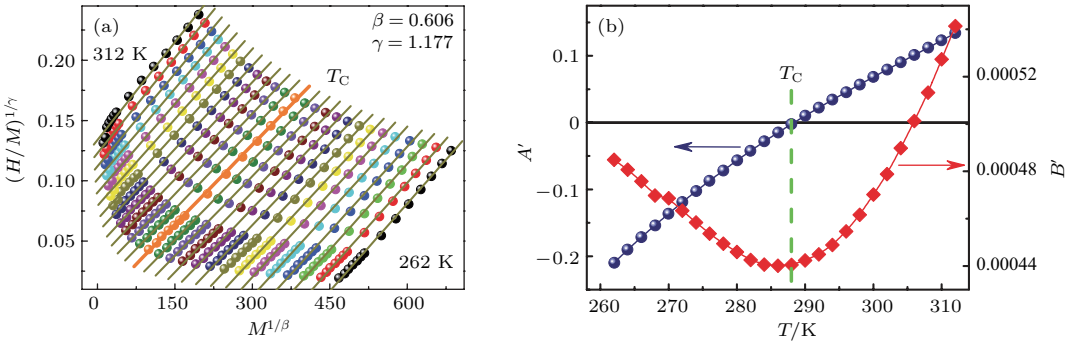


图 5 反钙钛矿 $AlCMn_3$ 的 MAP 以及参数 A' 和 B' 随温度的变化[53]

Fig. 5. The MAP of the antiperovskite $AlCMn_3$ and the temperature dependence of parameters of A' and B' [53].

但是, 在实际情况中, 往往预先不知道体系的临界指数, 很难直接获得 $M_{\rm S}(T)$ 和 $\chi^{-1}(T)$ 的关系. 因此可以用迭代法进行多次迭代拟合, 最后得出临界指数[56]. 运用迭代法拟合之前, 要先选一组合适的初始参数. 这时需要先对体系中的磁性相互作用做初步的分析, 比如材料可能所具有的空间维度、自旋维度、最近邻自旋耦合强度、次近邻自旋耦合强度等. 根据已有的自旋之间的耦合信息, 选择几种比较接近的理论模型, 把其临界指数作为初始参数进行尝试. 把这几种理论模型的临界指数代入材料的等热 $M(H)$ 中, 做出所对应的 $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 关系, 即 MAP 图, 如图 6 (a)—(c) 所示. 根据 Arrott-Noakes 状态方程和 MAP 图可知, 在临界温度区域 $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 关系呈一系列平行的直线. 因此, 合适的临界指数使得 $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 关系在高场下呈一系列彼此平行的直线. 通过线性拟合高场下的数据, 可以得到每个温度点 $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$ 关系的斜率 (S). 为了获得最接近的初始参数, 再定义一个归一化斜率 NS, 其中 $NS = S(T)/S(T_{\rm C})$. 然后把不

同模型获得的NS相对于温度的曲线进行比较. 我们知道, 对于一个理想的模型, $(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$关系呈一系列彼此平行的直线, 因此每条$(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$关系具有相同的斜率, 并且和$T_{\rm C}$温度的$(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$的斜率相等. 因此, 对于理想情况, 归一化斜率NS随温度应该是不变的, 并且其数值等于"1". 据此可知, 最接近材料实际的理论模型所获得的NS应该最接近于"1", 如图6 (d) 所示. 通过这种方法, 可以确定一个比较接近材料实际磁性相互作用的初始临界指数[55].

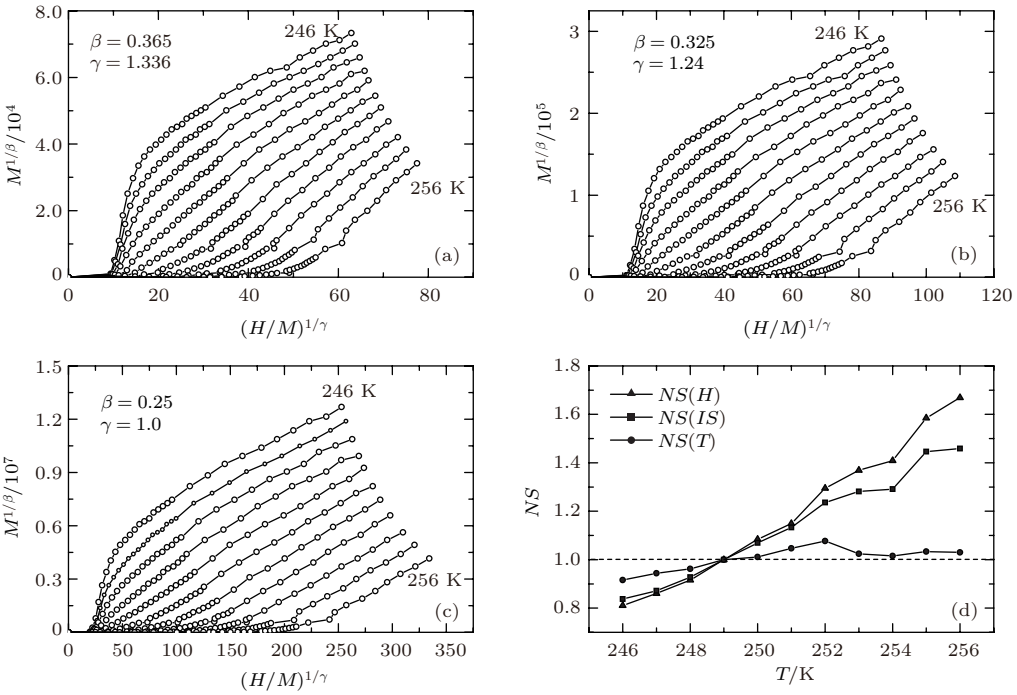


图6 不同模型下的MAP图以及归一化斜率NS随温度的变化[55]

Fig. 6. The MAP based on different models and the temperature dependence of the normalized slopes NS[55].

获得了初始的临界指数后, 就可以对磁化曲线进行迭代法拟合. 以初始的临界指数为基础, 重新对临界点温区的等热$M(H)$曲线做图, 得到MAP图, 即$(M)^{1/\beta}$-$(H/M)^{1/\gamma}$关系, 分别截取纵坐标截距Y_0和横坐标的截距X_0. 从前面的分析可知, $M_{\rm S}=(Y_0)^{\beta}$, $(X_0^{-1})=(X_0)^{\gamma}$, 如图7所示. 这样, 可以得到一组$M_{\rm S}$和$X_0^{-1}$对于温度$T$的关系, 即$M_{\rm S}(T)$和$X_0^{-1}(T)$. 利用方程(17)和(18), 对$M_{\rm S}(T)$和$X_0^{-1}(T)$关系进行拟合, 得出一组指数$\beta$和$\gamma$. 然后用获得的$\beta$和$\gamma$再做出体系的MAP图, 再次利用截距得出$M_{\rm S}(T)$和$X_0^{-1}(T)$关系. 再次对$M_{\rm S}(T)$和$X_0^{-1}(T)$进行拟合后, 得出另外一组指数$\beta$和$\gamma$, 如图7 所示. 如此, 经过反复迭代. 当$\beta$和$\gamma$基本不变时, 得出最终结果, 此结果最接近材料的实际临界指数[55]. 可以看出, 经过反复迭代, β和γ最终结果对初始参数的依赖不大. 如果初始参数选择接近于最终的拟合结果, 则迭代的次数少. 如果初始参数选择偏离最终拟合结果较大, 则经过多次迭代, 得到的最终结果偏差也并不会很大, 只是迭代次数较多, 计算量增加.

更进一步, 为了得到更精确的得到临界指数, 还可以用Kouvel-Fisher (KF)方法进行拟合. 对方程(17)和(18)两边微分, 可以得到[56]:

$$\frac{M_{\rm S}(T)}{{\rm d}M_{\rm S}(T)/{\rm d}T}=\frac{T-T_{\rm C}}{\beta}, \tag{20}$$

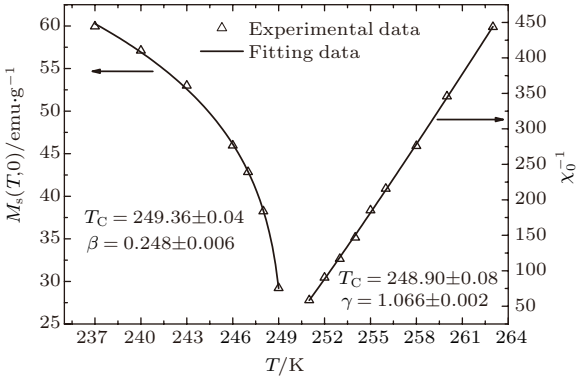


图7 利用迭代法对$M_{\rm S}(T)$和$X_0^{-1}(T)$进行拟合[55]

Fig. 7. The fitting of $M_{\rm S}(T)$ and $X_0^{-1}(T)$ by the iterative method[55].

$$\frac{\chi_0^{-1}(T)}{\mathrm{d}\chi_0^{-1}(T)/\mathrm{d}T}=\frac{T-T_\mathrm{C}}{\gamma}. \tag{21}$$

可以看出, $\dfrac{M_\mathrm{S}(T)}{\mathrm{d}M_\mathrm{S}(T)/\mathrm{d}T}$, $\dfrac{\chi_0^{-1}(T)}{\mathrm{d}\chi_0^{-1}(T)/T}$ 对 T 的关系中应该呈直线, 而斜率 k 分别为 $1/\beta$ 和 $1/\gamma$. 因此, 可以分别对 $M_\mathrm{S}(T)/[\mathrm{d}M_\mathrm{S}(T)/\mathrm{d}T]$-$T$ 和 $\chi_0^{-1}(T)/[\mathrm{d}\chi_0^{-1}(T)/T]$-$T$ 关系进行线性拟合, 从而得出临界指数 β 和 γ, 如图 8 所示 [55].

临界指数 δ 和临界点 T_C 的 $M(H)$ 相关, 可以由临界点的等热 $M(H)$ 直接得到. 根据方程 (19), 方程两边取对数可以得到 log (M)-log (H) 为线性关系 (或者是 ln(M)-ln(H) 关系), 而斜率为 $1/\delta$. 因此, 直接对 log(M)-log(H) 关系 (或 ln(M)-ln(H) 关系) 进行线性拟合, 即可以得到 $1/\delta$ [45,54]. 图 9 为临界点的等热 $M(H)$ 关系和 ln(M)-ln(H) 关系, 可见 ln(M)-ln(H) 为线性.

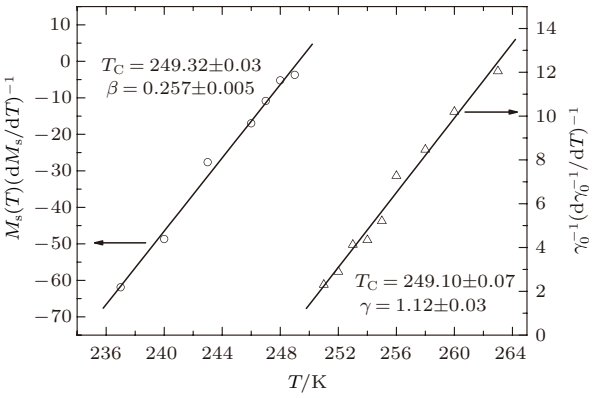


图 8 利用 KF 法拟合的临界指数 [55]

Fig. 8. The linear fitting of the critical exponents obtained by KF method [55].

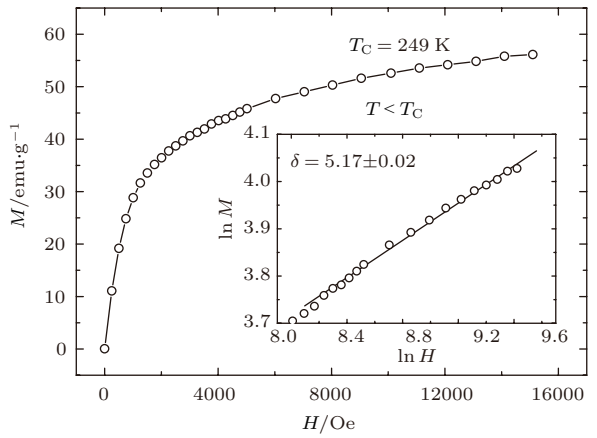


图 9 在临界点 T_C 的等热 $M(H)$ 曲线 (插图为 ln (M)-ln(H) 关系线性拟合得到 δ 值) [55]

Fig. 9. The isothermal magnetization $M(H)$ at the critical temperature T_C (the inset shows the value of δ from linear fitting of $M(H)$ on ln-ln scale [55].

3.2 磁熵变法

当磁相变发生时, 体系的磁熵 (S_M) 就会发生变化. 磁熵是反映体系自旋有序度的物理量, 而磁熵变反映了体系相变的剧烈程度. 相变越剧烈, 磁熵的变化越大. 磁熵变 (ΔS_M) 的定义为 [57]

$$\Delta S_\mathrm{M}=\int_0^\mathrm{H}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_\mathrm{H}\mathrm{d}H. \tag{22}$$

我们知道, 磁化强度 M 在临界点附近符合 Arrott-Noakes 状态方程 (方程 (15)). 此方程可以变形为 [58]

$$H^{1/\gamma}=a(T-T_\mathrm{C})M^{1/\gamma}+bM^{1/\beta+1/\gamma}. \tag{23}$$

对变形的 Arrott-Noakes 状态方程两边进行微分, 可以得到 [58]

$$\left.\frac{\partial M}{\partial T}\right|_{T=T_\mathrm{C}}=\frac{-a\beta\gamma}{b^{(\beta+\gamma\beta)/(\beta+\gamma)}(\beta+\gamma)}\times H^{(\beta-1)/(\beta+\gamma)}. \tag{24}$$

把方程 (24) 代入磁熵变的定义式方程 (22) 中, 经过简化, 可以得到在临界点 T_C 处的关系式为 [58]

$$\left.\Delta S_\mathrm{M}\right|_{T=T_\mathrm{C}}=\frac{-a\beta\gamma}{b^{(\beta+\gamma\beta)/(\beta+\gamma)}(2\beta+\gamma-1)}\times H^{(\beta-1)/(\beta+\gamma)+1}. \tag{25}$$

由 (25) 式可知, 在 T_C 处的磁熵变值是一个关于外磁场 H 和临界指数的函数. 简化该方程式, 可以得出在 T_C 处磁熵变随外磁场 H 和临界指数的关系为 [58]:

$$|\Delta S_\mathrm{M}^\mathrm{PK}|\propto H^n, \tag{26}$$

$$n=1+\frac{\beta-1}{\beta+\gamma}. \tag{27}$$

可以看出, 磁熵变和磁场之间存在指数关系, 而这一指数由临界指数所决定. 事实上, 不仅仅是磁熵变的最大值和外磁场有关系, 其半高全宽 (δ_FWHM)、相对制冷率 (relative cooling power, RCP) 等参数均和磁场存在指数关系 [59,60]. 表 1 给出了磁熵变的参量和外磁场的指数关系.

利用磁熵变及其参数和磁场的关系, 也可以得到临界指数. 磁熵变曲线可以从实验上测量获得. 实验上先测量出不同磁场下体系的磁熵变曲线, 如图 10 (a) 所示. 磁熵变曲线一般在 T_C 处达到最大值, 并且磁熵变曲线随磁场的变化而变化. 提取磁熵变的最大值、半高全宽、RCP 等参量, 它们都随外磁场 H 呈不同的指数关系, 不同的临界指数决定

不同的指数, 如图 10 (b) 所示. 用指数关系对磁熵变的参量进行拟合, 结合磁熵变随磁场变化的指数关系, 就可以从实验上拟合得出 n. 根据方程 (26) 和 (27), n 由临界指数 β, γ 所决定. 另一方面, 结合 Widom's law(即方程 (8)), 最后可得出临界指数 [60,61].

表 1 磁熵变曲线的参数和磁场的指数关系 [59]

Table 1. The exponent relations between the parameters of the magnetic entropy change and the external field (parameter $\propto H^{\text{exponents}}$) [59].

Parameter	Exponent
$T_{\rm r}$	$1/\Delta$
$T_{\rm PK}-T_{\rm C}$	$1/\Delta$
$T_{\rm PK}-T_{\rm C}$	
$\Delta S_{\rm M}(T=T_{\rm C})$	$1+1/\delta(1-1/\beta)=(1-\alpha)/\Delta$
$\Delta S\dfrac{PK}{M}$	$1+1/\delta(1-1/\beta)=(1-\alpha)/\Delta$
$RC_{\rm Area}$ or $RC_{\rm FWHM}$	$1+1/\delta$

所涉及指数与临界指数相关

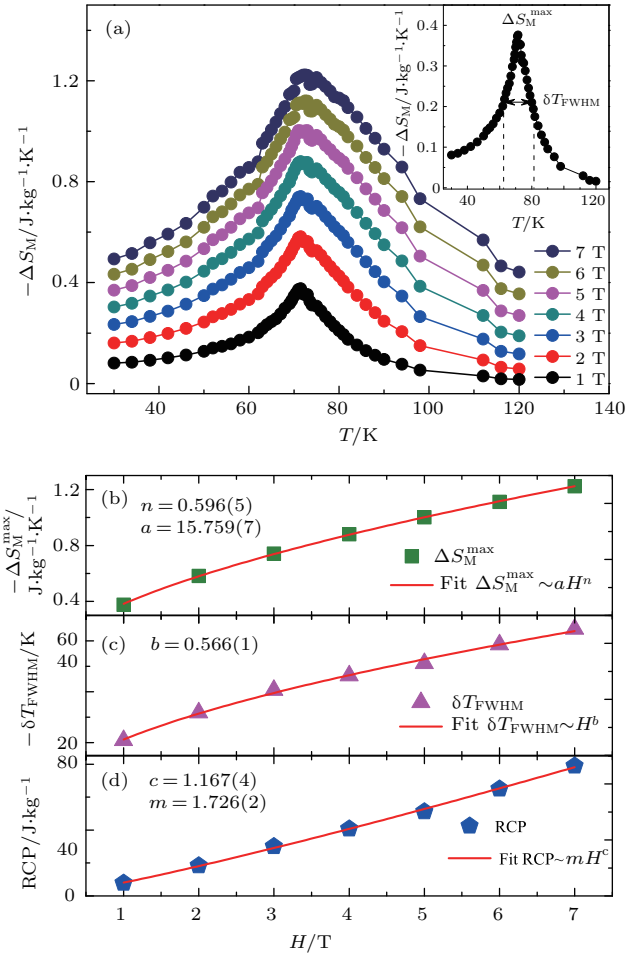


图 10 (a) 巡游铁磁 $Cr_{11}Ge_{19}$ 在不同磁场下相变的磁熵变曲线; (b)—(d) 磁熵变参数随外磁场的变化曲线以及拟合结果 [61]

Fig. 10. The $\Delta S_{\rm M}(T,H)$ curves of the itinerant ferromagnetic $Cr_{11}Ge_{19}$: (a) The temperature dependence of $\Delta S_{\rm M}(T,H)$curves under different field (the inset shows the parameters); (b)–(d) the temperature dependence of parameters fitted by the exponent relation [61].

磁熵变曲线的参数的变化和临界指数密切相关. 利用磁熵变的参数随外磁场的关系, 可以得出临界指数. 而获得的临界指数也可以对磁熵变曲线进行普适性标度. 先定义一个简化温度 θ (reduced temperature) 和一个参考温度 $T_{\rm r}$. 简化温度 θ 的定义为 [59]

$$\theta=\begin{cases}\theta_+=(T-T_{\rm C})/(T_{\rm r2}-T_{\rm C}), & T>T_{\rm C},\\ \theta_-=(T_{\rm C}-T)/(T_{\rm r1}-T_{\rm C}), & T\leqslant T_{\rm C},\end{cases}\tag{28}$$

其中 $T_{\rm r1}$ 和 $T_{\rm r2}$ 为参考温度, 其定义为

$$\Delta S_{\rm M}(T_{\rm r1},T_{\rm r2})=\frac{1}{2}\Delta S_{\rm M}^{\rm max}.$$

一般情况下, 当 $T=T_{\rm r1}$ 时, $\theta=-1$ ($T<T_{\rm C}$); 当 $T=T_{\rm r2}$ 时, $\theta=+1$ ($T>T_{\rm C}$). 如果磁熵变曲线左右对称, 则 $|T_{\rm r1}-T_{\rm C}|=|T_{\rm C}-T_{\rm r2}|$, 也就是说 $T_{\rm r1}$ 和 $T_{\rm r2}$ 对称地分布于 $T_{\rm C}$ 的两边. 很多情况下, 由于退磁能、形状效应等影响, 磁熵变曲线左右不对称. 在这种情况下, 则 $|T_{\rm r1}-T_{\rm C}|\neq|T_{\rm C}-T_{\rm r2}|$, 也就是说 $T_{\rm r1}$ 和 $T_{\rm r2}$ 不对称, 要分别定义两个 $T_{\rm r}$(即 $T_{\rm r1}$ 和 $T_{\rm r2}$). 横坐标则归一化为 $\Delta S_{\rm M}/\Delta S_{\rm M}^{\rm max}$. 这样就可以对不同磁场下的磁熵变曲线进行普适性标度, 如图 11 (a) 所示. 经过普适性标度后, 不同磁场下的磁熵变曲线统一为一条普适的曲线, 而这条曲线只由材料的本质磁性决定, 和测量条件无关. 进一步结合临界指数, 对磁熵变进行标度, 如图 11 (b) 所示. 同样, 经过标度后, 不同磁场下的磁熵变统一为一条普适的曲线.

磁熵变的普适性标度可以用来对实验上的磁熵变进行外延性计算. 既然对于同一种材料, 磁熵变曲线可以标度为一条普适统一的曲线, 那么就可以拟合出这条曲线. 依据这条普适的曲线, 就可以计算出不同磁场和温度下的磁熵曲线, 并可以延伸到实验室条件以外的点. 如图 12 所示, 图中的点为实验测量的数据, 而曲线是根据普适曲线计算的数值. 可见, 计算的曲线已经延伸到测量的范围之外. 这样, 我们只要知道了一个已知材料的磁熵变普适性曲线, 就可以对任意温度和磁场下的磁熵变数值进行外推计算 [62].

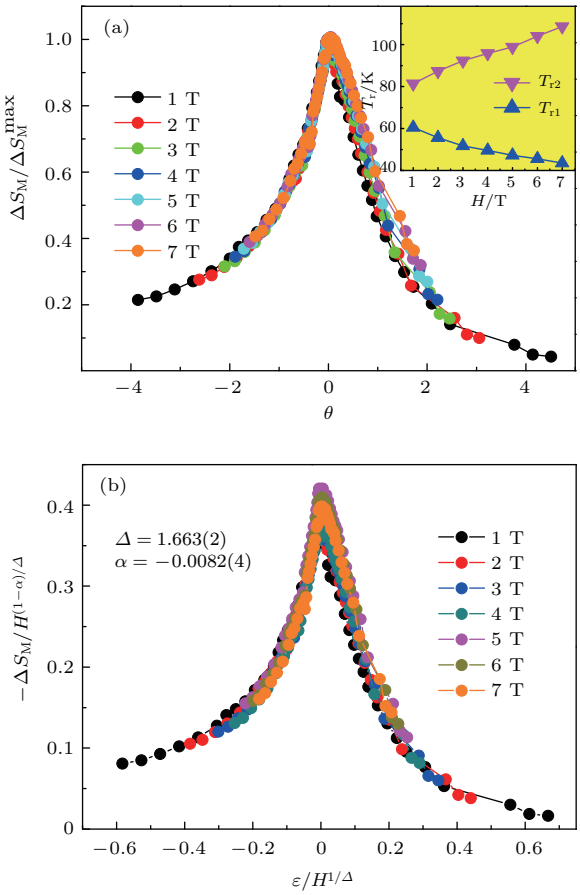


图 11 利用临界指数对 $Cr_{11}Ge_{19}$ 的磁熵变曲线进行普适性标度 [61]

Fig. 11. Scaling of the $\Delta S_M(T,H)$ curves: (a) The normalized $\Delta S_M(T,H)$ as a function of θ (the inset gives T_{r1} and T_{r2} as a function of H); (b) scaled $\Delta S_M(T,H)$ vs. scaled temperature using critical exponents [61].

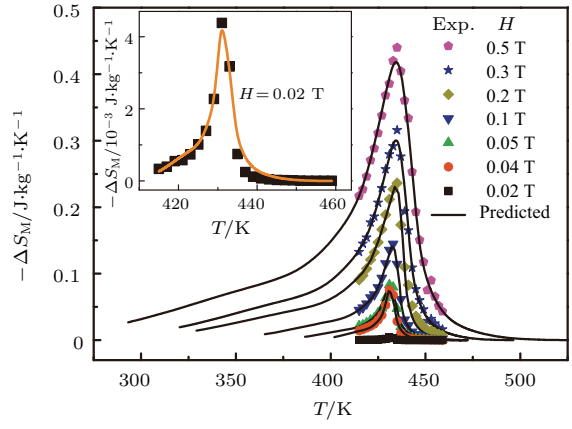


图 12 尖晶石 $CuCr_2Se_4$ 中利用普适性曲线对磁熵变的外延计算 [62]

Fig. 12. Comparison of the experimental $\Delta S_M(T,H)$ (scattering symbols) and predictions (solid curves) using the universal curve for the spinel selenide $CuCr_2Se_4$ (the inset shows the magnification of $\Delta S_M(T,H)$ for $H = 0.02$ T) [62].

磁熵变的普适性标度, 可以用来判断相变. 如果磁熵变可以被标度为一条普适的曲线, 说明相变是二级相变. 反之, 如果磁熵变不能被标度为统一的曲线, 出现发散的情况, 则说明该相变为一级相变. 如图 13 所示, 对 MnSi 在不同磁场下的磁熵变曲线进行标度, 发现在低场下其磁熵变不能被标度为普适的曲线, 即在低场下是发散的. 这说明 MnSi 中的磁相变在低场下不是二级相变. 实际 MnSi 在低场下的磁相变是一个由涨落导致的弱一级相变 [63].

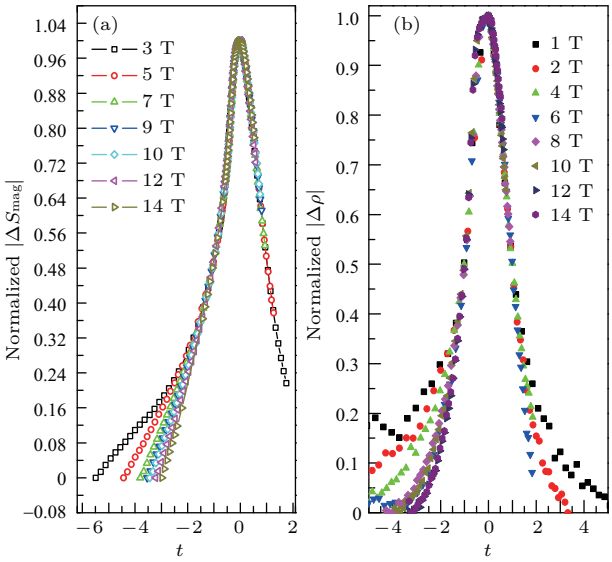


图 13 对 MnSi 的磁熵变曲线进行普适性标度, 低场的发散说明 MnSi 在低场的相变不是二级相变 [63]

Fig. 13. The universal scaling of the $\Delta S_M(T,H)$ curves for MnSi, the divergence at low field indicates that the phase transition is not a second-order one [63].

4 斯格明子体系的临界行为

4.1 MnSi

具有 B20 立方结构的 MnSi, 属于 $P2_13$ 空间群, 是最早被发现具有斯格明子相的材料. 早期的研究发现, 当温度接近居里温度时, 在居里温度以下特定的磁场-温度区间内会出现一个反常的磁有序相, 最初被称为 A 相 [22−25]. 随后的中子衍射实验, 证明了 A 相正是具有拓扑性的斯格明子相 [1]. 而利用洛伦兹透射电子显微镜, 可以直接在实空间中观察到 MnSi 中高度稳定的斯格明子相 [7]. 事实上, 除了斯格明子的发现, MnSi 一直是一个备受关注的热门材料. MnSi 中具有很多其他奇特的物理性质, 如巡游铁磁性、非费米液体行为、量子磁相变等. MnSi 具有丰富的磁相互作用, 其相图也

很复杂[64−67]. 在零磁场条件下, MnSi在低温下呈现出螺旋磁有序的基态, 随着温度的升高, 螺旋磁有序逐渐被极化为锥形磁有序. 随着温度的升高, MnSi 在$T_{\rm C}$ ~30.5 K发生磁有序到顺磁的转变. 而斯格明子相就出现在$T_{\rm C}$以下很窄的磁场温度区间内 (B ~1—2 kOe, T ~27—29.5 K)[68−71].

按照Brazovskii的理论预言[72], 在零磁场下, MnSi中从顺磁态到螺旋磁有序的相变是一个由临界涨落引起的一级相变. 而随后的中子散射实验、重整化群理论和蒙特卡罗计算均证明了这一结论. 实验证明, 外磁场、压力等可以抑制这个弱的一级相变, 使其变为二级相变. 而在一级相变、二级相变以及顺磁相变的边缘处, 会形成一个三重临界点. 因此, 对MnSi的临界行为和临界指数进行研究, 可以揭示其中复杂的磁相互作用和多种相的竞争[73,74].

采用磁化率迭代法, 对MnSi单晶样品磁相变的临界行为进行拟合, 得到临界指数. 经过拟合, 得到MnSi中和磁性相关的临界指数为$\beta = 0.242(6)$, $\gamma = 0.915(3)$, $\delta = 4.734(6)$, 如图14所示[73]. 这一结果非常符合三重临界平均场行为($\beta = 0.25$, $\gamma = 1.0$, $\delta = 5.0$). Samatham等也利用磁熵变法, 对多晶MnSi的临界指数进行了拟合. 实验上得出MnSi的磁熵变曲线, 再对磁熵变的参数进行拟合. 它们利用磁熵变和磁场之间的的指数关系包括[63]:

$$|\Delta S_{\rm mag}|^{\rm peak} \propto H^n, \tag{29}$$

$$RCP \propto H^{1+\frac{1}{\delta}}, \quad \Delta = \beta\delta, \tag{30}$$

$$n = 1 + \frac{1}{\delta}\left(1 - \frac{1}{\beta}\right), \tag{31a}$$

$$n = 1 + \left(\frac{\beta - 1}{\beta + \gamma}\right), \tag{31b}$$

$$\frac{\Delta S_{\rm mag}}{a_{\rm H}} = H^n s\left(\frac{t}{H^{1/\Delta}}\right). \tag{32}$$

拟合得出的结果为$\beta = 0.25(2)$, $\gamma = 1.29(2)$, $\delta = 6.18(2)$, 如图15所示[63]. 此外, Chattopadhyay等[74]也用MAP方法对MnSi多晶样品的指数进行了拟合, 它们得到的结果是$\beta = 0.238(1)$, $\gamma = 1.20(1)$, $\delta = 6.10(1)$. 用不同方法所得到的临界指数列于表2中进行对比. 虽然使用不同的方法和不同样品所拟合的结果稍有差别, 单晶和多晶等晶体质量也会对拟合结果造成一定的误差, 但是总体上MnSi的临界指数接近三重临界平均场理论所预言的临界指数值($\beta = 0.25$, $\gamma = 1.0$, $\delta = 5.0$). MnSi的临界指数说明其临界行为符合三重临界平均场行为.

MnSi的三重临界平均场临界行为, 说明MnSi中的自旋耦合属于长程相互作用. 对于一个均匀磁性体系, 自旋相互作用的衰减距离J决定磁相变的普适性. Fisher等从理论上把这种相互作用当做两个自旋相互吸引, 按照重整化群理论, 作用距离J随着空间距离r衰减, 而这个衰减函数$J(r)$可以写成[75−77]:

$$J(r) \sim r^{-(d+\sigma)}, \tag{33}$$

其中d代表材料的空间维度(spatial-dimensionality), σ是临界指数. 并且σ和γ的关系为[76−78]

$$\gamma = 1 + \frac{4}{d}\left(\frac{s+2}{s+8}\right)\Delta\sigma + \frac{8(s+2)(s-4)}{d^2(s+8)^2} \times \left[1 + \frac{2G\left(\frac{d}{2}\right)(7s+20)}{(s-4)(s+8)}\right]\Delta\sigma^2 + \cdots, \tag{34}$$

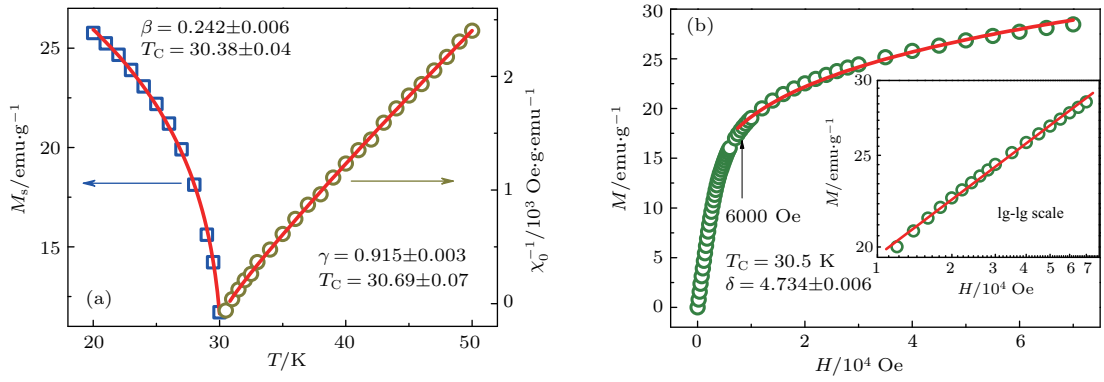


图14 用迭代法拟合MnSi的临界指数[73]

Fig. 14. The critical exponents obtained by an iterative method[73].

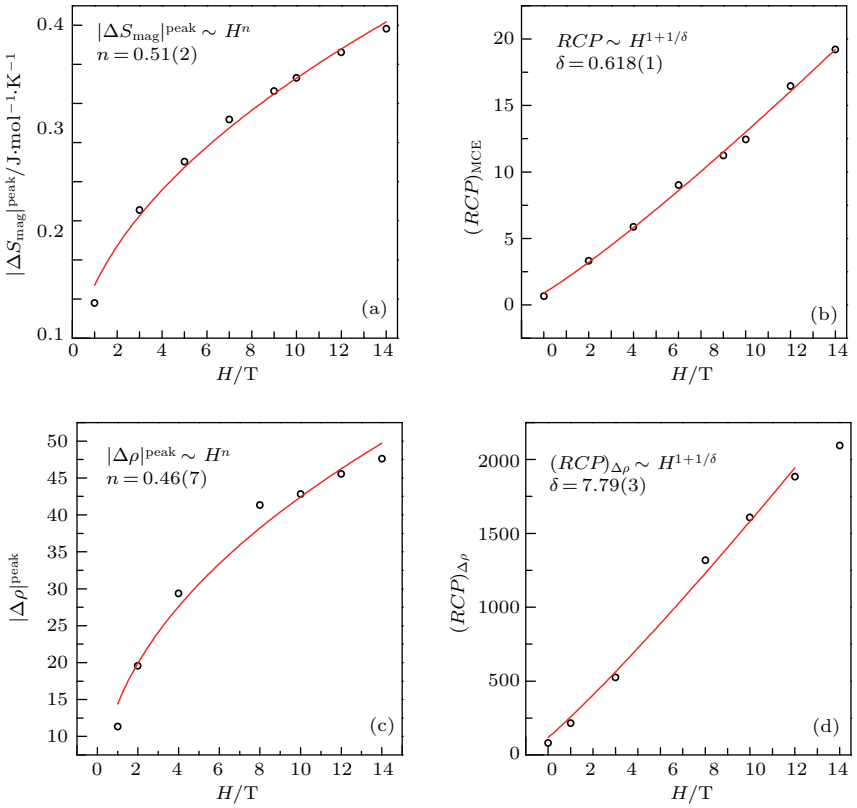


图 15 利用磁熵变和磁场的关系拟合 MnSi 的临界指数 [63]

Fig. 15. The critical exponents of MnSi fitted by the exponent relation between magnetic entropy change and the field [63].

其中 $\Delta\sigma = \left(\sigma - \dfrac{d}{2}\right)$, $G\left(\dfrac{d}{2}\right) = 3 - \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{d}{2}\right)^2$; s 表示自旋相互作用的维度 (spin-dimensionality). 忽略方程 (34) 中的高阶无穷小, 可以做近似计算. 忽略高阶项后, 可以得到近似结果为

$$\gamma = 1 + \frac{4}{d}\left(\frac{s+2}{s+8}\right)\Delta\sigma + \frac{8(s+2)(s-4)}{d^2(s+8)^2} \times \left[1 + \frac{2G\left(\dfrac{d}{2}\right)(7s+20)}{(s-4)(s+8)}\right]\Delta\sigma^2. \tag{35}$$

这样, 根据 γ 就可以对材料的自旋作用的衰减函数进行分析. 一般而言, 对于一个三维体系有 $d = 3$, 则衰减函数 $J(r) \sim r^{-(3+\sigma)}$. 对于 $\sigma \geqslant 2$, 体系的磁性耦合属于三维海森伯相互作用, $J(r)$ 的衰减函数小于 $J(r) \sim r^{-5}$, 也就是说体系的磁性耦合属于各向同性的短程相互作用, 自旋和自旋之间相互作用随空间距离衰减的快. 而对于 $\sigma \leqslant 2/3$, 体系磁性耦合属于平均场相互作用, $J(r)$ 的衰减函数大于 $J(r) \sim r^{-4.5}$, 说明体系的磁性耦合属于长程的相互作用, 自旋和自旋之间相互作用随空间距离衰减的慢. 而 $J(r)$ 在 $r^{-4.5}$ 和 r^{-5} 之间, 则不能用一种单一的相互作用去描述自旋间的相互作用.

进一步, 可以对 MnSi 中的自旋耦合的衰减函数进行分析. 在 MnSi 中, γ 已经通过拟合获得, 而材料是一个三维的材料, 可以取 $d = 3$. 经过计算, 得到 MnSi 中自旋相互作用的衰减函数为 $J(r) \sim r^{-4.3}$, 这一结果揭示 MnSi 中的自旋相互作用随空间距离衰减的慢, 是属于一个长程的相互作用. 进一步, 可以得出其他的临界指数 $\nu = 0.688(9)$ ($\nu = \gamma/\sigma$), 这一结果非常接近于小角中子散射 small-angle polarized neutron scattering (SAPNS) 得到的结果 0.62(1) [78]. 其中, ν 是和相干响度相关的临界指数 ($\xi = \xi_0[(T - T_{\rm C})/T_{\rm C}]^{-\nu}$), 反映了相干长度在临界点的发散情况.

获得了体系的临界指数, 就可以对等热 $M(H)$ 磁化曲线进行重新标度, 这也是检验临界指数是否准确的手段之一. 如图 16 (a) 所示, MnSi 的等热 $M(H)$ 曲线经过临界指数和标度方程的重新标度, 分开为 $T_{\rm C}$ 温度以上和 $T_{\rm C}$ 温度以下的独立的两支. 这两支曲线具有普适性, 即临界温区附近的所有温度点的等热 $M(H)$ 曲线经过标度后, 都落在了这两支上. 按照标度方程, 低场下的等热 $M(H)$ 曲线也应该落在这两支曲线上. 图 16 (a) 插图给出了对

数坐标下的标度曲线, 对数坐标放大了低场下的曲线. 研究发现, T_C 以上所有的曲线在低磁场下仍然可以标度到一条曲线上. 但是, T_C 以下的实验点却呈现发散的趋势. 并且, 这种发散是很有规律的. 更进一步, 可以用重整化磁化强度 (m) 和重整化磁场 (h) 来使这种发散变得更明显. 如图 16 (b) 所示, 从 m^2-h/m 的关系中可以看出, 在高场下等热 $M(H)$ 曲线是可以标度到一条线上, 而低场曲线开始有规律地发散. 我们把这些发散点所对应的磁场值和温度值以及相变的 T_C 提取出来, 做成 H-T 关系, 如图 16 (b) 中插图所示. 可以看出, 这些发散的点正是一级相变和二级相变的分界线. 在这条线的下方对应的是低磁场下的一级相变, 和理论预言的一致. 而在分界线上方是高磁场下的二级相变区域, 是被磁场抑制成的二级相变. 这条一级和二级相变的分界线和顺磁相变的分界线相交的点, 正是三重临界点. 所谓三重临界点是指在相图中三种相交于一点, 在 MnSi 中, 这三相分别是螺旋磁有序相、锥形磁有序相、顺磁相. MnSi 中的三种临界点也可以由其他方法得到, 如比热法 [71]. 精确测量 MnSi 相变处的比热, 得到精细的相图, 如图 17 所示, 也可以得到 MnSi 的三重临界点. 利用临界分析方法所得到的三重临界点与比热得到的三重临界点一致.

在标度的过程中, 之所以出现这种发散是由于磁场诱导相变所导致的. 磁性随磁场的变化过程中发生了相变, 其磁化曲线也会随之发生变化. 反映在标度方程 (11) 上, 就是曲线斜率的突然变化. 这里所讨论的临界行为的方程 (11) 是应用于连续相变中, 即二级相变. 而对于一级相变, 这些方程不再

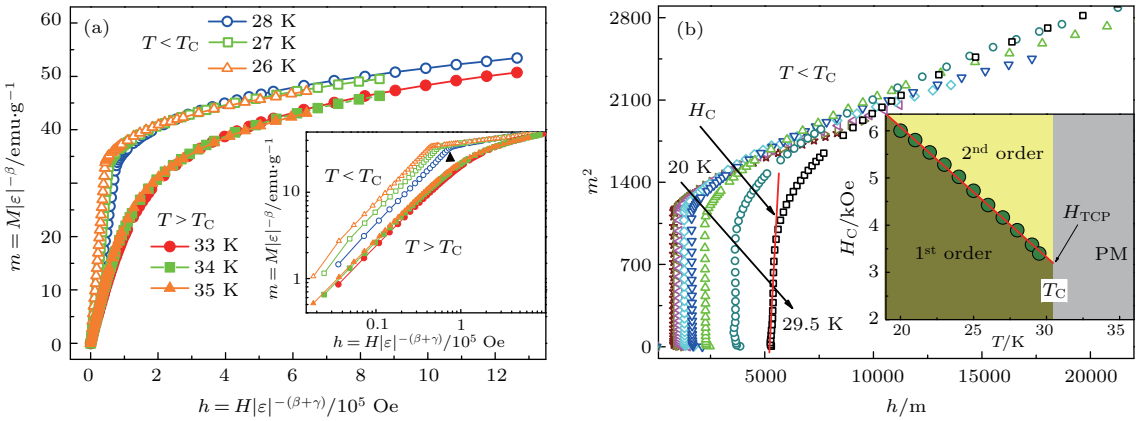


图 16 (a) 利用临界指数对 MnSi 的等热 $M(H)$ 曲线进行标度后的 $m(h)$ 关系; (b) T_C 温度以下的 m^2-h/m 关系 (插图为 MnSi 的三重临界点) [73]

Fig. 16. (a) Scaling plots of the renormalized magnetization m vs renormalized field h around the critical temperatures for MnSi; (b) m^2 vs. h/m below T_C in lower field region (the inset shows the tricritical point of MnSi) [73].

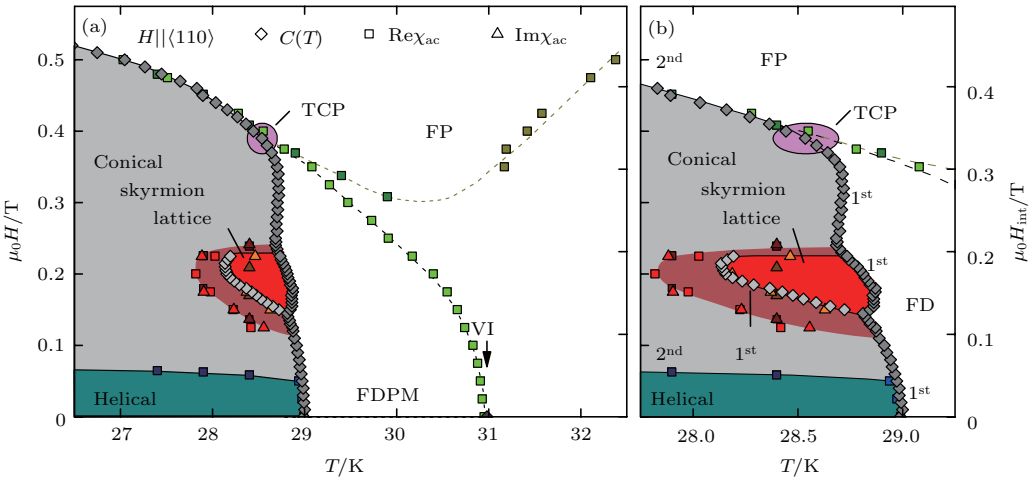


图 17 (a) 用比热法测定的 MnSi 相图; (b) 放大的相变区域和三重临界点的位置 [71]

Fig. 17. (a) Magnetic phase diagram of MnSi derived from the specific heat; (b) the enlarged section of panel (a) and the tricritical point [71].

表 2 与斯格明子相关的螺旋磁有序体系的临界指数以及几种理论模型的数值

Table 2. Comparison of critical exponents of the skyrmion materials with different theoretical models (MAP = modified Arrott plot; Hall = Hall effect; ND = neutron diffraction; AC = ac susceptibility; KF = Kouvel-Fisher plots; SC = single crystal; PC = polycrystal).

Composition	Technique	Ref.	T_C/K	β	γ	δ
$MnSi^{sc}$	MAP	[73]	30.5	0.242(6)	0.915(3)	4.734(6)
$MnSi^{sc}$	MCE	[57]	29.67	0.25(2)	1.29(2)	6.18(2)
$MnSi^{PC}$	MAP	[74]	29.67	0.238(1)	1.20(1)	6.1(1) ^{cal}
$MnSi^{sc}$	ND	[78]	28.82	0.221(1)	—	—
$FeGe^{PC}$	MAP	[84]	283	0.336(4)	1.352(3)	5.267(1)
$FeGe^{sc}$	KF	[85]	278.6	0.369(8)	1.337(9)	4.787(5)
$Cu_2OSeO_3^{sc}$	AC	[91]	58.3	0.37(1)	1.44(4)	4.9(1)
$Fe_{0.8}CO_{0.2}Si^{PC}$	Hall	[93]	36.0	0.371(1)	1.38(2)	4.78(1)
$Fe_{0.7}CO_{0.3}Si^{PC}$	MAP	[94]	48.1(1)	0.387(3)	1.382(8)	4.678(1)
$Fe_{0.5}CO_{0.5}Si^{PC}$	MAP	[94]	43.1(1)	0.357(6)	1.293(3)	4.574(2)
$Fe_{0.4}CO_{0.6}Si^{PC}$	MAP	[94]	25.1(1)	0.331(2)	1.230(4)	4.452(1)
$Fe_{1.0}Co_{0.5}Rh_{0.5}Mo_3N$	MAP	[100]	120.6(9)	0.3756(5)	1.2848(6)	4.8178(8)
$Fe_{0.5}Co_1Rh_{0.5}Mo_3N$	MAP	[100]	84.7(6)	0.3796(1)	1.1901(7)	4.8363(1)
$Fe_{0.3}Co_{1.2}Rh_{0.5}Mo_3N$	MAP	[100]	37.2(9)	0.3802(1)	1.3184(3)	4.7621(7)
3D-Heisenberg	Theory	[105]	—	0.365	1.386	4.8
3D-XY	Theory	[105]	—	0.346	1.316	4.81
3D-Ising	Theory	[105]	—	0.325	1.24	4.82
Tricritical mean field	Theory	[70]	—	0.25	1.0	5.0
Mean field	Theory	[70]	—	0.5	1.0	3.0

有效, 因此会造成发散. 而在MnSi中, 低场下的相变是一级相变, 因此这些临界方程在低场是无效的. 而磁场抑制了一级相变, 在强磁场下表现出二级相变, 因此这些方程在高场下是有效的. 方程失效的地方正是造成标度曲线发散的地方. 因此, 利用这种发散, 恰好可以区分出一级相变和二级相变的边界[73].

4.2 $FeGe/Cu_2OSeO_3$

我们知道, 如果要将斯格明子器件化, 其工作温度必须在室温附近. 而目前大部分的斯格明子材料的相变温度都很低, 并且斯格明子的产生需要一定的外磁场. 苛刻的温度和磁场条件, 极大地限制了其应用前景. 在目前所知的B20结构的斯格明子材料中, FeGe具有最高的居里温度, 大约为278 K左右, 非常接近于室温. 块材的FeGe样品其相变温度大约为278.2 K, 而FeGe薄膜样品中, 在275 K温度下发现了斯格明子相, 其存在的磁场区域约为0.15—0.4 kOe. 并且实验证明, FeGe中的斯格明子可以被晶格所调控. 因此, FeGe是最有潜力应用于存储材料的斯格明子材料之一. 除此之外, FeGe还具有其他复杂的磁结构和磁相变. 比如在T_C温度以上发现了很强的自旋涨落, 造成了所谓的先驱现象. 更有趣的是, 在零磁场条件下, FeGe的螺旋磁有序在211 K时发生自旋有序的再取向, 自旋取向从原来的$\langle 100\rangle$方向转变到沿着$\langle 111\rangle$方向[79−83].

对FeGe的临界行为的研究有助于更好地揭示其中的自旋耦合机制, 从而为提高其相变温度和器件化奠定基础. 随着温度的降低, FeGe在285 K左右就有顺磁-螺磁相变的迹象, 这与相变温区很强的涨落有关. 与其他的斯格明子材料类似, FeGe在相变温度附近存在很强的涨落温区, 这一涨落区

域在$T_C = 278.2(3)$ K到$T^* = 280$ K之间. Zhang课题组和Wilhelm课题组分别对多晶和单晶FeGe样品的临界行为进行了研究. 利用磁性迭代法, 获得的FeGe多晶样品的临界指数为$\beta = 0.336(4)$, $\gamma = 1.352(3)$, $\delta = 5.276(1)$ [84]. 多晶的临界指数显示, FeGe 的临界指数很接近三维海森伯模型. 但是β 的值比理论值偏小, 这可能预示着其中存在一定的各向异性相互作用. 随后, Wilhelm等[85]对FeGe单晶样品进行了详细的研究, 获得的临界指数为$\beta = 0.368(8)$, $\gamma = 1.382(9)$, $\delta = 4.787(5)$, 非常符合三维海森伯模型理论所给出的值, 说明FeGe中的自旋耦合属于各向同性的短程相互作用. 此外, 利用比热关系, 它们还获得了与有序度相关的临界指数$\alpha = -0.133$. 这些结果更进一步证明了FeGe的临界行为属于三维海森伯相互作用, 如图18所示. 表2列出了不同课题组所获得的FeGe的临界指数. 但是, 单晶的临界行为并没有显示该体系有各向异性的相互作用, 说明各向异性的相互作用可能来自于多晶的不均匀性. Fan等对用不同的模型和方法获得的FeGe的临界指数进行分析后, 又结合磁熵变对这一体系的临界行为进行了研究, 获得的临界指数为$\beta = 0.378$, $\gamma = 1.436$, $\delta = 4.803$, 也确定其自旋耦合属于三维海森伯交换作用, 并且精确地确定了单晶样品的T_C [86].

依据临界指数, 可以对FeGe 的等热$M(H)$曲线进行普适性标度. 根据标度方程(11), FeGe的等热$M(H)$曲线可以被标度为普适的两条曲线, 分别对应于相变温度以上和相变温度以下的$M(H)$曲线. 经过标度后, FeGe在临界点附近的等热$M(H)$曲线分为两支, 如图19 (a)所示. 根据标度方程(12), 可以进一步对等热$M(H)$曲线进行标度. 经过普适性标度后, FeGe的$M(H)$曲线落入一条统一、普适的曲线上, 并且T_C恰好落在重新标度后的零点上[84]. 可见, 经过标度后, FeGe的等热$M(H)$曲线是符合一种统一的行为的, 这些标度说明了临界指数的正确性[84].

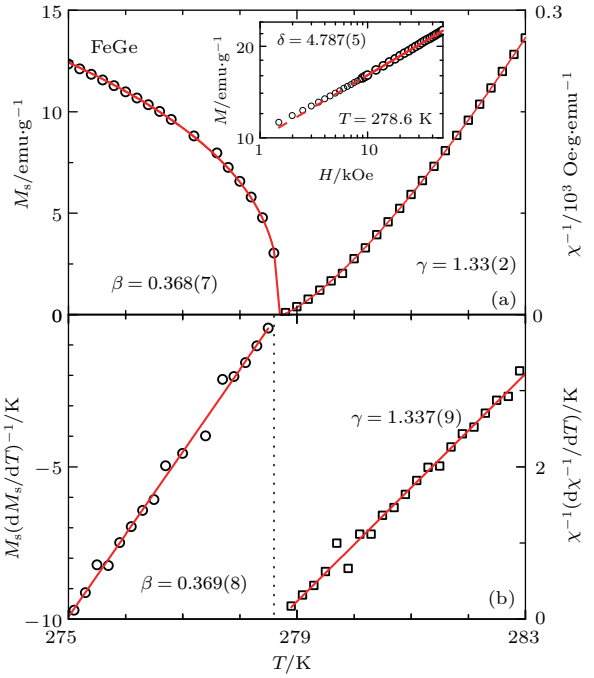


图18 FeGe单晶样品的临界指数[85]

Fig. 18. The critical exponents of single crystal FeGe[85].

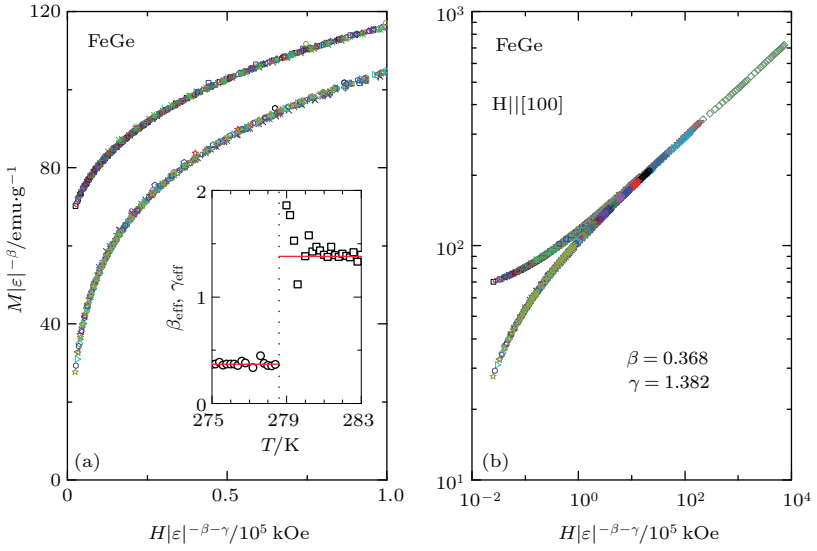


图19 FeGe体系的等热$M(H)$曲线的普适性标度[85]

Fig. 19. The universal scaling of the isothermal magnetization $M(H)$ of FeGe[85].

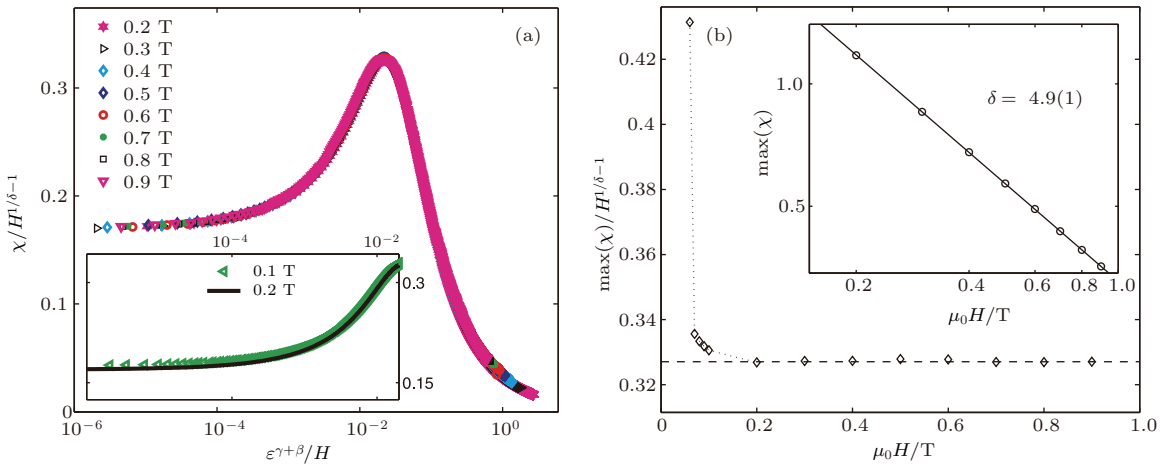


图 20 斯格明子材料 Cu_2OSeO_3 临界指数的拟合 [91]

Fig. 20. The fitted critical exponents of skyrmion material Cu_2OSeO_3 [91].

事实上, 另一种斯格明子材料 [2,87–90] Cu_2OSeO_3 自旋相互作用也属于三维海森伯作用. 具有立方结构的 Cu_2OSeO_3 和 MnSi, FeGe 等具有类似的结构, 也属于 $P2_13$ 空间群. 在 Cu_2OSeO_3 中, Cu 具有两种不等价的位置, 最近邻的 Cu 呈反铁磁耦合. 两种不等价位置的 Cu 的比例为 3 : 1, 所以会出现三上一下的亚铁磁有序. 而这种亚铁磁有序又会受到 DM 相互作用调制. 当施加一个弱的外磁场时, 在 $T_C = 58.8$ K 以下温区内形成稳定的斯格明子态. 但是与 MnSi 不同, Cu_2OSeO_3 是一个磁电绝缘体. Cu_2OSeO_3 中的磁电耦合是由于 d-p 杂化造成的, 这解释了 Cu_2OSeO_3 中形成斯格明子时特殊的极化效应. 研究认为, 在 Cu_2OSeO_3 中, 当施加电场时, 电偶极可以分配到单个的斯格明子上, 并且电场可以驱使斯格明子转动. Živković 等 [91] 通过磁化率的拟合, 给出了 Cu_2OSeO_3 在 $T_C = 58.3(1)$ K 的临界指数为 $\beta = 0.37(1)$, $\gamma = 1.44(4)$, $\delta = 4.9(1)$, 如图 20 所示; 指数列于表 2 中. 其临界指数的值也符合三维海森伯模型. 这说明 Cu_2OSeO_3 中的磁性耦合作用属于三维海森伯作用, 类似于 FeGe 中的自旋作用机制. 我们知道, MnSi 中的相变可以用 Brazovskii 理论来解释. 但是 Cu_2OSeO_3 中的机制却与 MnSi 大不相同. Živković 等 [91] 认为, 在低磁场下, Cu_2OSeO_3 中的相变机制可以用 Wilson-Fischer 图像来解释.

4.3 $Fe_{1-x}Co_xSi/Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}Mo_3N$

在螺旋磁有序的斯格明子体系中, $Fe_{1-x}Co_xSi$ 的性质可以通过 Co 掺杂来调控. FeSi 是一个具有强关联窄能带的顺磁材料, 而 CoSi 是一个抗磁金属. 但是, $Fe_{1-x}Co_xSi$ 却表现出巡游磁性的性质. 通过 Co 掺杂的调制, $Fe_{1-x}Co_xSi$ 中的手性可以由右旋调制为左旋, 在 $x \sim 0.65$ 处发生手性的转变. 并且, 其物性也可以通过 Co 的含量来调节. 实验证明, $Fe_{1-x}Co_xSi$ 的手性的改变是因为 Co 掺杂影响了 DM 相互作用, 从而导致手性的改变 [92,93].

因此, 对 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 临界行为的研究可以揭示这一体系的磁性随 Co 掺杂的改变是如何演变的. Jiang 等 [93] 对 $Fe_{0.8}Co_{0.2}Si$ 的霍尔电阻及其临界行为进行了研究, 如图 21 所示. 它们拟合得出的临界指数为 $\delta = 4.78(1)$, $\beta = 0.37(1)$, $\gamma = 1.38(2)$, 见表 2. $Fe_{0.8}Co_{0.2}Si$ 临界指数接近三维海森伯模型的理论值, 说明自旋相互作用是短程的各向同性相互作用. 如前所述, $Fe_{1-x}Co_xSi$ 的自旋相互作用是随着 Co 含量的变化而改变的, 因此对 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 系列样品的研究可以揭示其磁性和自旋相互作用的变化. 对 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 系列样品的临界行为研究, 得出的临界指数随着 Co 含量的变化而变化 [94]. 表 2 列出了 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 的临界指数, 可以看出, 随着 Co 含量的增加, β 和 γ 的值均在减小. 对于 $Fe_{1-x}Co_xSi$ ($x = 0.2$ 和 0.3) 是属于三维海森伯模型的, 但是 $Fe_{1-x}Co_xSi$ ($x = 0.5$) 就非常接近于 3D-XY 模型, 而 $Fe_{1-x}Co_xSi$ ($x = 0.6$) 接近于 3D-Ising 模型. 其临界指数由低掺杂时的三维海森伯模型, 逐渐过渡到接近各向异性很强的伊辛模型. 这表明其中的自旋耦合由三维各向同性的相互作用逐渐过渡到较强的各向异性. 图 22 给出了 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 中的临界行为随 Co 含量的变化, 说明 Co 掺杂增强了体系的各向异性磁性耦合.

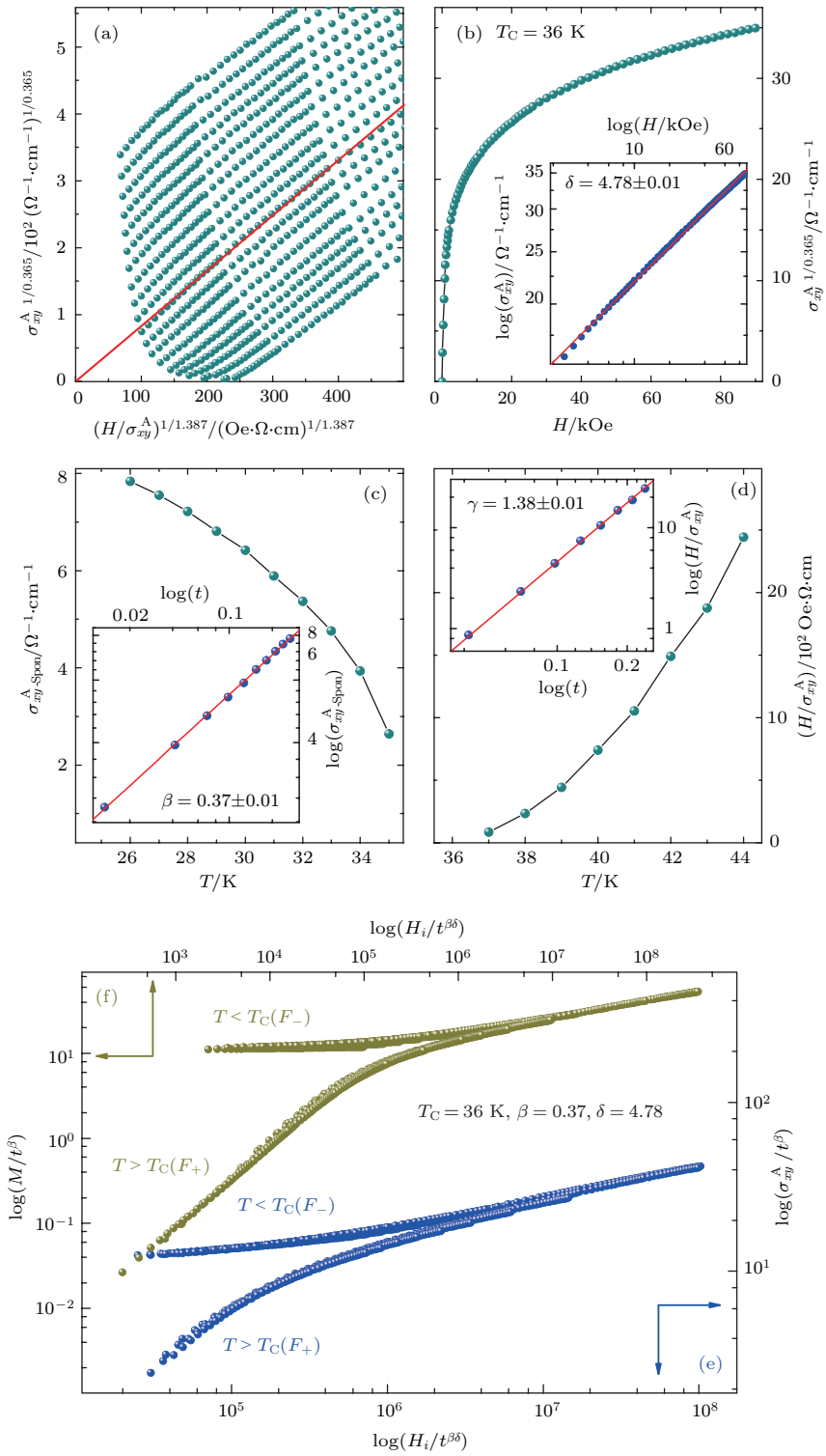


图 21 $Fe_{0.8}Co_{0.2}Si$ 中基于霍尔效应的临界行为分析 (a) 霍尔电导和磁场的关系; (b) 在临界点的霍尔电导; (c), (d) 对 β, γ, δ 的拟合; (e), (f) 普适性标度 [93]

Fig. 21. The study of critical behavior of $Fe_{0.8}Co_{0.2}Si$ based on Hall effect: (a) The filed dependence of the Hall conductivity; (b) the critical Hall conductivity at T_C vs. H; (c), (d) the fitted data of critical exponents of β, γ and δ; (e), (f) the universal scaling [93].

此外, 利用临界指数 [95] 可以对 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 体系的磁熵变进行研究. 对 $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ 的磁熵变曲线进行普适性标度, 如图 23 所示. 研究发现, 在高场下, 磁熵曲线可以标度为一条普适的曲线, 说明相变为二级相变. 而在低场下, 磁熵变曲线不能被很好地标度, 呈发散趋势, 说明低场下的相变为

弱的一级相变. 这一结论和中子衍射的结果相一致. $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ 的这一性质和 MnSi 中的相变非常类似.

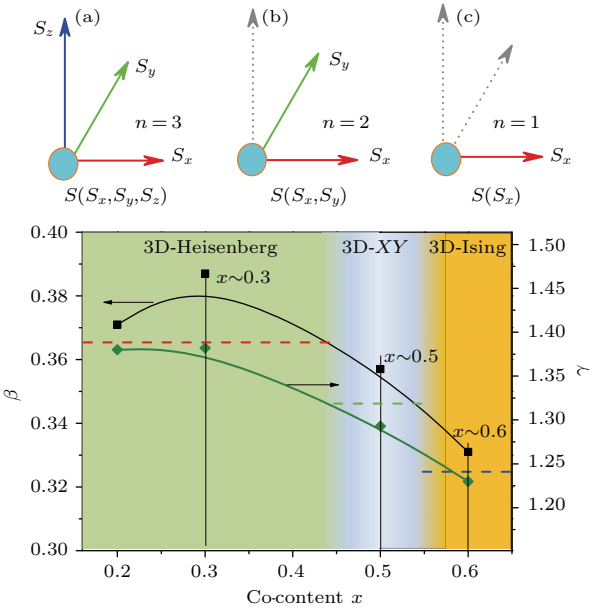


图 22 随着 Co 含量的增加, $Fe_{1-x}Co_xSi$ 的临界指数转变说明了自旋相互作用发生了变化 [94]

Fig. 22. The critical exponents of $Fe_{1-x}Co_xSi$ changing with the increase of Co, which indicates the change of spin interactions [94].

最近, 在一类新的氮化物体系 A_2Mo_3N 中也发现了斯格明子相. 具有立方结构的 A_2Mo_3N 的空间群为 $P4_132$, 其母体 Fe_2Mo_3N, Co_2Mo_3N 和 Rh_2Mo_3N 的基态分别为铁磁、反铁磁和超导态. 理论预言, A_2Mo_3N 中具有 DM 相互作用, 并且通过合适的调制, 会出现斯格明子相. 实验上, 通过 A 位的调制, 在 $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}Mo_3N$ 中发现了斯格明子相 [96−99]. 对 $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}Mo_3N$ 临界行为进行拟合, 得到临界指数, 如图 24 所示, 指数列于表 2 中. 随着 Co 含量的变化, 其临界指数也发生了变化. 临界行为的研究表明, 其磁性相互作用和 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 类似, 可以被 Co 的含量有效的调控. 对于 $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}Mo_3N$, 高掺杂下样品 ($x=1.2$) 的临界指数很好地符合三维海森伯模型. 而随着 Co 含量的减少, 体系表现出的各向异性磁相互作用越来越强 [100].

5 普适性和相图

普适性 (universality) 是物理领域的一个核心概念. 各种物理体系可以分成若干普适类 (universality class), 每个普适类的临界特性完全相同. 在相变中, 它是描述相变在临界点附近的一个综合的标度行为. 在获得临界指数的基础上, 就可以对体系的标度行为进行分析. 对于磁性相变, 我们引入重整化磁化强度 (renormalization magnetization) 和重整化磁场 (renormalization field) 的概念, 重整化磁化强度 m 和重整化磁场为 h 的定义分别为 [45]:

$$m \equiv \varepsilon^{-\beta} M(H,\varepsilon), \tag{36}$$

$$h \equiv H\varepsilon^{-(\beta+\gamma)}. \tag{37}$$

根据标度方程, m 和 h 的关系为

$$m = f_{\pm}(h), \tag{38}$$

其中 f_+ 和 f_- 分别为归一化函数, 分别对应相变温度点以上 ($T > T_C$) 和相变以下 ($T < T_C$) 的函数. 由标度方程可知, 在临界点温度附近的 m 对于 h 的函数会分为独立并且普适的两支, 相变以上和相变以下的点会分别归一化到这两支独立的曲线上. 由于临界指数是外推到零点的, 因此, 一般情况下, 这个普适性对于低磁场的曲线也适用.

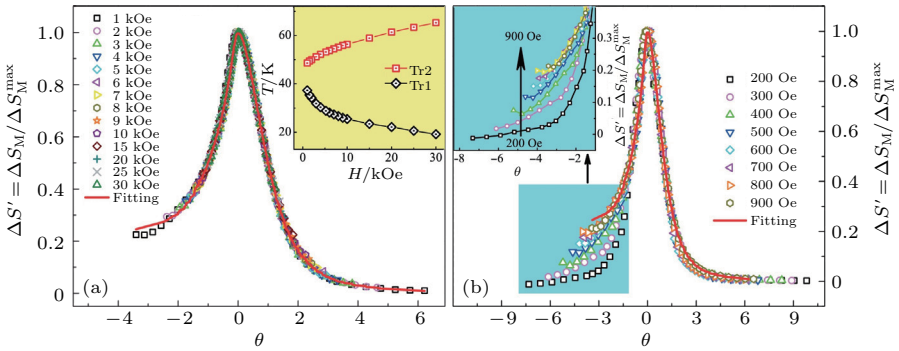


图 23 $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ 的磁熵变曲线普适性标度 (a) 高场下标度为一条普适的曲线; (b) 低场下发散, 说明低场下的相变为弱的一级相变 [95]

Fig. 23. The universal scaling of ΔS_M curves for $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$: (a) All experimental data collapse into a single universal curve in high field region; (b) the divergence in low field region showing a weak first-order phase transition [95].

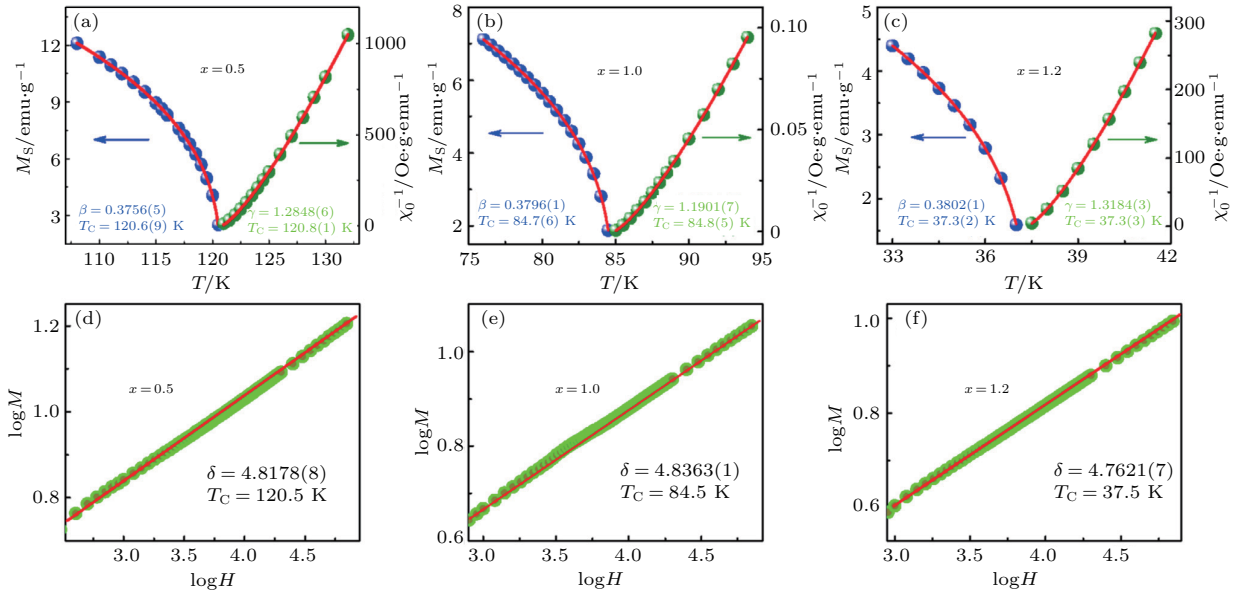


图 24 $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}Mo_3N$ 的临界指数拟合 [100]

Fig. 24. The fitted of critical exponents for $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}Mo_3N$ [100].

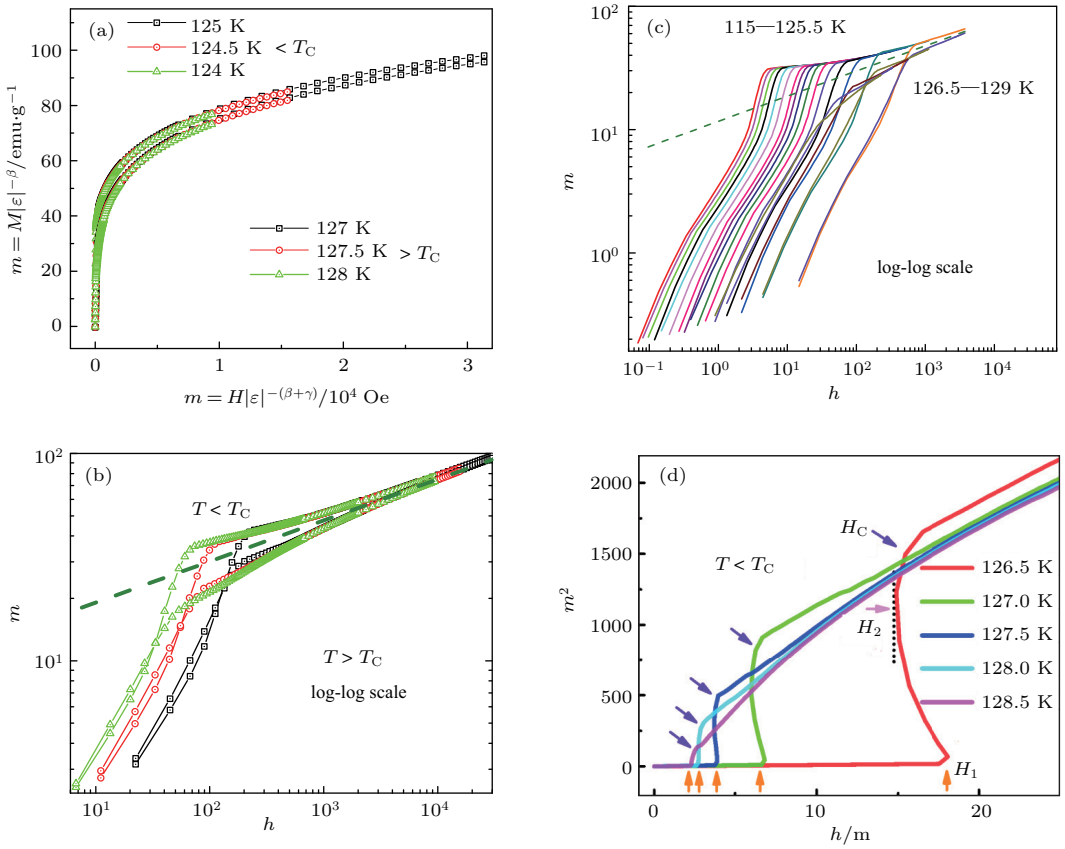


图 25 以重整化磁化强度 m 和重整化磁场 h 对 $M(H)$ 曲线进行重新标度, 相变发生时 $m(h)$ 的斜率发生改变 [104]

Fig. 25. Scaling plot of m vs. h around T_C for the isothermal $M(H)$ curves, the slope of $m(h)$ curves changes when the phase transition occurs [104].

但是对于有磁场诱导相变的体系, 普适性在相变的点会发生发散, 造成曲线不能归一化到普适的曲线上. 利用这一点, 可以做出体系在相变点的详细相图. 如图 25 所示. 以 $Cr_{1/3}NbS_2$ 为例, 层状的 $Cr_{1/3}NbS_2$ 是由 Cr 插层到 NbS_2 中形成的. 对于 $Cr_{1/3}NbS_2$, 由于单轴非中心对称的晶体结构, 导

致了体系中DM相互作用的出现. 而DM相互作用和铁磁交换作用的竞争, 使体系呈现出螺旋磁有序的基态. 在零磁场的条件下, 当温度降低到相变温度T_c以下, 会形成螺旋磁有序的基态. 而施加一定的外磁场, 就会使螺旋磁有序逐渐调制到磁孤子态(chiral magnetic soliton). 进一步增加外磁场强度, 磁孤子态最终被极化为铁磁态(polarized ferromagnetic). 磁孤子是一种自旋按螺旋方式排列形成的"孤子状""准粒子"磁构型, 其可以在材料中运动、传播, 并且可以形成手性磁孤子晶格(chiral magnetic soliton lattice) [18,101−103].

对于$Cr_{1/3}NbS_2$, 在相变点附近的$m(h)$曲线应该分成相变以上和相变以下的两支. 而在低场下, 原本应该分开的两支, 因为有低场磁场诱导相变, 变为有规律的发散. 借助临界指数, 对临界区域的磁化曲线进行了重新标度. 进一步, 把相变点的曲线做成m^2-h/m关系, 就可以得到磁场诱导相变的相变磁场(H_c). 把这些点重新做图, 就可以得到体系在临界点附近的相图, 如图26所示. 通过标度率的分析, 构建了在相变温度附近详细的H-T相图. $Cr_{1/3}NbS_2$的H-T相图显示, 其在相变温度附近存在多种磁有序相(包括螺旋磁有序相, CSL-1态, CSL-2态, 顺磁相, 极化铁磁相). 相图揭示了其在相变温度附近存在两个临界点: 一个临界点在手性磁孤子态、极化铁磁态和顺磁态的交汇点(约310 Oe); 另一个临界点在螺旋磁有序态、手性磁孤子态和顺磁态的交汇点(~85 Oe). 每次的磁场诱导相变, 对应地在m^2-h/m曲线上都会有对应的拐点. 利用m^2-h/m曲线, 可以清楚地看到相变的临界磁场, 并且对于不同的磁有序相. 这种构建相图的方法, 可以很细致地区分相变点附近的各种有序相, 对磁场诱导相变非常敏感, 对相变点附近详细相图的建立非常有效[104].

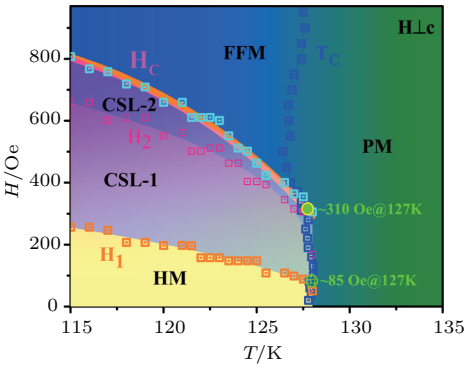


图26 根据标度方程和临界指数所获得的临界点附近的H-T相图[104]

Fig. 26. The H-T phase diagram in the vicinity of the phase transition based on the scaling equation and critical exponents[104].

6 总结与展望

通过临界指数的拟合、标度律的分析、普适性的研究, 对具有斯格明子相的不同的螺旋磁有序体系的临界行为进行了探讨. 虽然这些螺旋磁有序体系都具有斯格明子相, 但是它们却具有不同的微观磁性相互作用和不同的自旋耦合类型. 研究发现, 通过适当的调制手段, 可以有效地调节体系的自旋相互作用, 从而发生自旋耦合类型的转变, 进而宏观磁行为也发生改变. 通过普适性标度关系, 可以构建磁场诱导相变体系在临界点T_c的详细的H-T相图.

感谢南京航空航天大学樊济宇副教授的讨论, 感谢中国科学技术大学刘威博士在公式和图标编辑中的工作.

参考文献

[1] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
[2] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
[3] Jiang W J, Chen G, Liu K, Zang J D, Velthuis S G E, Hoffmann A 2017 *Phys. Rep.* **704** 1
[4] 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
[5] Munzer W, Neubauer A, Adams T, Muhlbauer S, Franz C, Jonietz F, Georgii R, Boni P, Pedersen B, Schmidt M, Rosch A, Pfleiderer C 2010 *Phys. Rev. B* **81** 041203
[6] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
[7] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **456** 901
[8] Psaroudaki C, Hoffman S, Klinovaja J, Loss D 2017 *Phys. Rev. X* **7** 041045
[9] Kurumaji T, Nakajima T, Ukleev V, Feoktystov A, Arima T, Kakurai K, Tokura Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 237201
[10] Kharkov Y A, Sushkov O P, Mostovoy M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 207201
[11] 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

[12] Nayak A K, Kumar V, Ma T P, Werner P, Pippe E, Sahoo R, Damay F, Rößler U K, Felser C, Parkin S S P 2017 *Nature* **548** 561

[13] Soumyanarayanan A, Reyren N, Fert A, Panagopoulos C 2016 *Nature* **539** 509

[14] Zhang X C, Xia J, Zhou Y, Liu X X, Zhang H, Ezawa M 2017 *Nat. Commun.* **8** 1717

[15] Mohseni S, Sani S, Persson J, Nguyen T, Chung S, Pogoryelov Y, Muduli P, Iacocca E, Eklund A, Dumas R, Bonetti S, Deac A, Hoefer M, Akerman J 2013 *Science* **339** 1295

[16] Zhang X, Xia J, Zhou Y, Wang D, Liu X, Zhao W, Ezawa M 2016 *Phys. Rev. B* **94** 094420

[17] Du H F, Ning W, Tian M L, Zhang Y H 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401

[18] Togawa Y, Kousaka Y, Nishihara S, Inoue K, Akimitsu J, Ovchinnikov A S, Kishine J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 197204

[19] Rybakov F, Borisov A, Blüge S, Kiselev N 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 117201

[20] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556

[21] Brown G, Rho M 2010 *The Multifaced Skyrmions* (Singapore: World Scientific)

[22] Bogdanov A N, Yablonskii D A 1989 *Sov. Phys. JETP* **68** 101

[23] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602

[24] Ishikawa Y, Arai M 1984 *J. Phys. Soc. Jpn.* **53** 2726

[25] Thessieu C, Pfleiderer C, Stepanov A N, Flouquet J 1997 *J. Phys.: Condens. Matter* **9** 6677

[26] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[27] Grigoriev S V, Dyadkin V A, Moskvin E V, Lamago D, Wolf T, Eckerlebe H, Maleyev S V 2009 *Phys. Rev. B* **79** 144417

[28] Shibata K, Yu X Z, Hara T, Morikawa D, Kanazawa N, Kimoto K, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 723

[29] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pedersen B, Berger H, Lemmens P, Pfleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204

[30] Ding H F, Schmid A K, Li D Q, Guslienko K Y, Bader S D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 157202

[31] Sonntag A, HermenauJ, Krause S, Wiesendanger R 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 077202

[32] Simon E, Palotas K, Rozsa L, Udvardi L, Szunyogh L 2014 *Phys. Rev. B* **90** 094410

[33] Miao B F, Sun L, Wu Y W, Tao X D, Xiong X, Wen Y, Cao R X, Wang P, Wu D, Zhan Q F, You B, Du J, Li R W, Ding H F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 174411

[34] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403

[35] Siegfried S A, Altynbaev E V, Chubova N M, Dyadkin V, Chernyshov D, Moskvin E V, Menze D, Heinemann A, Schreyer A, Grigorie S V 2015 *Phys. Rev. B* **91** 184406

[36] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 89

[37] Jonietz F, Muhlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Münzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Boni P, Duine R, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648

[38] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 301

[39] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nnagai T, Hara T, Kimoto K, Mmatsui Y, Oonose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988

[40] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463

[41] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J, Wolter B, Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636

[42] Yu L, Hao B L 1992 *Phase Transition and Critical Phenomenon* (Beijing: Science Press) p9 (in Chinese) [于渌, 郝柏林 1992 相变和临界现象 (北京: 科学出版社) 第 9 页]

[43] Yu L, Hao B L 1992 *Phase Transition and Critical Phenomenon* (Beijing: Science Press) p83 (in Chinese) [于渌, 郝柏林 1992 相变和临界现象 (北京: 科学出版社) 第 83 页]

[44] Jiang S T, Li W L 2003 *Magnetic Physics in Condensed Matter* (Beijing: Science Press) pp173–182 (in Chinese) [姜寿亭, 李卫 2003 凝聚态磁性物理 (北京: 科学出版社) 第 173—182 页]

[45] Stanley H E 1971 *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena* (London: Oxford University Press)

[46] Ghosh K, Lobb C J, Greene R L, Karabashev S G, Shulyatev D A, Arsenov A A, Mukovskii Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4740

[47] Arrott A 1957 *Phys. Rev.* **108** 1394

[48] Yeung I, Roshko R, Williams G 1986 *Phys. Rev. B* **34** 3456

[49] Levy L 2000 *Magnetism and Superconductivity* (Berlin: Springer)

[50] Banerjee S 1964 *Phys. Lett.* **12** 16

[51] Phan M H, Franco V, Bingham N S, Srikanth H, Hur N H, Yu S C 2010 *J Alloys Compd.* **508** 238

[52] Arrott A, Noakes J 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 786

[53] Zhang L, Wang B S, Sun Y P, Tong P, Fan J Y, Zhang C J, Pi L, Zhang Y H 2012 *Phys. Rev. B* **85** 104419

[54] Fisher M 1967 *Rep. Prog. Phys.* **30** 615

[55] Fan J Y, Ling L S, Hong B, Zhang L, Pi L, Zhang H Y 2010 *Phys. Rev. B* **81** 144426

[56] Kouvel J, Fisher M 1964 *Phys. Rev. A* **136** 1626

[57] Pecharsky V, Gschneidner K 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **200** 44

[58] Franco V, Blazquez J, Conde A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 222512

[59] Franco V, Conde A 2010 *Inter. J. Ref.* **33** 465

[60] Fan J Y, Pi L, Zhang L, Tong W, Ling L S, Hong B, Shi Y G, Zhang W C, Lu D, Zhang Y H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 072508

[61] Han H, Zhang L, Zhu X D, Du H F, Ge M, Ling L S, Pi L, Zhang C J, Zhang Y H 2017 *J. Alloys Compd.* **693** 389

[62] Zhang L, Fan J Y, Tong W, Ling L S, Pi L, Zhang Y H 2012 *Physica B* **407** 3543

[63] Samatham S S, Ganesan V 2017 *Phys. Rev. B* **95** 115118

[64] Manyala N, Sidis Y, DiTusa J, Aeppli G, Young D, Fisk Z 2000 *Nature* **404** 581

[65] Pfleiderer C, Julian S R, Lonzarich G G 2001 *Nature* **414** 427

[66] Watanabe H, Parameswaran S A, Raghu S, Vishwanath A 2014 *Phys. Rev. B* **90** 045145

[67] Pfleiderer C, McMullan G J, Julian S R, Lonzarich G G 1997 *Phys. Rev. B* **55** 8330

[68] Janoschek M, Garst M, Bauer A, Krautscheid P, Georgii R, Boni P, Pfleiderer C 2013 *Phys. Rev. B* **87** 134407

[69] Buhrandt S, Fritz L 2013 *Phys. Rev. B* **88** 195137

[70] Huang K 1987 *Statistical Mechanics* (2nd Ed.) (New York: Wiley)

[71] Bauer A, Garst M, Pfleiderer C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177207

[72] Brazovskii S A, Eksp Z, Fiz T 1975 *Sov. Phys. JETP* **41** 85

[73] Zhang L, Menzel D, Jin C, Du H F, Ge M, Zhang C J, Pi L, Tian M L, Zhang Y H 2015 *Phys. Rev. B* **91** 024403

[74] Chattopadhyay M, Arora P, Roy S 2009 *J. Phys.: Condens. Matter* **21** 296003

[75] Fisher M E, Ma S K, Nickel B G 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 917

[76] Fischer S F, Kaul S N, Kronmuller H 2002 *Phys. Rev. B* **65** 064443

[77] Pramanik A K, Banerjee A 2009 *Phys. Rev. B* **79** 214426

[78] Grigoriev S V, Maleyev S V, Okorokov A I, Chetverikov Y O, Georgii R, Boni P, Lamago D, Eckerlebe H, Pranzas K 2005 *Phys. Rev. B* **72** 134420

[79] Wilhelm H, Baenitz M, Schmidt M, Rößler U K, Leonov A A, Bogdanov A N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 127203

[80] Lebech B, Bernhard J, Freltoft T 1989 *J. Phys.: Condens. Matter* **1** 6105

[81] Shibata K, Iwasaki J, Kanazawa N, Aizawa S, Tanigaki T, Shirai M, Nakajima T, Kubota M, Kawasaki M, Park H S, Shindo D, Nagaosa N, Tokura Y 2015 *Nat. Naonotechol.* **10** 589

[82] Koretsune T, Nagaosa N, Arita R 2015 *Sci. Rep.* **5** 13302

[83] Barla A, Wilhelm H, Forthaus M K, Strohm C, Rüffer R, Schmidt M, Koepernik K, Rößler U K, Abd-Elmeguid M M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 016803

[84] Zhang L, Han H, Ge M, Du H, Jin C, Wei W, Fan J, Zhang C, Pi L, Zhang Y 2016 *Sci. Rep.* **6** 22397

[85] Wilhelm H, Leonov A O, Rößler U K, Burger P, Hardy F, Meingast C, Gruner M E, Schnelle W, Schmidt M, Baenitz M 2016 *Phys. Rev. B* **94** 144424

[86] Xu L S, Fan J Y, Sun W F, Zhu Y, Hu D Z, Liu J D, Ji Y D, Shi D N, Yang H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 052406

[87] Hamann A, Lamago D, Wolf T, Löhneysen H V, Reznik D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 037207

[88] Yang J H, Li Z L, Lu X Z, Whangbo M H, Wei S H, Gong X G, Xiang H J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 107203

[89] Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 060403

[90] White J S, LevatiĆ I, Omrani A A, Egetenmeyer N, Prša K, Živković I, Gavilano J L, Kohlbrecher J, Bartkowiak M, Berger H, Rønnow H M 2012 *J. Phys.: Condens. Matter* **24** 432201

[91] Živković I, White J S, Ronnow H M, Prša K, Berger H 2014 *Phys. Rev. B* **89** 060401

[92] Chattopadhyay M K, Roy S B, Chaudhary S 2002 *Phys. Rev. B* **65** 132409

[93] Jiang W J, Zhou X Z, Williams G 2010 *Phys. Rev. B* **82** 144424

[94] Zhang L, Menzel D, Han H, Jin C M, Du H F, Fan J Y, Ge M, Ling L S, Zhang C J, Pi L, Zhang Y H 2016 *EPL* **115** 67006

[95] Han H, Menzel D, Liu W, Ling L S, Du H F, Pi L, Zhang C J, Zhang L, Zhang Y H 2017 *Mater. Res. Bull.* **94** 500

[96] Li W, Jin C M, Che R C, Wei W S, Lin L S, Zhang L, Du H F, Tian M L, Zang J D 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060409

[97] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241

[98] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91

[99] Battle P D, Grandjean F, Longc G J, Oldhama S E 2007 *J. Mater. Chem.* **17** 4785

[100] Han H, Wei W S, Liu W, Dai Y H, Du H F, Pi L, Zhang C J, Zhang L, Zhang Y H 2018 *J. Alloys Compd.* **739** 85

[101] Togawa Y, Koyama T, Takayanagi K, Mori S, Kousaka Y, Akimitsu J, Nishihara S, Inoue K, Ovchinnikov A S, Kishine J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 107202

[102] Togawa Y, Kousaka Y, Inoue K, Kishine J 2016 *J. Phys. Soc. Jpn.* **85** 112001

[103] Masaki Y, Stamps R L 2017 *Phys. Rev. B* **95** 024418

[104] Han H, Zhang L, Sapkota D, Hao N, Ling L S, Du H F, Pi L, Zhang C J, Mandrus D G, Zhang Y H 2017 *Phys. Rev. B* **96** 094439

[105] Kaul S N 1985 *J. Magn. Magn. Mater.* **3** 5

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Critical behaviors of helimagnetic ordering systems relating to skyrmion*

Zhang Lei†

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

(Received 19 January 2018; revised manuscript received 12 March 2018)

Abstract

Study of critical phenomena plays a key role in developing the theory of phase transition. In this article, we mainly review some new experimental results about the critical phenomena reported recently in the helimagentic ordering materials. These materials exhibit a kind of a vortex-like spin texture so-called skyrmion phase. The skyrmion phase has great potential applications in the new spin-based storage due to the topologically protected stability, nanometric size, and current-driven motion. Generally, the skyrmion state exists in a helimagentic system due to the Dzyaloshinskii-Moriya (DM) interaction which forms in the crystal structure without inversion symmetry. It usually emerges just below the helimagentic phase transition temperature $T_{\rm C}$ under a certain temperature and magnetic field. In this review article, firstly, we introduce some basic concepts about the phase transition, such as critical phenomenon, critical exponents, scaling law, and universality. Secondly, we discuss two different methods which can help us to obtain the critical exponents, i.e., the iteration method based on the isothermal dc-magnetization and the fitting technique based on the magnetic entropy change. Both methods are extensively used in the current study of critical phenomena Thirdly, we analyze and outline some latest studies of critical behaviors and critical exponents for several typical helimagnetic systems with skyrmion state, such as MnSi, FeGe, Cu_2OSeO_3, $Fe_{1-x}Co_xSi$, and $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}MoN$. The B20 compound MnSi is a typical skyrmion material, which undergoes a paramagnetic-to-helimagnetic phase transition at $\sim$ 30.5 K and the skyrmion phase appears just below $T_{\rm C}$ as an appropriate external magnetic field is applied. Investigations show that critical exponents of MnSi belong in the universality class of a tricritical mean-field model, implying the existence of a long-rang magnetic interaction in this system. The critical behavior of MnSi reveals that its first-order phase transition can be driven into a second-order phase transition by the action of external magnetic field, where a field-induced tricritical point is found among the helimagnetic, conical, and paramagnetic phases in MnSi system. Unlike MnSi, the critical exponent of the near-room-temperature skyrmion system FeGe, which undergoes a helimagentic phase transition at $\sim$278 K, belong to the three-dimensional Heisenberg model. The critical behavior of Cu_2OSeO_3 is similar to that of FeGe, which indicates that the magnetic interactions in these two systems are dominated by the short-range nearest-neighbor isotropic magnetic coupling. In addition, studies revealed that magnetic interaction and critical behavior of the skyrmion system can be effectively modulated by doping. The critical exponents of $Fe_{1-x}Co_xSi$ and the newly founded skyrmion system of $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}MoN$ indicated that the doping concentration of Co can change and affect their critical behaviors. In addition, it was demonstrated that the doping of Co enhanced the anisotropic magnetic coupling in $Fe_{1-x}Co_xSi$ while it suppressed that in $Fe_{1.5-x}Co_xRh_{0.5}MoN$. Fourthly, according to the universality and

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303201) and the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 11574322, U1732276).

† Corresponding author. E-mail: zhagnlei@hmfl.ac.cn

the scaling equations, we proposed a method to construct the detailed H-T phase diagram around the phase transition temperature in the system exhibiting field-induced phase transition. Finally, we make a brief summary and suggest our perspectives of the study of critical phenomena in helimagentic system. The results of critical behaviors indicate that although all these helimagentic systems exhibit a similar skyrmion phase, their essential magnetic interactions belong in different universality classes, indicating different types of magnetic coupling in these systems. Furthermore, the results also suggest that magnetic coupling can also be effectively tuned by the external modulation.

Keywords: skyrmion, helimagnetism, critical exponent, universality

PACS: 75.10.–b, 05.70.Jk, 76.50.+g, 85.75.–d **DOI:** 10.7498/aps.67.20180137

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

中心对称的阻挫磁体中斯格明子直径的调节

迟晓丹　胡勇

Modulation of skyrmion diameter in centrosymmetric frustrated magnet

Chi Xiao-Dan　Hu Yong

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137502 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20172709
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172709
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

各向异性海森伯自旋链中的高阶孤子
Higher-order solitons in an anisotropic Heisenberg spin chain
物理学报.2016, 65(20): 207501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.207501

双模随机晶场对纳米管上Blume-Capel模型磁化强度和相变的影响
Effects of bimodal random crystal field on the magnetization and phase transition of Blume-Capel model on nanotube
物理学报.2015, 64(24): 247501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247501

磁性多孔纳米片微波磁导率的微磁学研究
Micromagnetics simulation on the microwave permeability of magnetic porous nano-flakes
物理学报.2015, 64(23): 237501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.237501

磁性金属材料中交换耦合作用和自旋波的研究
Research of spin wave function and exchange coupling interactions in metal magnetic materials
物理学报.2015, 64(17): 177501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.177501

$BiFeO_3/Ni_{81}Fe_{19}$磁性双层膜中的交换偏置及其热稳定性研究
Exchange bias in $BiFeO_3/Ni_{81}Fe_{19}$ magnetic films and its thermal stability
物理学报.2013, 62(9): 097501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.097501

专题: 磁斯格明子

中心对称的阻挫磁体中斯格明子直径的调节*

迟晓丹 胡勇†

(东北大学理学院, 沈阳 110819)

(2017 年 12 月 21 日收到; 2018 年 3 月 7 日收到修改稿)

在带有垂直各向异性的二维三角晶格磁体中, 当同时存在最近邻铁磁性和第三近邻反铁磁性交换作用时, 垂直于膜面施加外磁场会使体系内自旋沿着非共面的方向排列, 甚至出现拓扑稳定的斯格明子自旋结构. 基于蒙特卡罗模拟方法, 本文研究了在该二维阻挫磁体中, 竞争性交换作用和外磁场对斯格明子直径的影响. 与常规非中心对称的手性磁体中的斯格明子性质类似, 外磁场会磁化斯格明子外围自旋而减小斯格明子直径. 但是, 磁体中反铁磁性交换作用的增强会整体压缩斯格明子. 本文结合自旋波理论和蒙特卡罗模拟, 首次量化了此类阻挫磁体中斯格明子的直径. 结果表明: 在弱的反铁磁性交换作用磁体中, 斯格明子直径随磁场增大而快速线性减小; 随着反铁磁性交换作用的增大, 斯格明子直径随外磁场增大的减小变得相对平缓, 但在强磁场下也会造成斯格明子直径的加速减小; 随着反铁磁性交换作用的增强, 斯格明子在不同外磁场下的直径的最大值和中值均从逐渐减小到渐趋稳定, 而直径的最小值则从快速减小到表现出很大的涨落. 这些现象都可以通过分析斯格明子在不同交换作用和外磁场下的构型和磁能变化加以解释. 该项工作阐明了在中心对称的阻挫磁体中斯格明子直径的可调节性, 不仅完善了我们对斯格明子本身物理机理的认识, 同时也为发展基于斯格明子的新一代存储和逻辑器件提供了理论支撑.

关键词: 斯格明子直径, 磁阻挫, 交换作用, 蒙特卡罗方法

PACS: 75.10.Hk, 75.30.Et, 75.40.Mg, 75.50.–Y **DOI:** 10.7498/aps.67.20172709

1 引 言

磁性斯格明子 (skyrmion) 是一种手性自旋结构, 具有局域非共线的自旋排布特征, 这种结构是具有拓扑保护的, 因此相对稳定. 斯格明子存在于磁性材料中的理论预测要追溯到 20 多年前 [1,2], 而直到 2009 年才在实验上探测到斯格明子的存在 [3]. 随后, 人们又陆续发现斯格明子还存在于不同的块状材料 [4,5] 和薄膜材料 [6–9] 中. 斯格明子因其体积小、能耗低、稳定性强等优点, 可以用来作为数据位来存储信息, 而且其拓扑保护的性能也可以延长数据的存储年限. 因此, 基于斯格明子的自旋电子器件 (skyrmionics) 有望成为新一代高密度以及低能耗的存储元件 [10,11].

斯格明子通常来源于非中心对称材料中的自旋-轨道耦合, 产生于 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) [12,13]. 在该类手性磁体中, 斯格明子螺旋度 (helicity) 和涡旋度 (vorticity) 是固定的, 其螺旋度是由 DMI 决定的, 其涡旋度始终等于 1, 所以在同一手性磁体中, 斯格明子的手性是一致的 [11,14], 并且相应的拓扑自旋结构也是有限的. 除了手性磁体材料, 中心对称材料也可以产生斯格明子 [15–20], 只是其中斯格明子的产生机理不是 DMI, 而主要是由磁交换作用与单轴各向异性 [15] 或者磁偶极相互作用与单轴各向异性竞争产生的 [17–20]. 中心对称材料中产生的斯格明子有两个可变的自由度: 螺旋度和涡旋度 [14]. 由于其内

* 国家自然科学基金 (批准号: 11774045, 11204026, 11404053)、国家留学基金委员会 (批准号: 201606085010)、中央高校基本科研业务费 (批准号: N150504008) 和辽宁省教育厅一般项目 (批准号: L20150172) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huyong@mail.neu.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

在的自由度与有拓扑性的磁泡相似, 因此通常被称作斯格明子气泡 (skyrmion bubble) [17]. 斯格明子气泡中可变的螺旋度会使涡旋度也发生变化, 所以斯格明子气泡没有手性, 而且会形成多种多样的拓扑自旋结构 [11,15−20]. 例如, 在具有单轴各向异性的六边形 Fe_3Sn_2 磁阻挫材料中发现具有可变拓扑自旋结构的斯格明子气泡 [15]. 同样, 在 Fe_3Sn_2 纳米带中能产生单个的斯格明子气泡链, 并且该斯格明子气泡链可以在高达 630 K 的温度下保持稳定 [16]. 两个相反螺旋度的磁性斯格明子构成一种新的自旋结构, 被称为双斯格明子, 实验上已经发现其存在于中心对称的四角晶系磁铁矿 $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ $(x = 0.315)$ [20] 以及六角晶系的 $(Mn_{1-x}Ni_x)_{65}Ga_{35}$ $(x = 0.5)$ [18] 中, 且存在温度分别为 60 K 和 300 K, 并且在六角晶系的 MnNiGa 薄膜中还可以观察到温度范围为 10—300 K 的大拓扑霍尔效应 [21]. 另外, 在温度为 100 K 的正交晶系磁铁矿 $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ $(x = 0.175)$ 中存在不同拓扑自旋结构的斯格明子气泡 [17]. 因此, 相比斯格明子, 斯格明子气泡的优势就会显现出来, 同样作为信息载体, 其灵活多变的拓扑自旋结构会更加适应各种各样的外部环境, 因而在未来的技术应用领域中有更加广阔的前景 [11,15]. 但是, 目前产生斯格明子气泡的材料比斯格明子要少, 很多机理问题也还没有弄清楚, 可能更多的新型材料还没有被发现, 有待于更深一步的理论和实验研究.

正如文献 [15, 16] 中所描述的, 磁阻挫材料也是一种产生斯格明子气泡的重要材料体系 (本文主要研究尺寸的变化关系, 不涉及拓扑自旋结构的改变, 所以在不引起歧义的前提下, 为了方便起见, 以下形成的稳定的拓扑自旋结构均简称为斯格明子). 目前, 由阻挫体系中竞争性交换相互作用产生的斯格明子已经成为一个热点研究方向 [22−34]. 一方面, 在实验研究中已经取得了很多成果 [22−24]. 例如, Chakreverty 等 [22] 在 $SrFeO_3$ 和 $SrFe_{0.99}Co_{0.01}O_3$ 薄膜中观察到了由竞争性交换相互作用产生的三维斯格明子晶体; Rózsa 等发现由于竞争性交换相互作用, 在 $Pt_{1-x}Ir_x$/Fe/Pd 薄膜中可能会形成在有限温度下保持稳定的斯格明子团簇 [23], 以及在类似的 $Pt_{0.95}Ir_{0.5}$/Fe/Pd 薄膜中可以产生各种各样的斯格明子拓扑自旋结构 [24]. 另一方面, 在理论研究中也是收获颇多. 其中, 交换相互作用的竞争主要集中于最近邻铁磁性、第二近邻反铁磁性以及第三近邻反铁磁性之间的竞争. 首先, 对于单纯考虑最近邻与第三近邻相互作用的三角晶格模型 [25−30], Okubo 等 [25] 指出在低温下的磁场中斯格明子和反斯格明子不会同时出现, 而在高温以及适当的外磁场条件下由于热涨落的影响两种结构可能会同时存在; Hayami 等 [26] 研究指出, 强的各向异性和竞争性交换相互作用都可以将斯格明子转化为磁泡结构而消除它的拓扑稳定性; Hu 等 [27] 则阐明了在该类阻挫磁体模型中, 斯格明子的产生和湮没与交换作用能和塞曼能的关系. 其次, 对于单纯考虑最近邻与第二近邻相互作用的三角晶格模型 [25,26,31−33], Leonov 和 Mostovoy [31] 预测出存在孤立的斯格明子相也有两个自由度, 其中螺旋度与质心运动的耦合会引起一种动态的磁电效应; Leonov 和 Mostovoy [32] 还发现斯格明子和反斯格明子可以同时存在, 并且在电流的作用下朝相反的边界方向移动. 最后, 对于同时考虑三种相互作用的平方晶格模型 [28,34], Zhang 等 [34] 指出当最近邻铁磁性相互作用固定时, 稳定的斯格明子可以存在于大范围的第二近邻和第三近邻反铁磁性相互作用, 并且如果第三近邻比较小时, 第二近邻必须足够大才能使斯格明子稳定; Lin 和 Hayami [28] 发现孤立的斯格明子的轨道和自旋的自由度可以互相耦合而引起一种反常的行为, 而这种行为在 DMI 产生的斯格明子中是不存在的. 因此, 基于上述的研究, 在阻挫磁体中, 由竞争性交换相互作用产生的斯格明子具备更大的多样性且其功能也更加丰富, 但是相比于基于 DMI 的手性斯格明子结构, 阻挫磁体中的斯格明子也存在有时拓扑结构不稳定等不足. 因此, 对该类材料中斯格明子产生和变化机理的深入研究就变得非常必要.

尽管上述理论研究工作的共性是均采用了铁磁性-反铁磁性交换相互作用模型, 而且也得到了一些非常有意义的结果. 但是在该类阻挫磁体中, 斯格明子的尺寸性质还不清楚. 斯格明子的小尺寸具有更好的应用性 [3,6], 以及在文献 [21,35−37] 中也间接推测出斯格明子的尺寸在一定程度上可能会影响拓扑霍尔效应. 因此, 可以断定磁阻挫体系中斯格明子的尺寸大小也对其实际应用有重要的影响. 而文献 [37—40] 中已经报道了斯格明子的尺寸可以直接通过外磁场来进行调节, 并且在基于 DMI 的磁体中, 斯格明子的直径和 DMI 的大小有简单的反比对应关系 [40]. 相对地, 在基于纯交换相互

作用的磁体中, 斯格明子的尺寸性质却没有被研究过. 因此, 本文, 为了简化模型, 以及对应部分实际的材料, 如 $NiGa_2S_4$ 等[41], $NiBr_2$[42], 选用最近邻铁磁性 (J) 和第三近邻反铁磁性 (J') 的三角晶格模型[25−30], 主要的工作是研究外磁场诱发下 J' 和 J 的比值对斯格明子的直径尺寸的影响, 并首次得到了斯格明子直径随交换相互作用大小的关系式. 量化的斯格明子直径随交换相互作用和外磁场的关系能更清楚地反映斯格明子在此类磁阻挫体系中的存在机理, 并对将来斯格明子的实际应用起到理论指导作用.

2 模型和方法

2.1 斯格明子理论模型

本文所要研究的是一个二维的几何阻挫磁体, 采用的是三角晶格的海森伯模型. 选取的横向尺寸边长为 64×64 个自旋, 晶格常数设定为 a. 另外, 为了消除有限尺寸效应, 在膜面内使用周期性边界条件.

正如引言部分提到的, 本文采用的是最近邻铁磁性 (J) 和第三近邻反铁磁性 (J') 交换相互作用, 即经典的 J-J' 模型. 在这里, J 作为一个能量单元, 取值为 1. 而 J' 则从 $0.6J$ 变化到 $2J$, 若 $J'<0.6J$, 则斯格明子无法形成规整的斯格明子晶体[27]; 然而 J' 变化从 $0.6J$ 到 $2J$, 其变化量已经足够总结出斯格明子尺寸随 J' 的变化依赖关系. 另外, 本文还考虑了单轴各向异性, 其易轴方向沿 z 方向, 即垂直于薄膜平面, 各向异性常数的取值为 $0.5J$[26]. 在本模型中, 与其他作用相比, 偶极作用带来的影响是微乎其微的, 所以最终偶极作用被忽略不计[27]. 综上所述, 本文采取的斯格明子模型在外磁场作用下的哈密顿量可写成如下形式:

$$\begin{aligned} H = & -J\sum_{\langle i,k\rangle}\boldsymbol{S}_i\cdot\boldsymbol{S}_k+J'\sum_{\langle\langle i,l\rangle\rangle}\boldsymbol{S}_i\cdot\boldsymbol{S}_l \\ & -K\sum_i\left(\boldsymbol{S}_i^z\right)^2-\boldsymbol{H}\cdot\sum_i\boldsymbol{S}_i^z, \end{aligned} \tag{1}$$

其中 $\boldsymbol{S}_i$, $\boldsymbol{S}_k$ 和 $\boldsymbol{S}_l$ 表示自旋 i, k 和 l 的单位矢量, 其模为 1; 尖括号 $\langle i,k\rangle$ 和 $\langle\langle i,l\rangle\rangle$ 分别表示对最近邻和第三近邻的原子对求和. 因此, 第一项为最近邻铁磁交换作用能, 第二项为第三近邻反铁磁交换作用能, 第三项为单轴各向异性能, 最后一项为塞曼能, 其中 K 是单轴磁晶各向异性常数, $\boldsymbol{H}$ 是外磁场, S_i^z 表示矢量 $\boldsymbol{S}_i$ 的 z 分量.

2.2 模拟过程和方法

为了使得到的结果真实有效, 我们的模拟过程也是模仿实验进行的. 主要分为两个步骤: 首先, 采用模拟退火的方法弛豫系统, 即要对系统进行零场冷却——在不加外磁场的情况下将系统从 $10J/k_{\rm B}$ 的温度降到目标温度, 降幅为当前温度的 0.95 倍[43], 其中 J 是铁磁性交换作用能, $k_{\rm B}$ 是玻尔兹曼常数; 然后, 再对系统进行等温磁化, 即在此温度下, 对体系施加逐渐增大的外磁场以使系统被磁化到饱和. 在本文中使用的是蒙特卡罗模拟方法, 采用 Metropolis 算法来更新自旋状态. 为了得到给定温度和外磁场下系统的准平衡态, 我们总共执行了 2×10^5 蒙特卡罗步, 其中头 10^5 蒙特卡罗步用来使系统达到热力学平衡状态而最终被舍弃掉, 随后的 10^5 蒙特卡罗步用于计算磁化强度的构型平均值. 最终, 我们又平均了 20 组不同随机初态构型的磁化强度结果, 目的是减小统计误差.

3 结果与讨论

图 1 (a) 为在不同的反铁磁性交换耦合常数 (J') 的阻挫磁体中, 磁化强度 (M) 随外磁场 ($\boldsymbol{H}$) 变化的函数关系图. 可以看出, 当所施加的外磁场为零时, 无论 J' 取何值, 磁化强度的值始终为零. 当对体系开始施加外磁场时, 随着磁场的增大, 体系会逐渐被磁化, 伴随着磁化强度的增加, 最后当磁场增大到某一值时, 磁化强度将会达到饱和 ($M/M_{\rm S}=1$, $M_{\rm S}$ 是饱和磁化强度值). 然而不同的 J' 和 $\boldsymbol{H}$ 对应的磁化强度的变化率是不同的. 从左到右不同颜色的曲线代表反铁磁性交换耦合常数 (J') 从 $0.6J$ 逐渐增大到 $1.72J$. 从图中可以看出, 当 J' 的取值在 $0.6J$ 附近, 即 J' 的值比较小时, 磁化强度随磁场变化的曲线的变化率比较大, 即很弱的磁场便可以使磁化强度达到饱和, 并且在磁化强度随外磁场增大到饱和的过程中多次测量下产生的结果误差也最大. 截然相反的是, 当 J' 的取值在 $1.72J$ 附近, 即 J' 的值比较大时, 磁化强度随磁场变化的曲线的变化率比较小, 即需要很强的磁场才可以使磁化强度达到饱和, 并且在多次测量下磁化强度也非常稳定、误差较小. 上述两种情况的讨论

意味着 J' 值越小的系统越容易被磁化. 除此之外, 对于每一个 J', 磁化强度的变化都是分阶段的, 基本都是经历从零磁化强度值缓慢增大、突然增大、再缓慢增大、再突然增大、饱和或者第三次缓慢增大后饱和的过程. 两次突然增大的过程对应磁化率的窄峰值的位置, 意味着一级磁相变的发生. 由之前文献 [27, 31] 的报道, 我们知道此相变点即对应斯格明子的产生和湮没的位置, 我们会在随后的研究中予以验证.

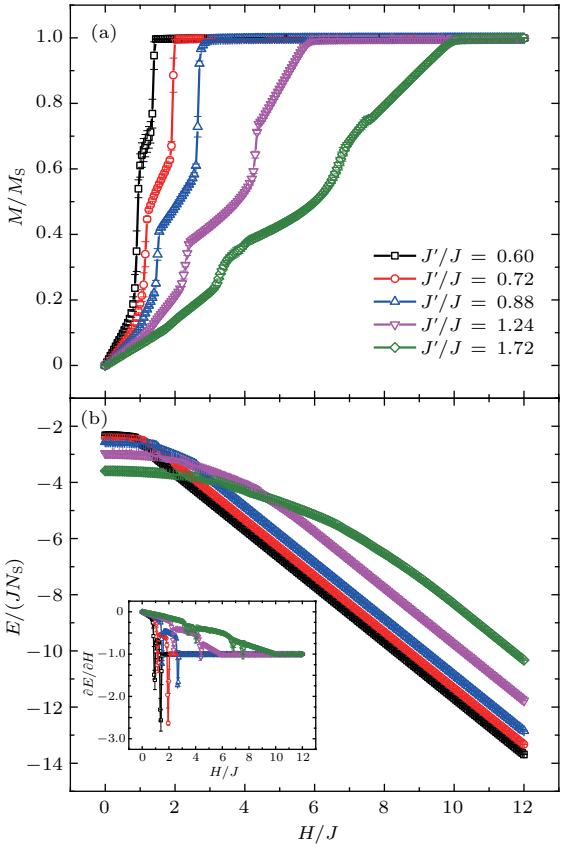


图 1 磁化强度和内能 (E) 随外磁场变化的依赖关系, 其中插图给出了内能对外磁场的一阶偏导数的结果, 误差棒来源于使用不同随机初始自旋态的计算结果, N_S 是自旋数量

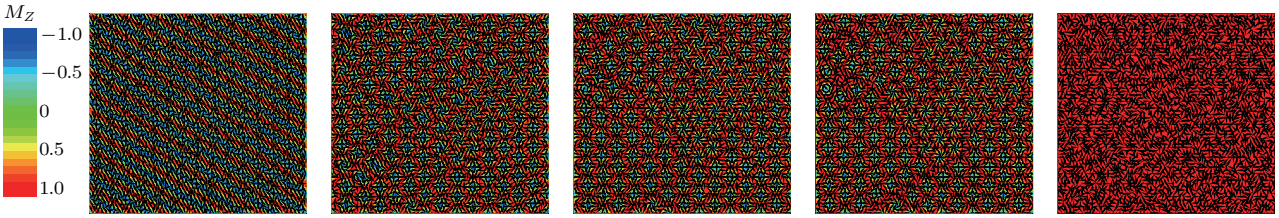
Fig. 1. Magnetization and energy (E) as a function of magnetic field for selected J'/J, the inset shows the magnetic field partial derivative of energy as a function of magnetic field, error bars are determined using different random number arrays of trial spin state in the simulation, and N_S is the spin number.

同时, 图 1 (b) 计算了相应 J' 值下系统的平均内能随外磁场的变化关系. 值得一提的是, 如果内能随外磁场增大线性减小, 即斜率不变, 则表明体系已经达到饱和. 如果随着外磁场的增大, 系统自旋是连续反转至沿着外磁场的方向, 那么内能对外磁场的斜率应该是从零逐渐减小至某一负常数值. 但是, 当给出内能对外磁场的一阶偏导数随外磁场变化的结果 (图 1 (b) 插图) 时, 我们发现偏导数曲线总是存在着两个向下的突变点. 对应图 1 (a) 中的磁化强度结果, 内能朝下的突变点总是对应磁化强度值突增的位置. 根据该类阻挫材料中磁相变的特征, 我们推测这两处突变值即对应斯格明子的产生和湮没的位置.

图 2 给出了同一个系统 (即 J'/J 相同) 在不同外磁场条件下的自旋构型结果, 而图 3 给出了不同系统 (即不同的 J'/J) 中刚刚形成斯格明子磁相时的自旋构型结果. 在所研究的 J'/J 范围内, 系统在零场和弱场下的自旋构型都是从周期性条纹状的螺旋结构开始演变的 (图 2 (a)). 随着外磁场的逐渐增大, 系统的自旋构型会在很窄的外磁场区间内从条纹状的螺旋结构变为斯格明子晶体磁相 (图 2 (a), (b)). 在斯格明子晶体磁相范围内, 外磁场的增大会减小斯格明子的直径大小, 但不会改变它们的数密度 (图 2 (b)—(d)). 当外磁场增大到某一值时, 斯格明子晶体磁相消失而自旋结构转为铁磁有序磁相 (图 2 (e)). 斯格明子的尺寸随外磁场增大而减小的性质在 DMI 材料中也能被观察到 [39,40], 由此能够推断出随着外磁场从零开始增大, 斯格明子应该是在产生时尺寸最大, 而在湮没时尺寸最小. 因此, 在图 3 中我们给出了不同 J'/J 系统的斯格明子晶体刚形成时的自旋构型. 换句话说, 对于每个 J'/J 体系, 我们给出的斯格明子晶体结果就是该体系能够获得的最大尺寸斯格明子. 结果表明, J'/J 值越小, 斯格明子晶体结构排布的规整度越差, 即中间非斯格明子缺陷较多 (图 3 (a)), 但是斯格明子的尺寸较大. 而随着 J'/J 值的增大, 斯格明子密度增大, 规整度变好, 但斯格明子的尺寸明显减小. 另外, 从斯格明子晶体磁相的自旋构型中, 能明显看到斯格明子和反斯格明子的共存, 这部分内容我们已经在最近的工作 [27] 中进行了详细讨论, 在此不再赘述.

为了量化斯格明子的直径, 首先需要获得不同外磁场下不同的 J'/J 体系中斯格明子晶体的斯格明子密度信息. 斯格明子的密度可以定义为

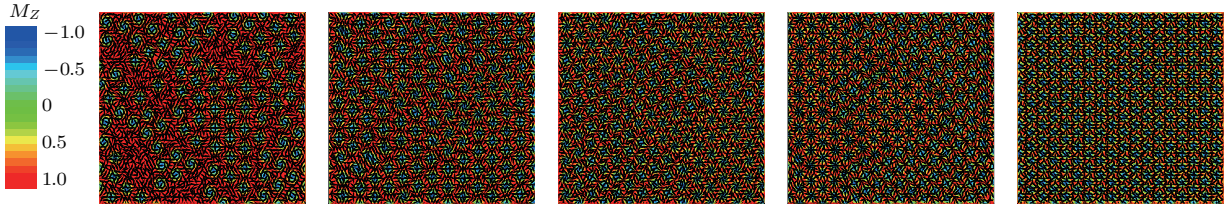
$$\Omega = \frac{N}{L_x L_y a^2}, \tag{2}$$



(a) $H/J=1.0$ (b) $H/J=1.25$ (c) $H/J=1.5$ (d) $H/J=1.75$ (e) $H/J=2.0$

图 2 在选定的外磁场下, $J'/J=0.72$ 的体系的自旋构型图, 其中黑色的箭头代表自旋方向, M_z 代表自旋磁化强度的 z 方向分量且红色代表自旋指向向上, 即沿着外磁场方向

Fig. 2. Spin configurations under selected magnetic fields for $J'/J=0.72$, where the black arrows indicate the spin orientations, M_z is the z component of magnetization and the red color indicates the spin up, i.e., along the magnetic field direction.



(a) $J'/J=0.6$, $H/J=1.05$ (b) $J'/J=0.72$, $H/J=1.25$ (c) $J'/J=0.88$, $H/J=1.75$ (d) $J'/J=1.24$, $H/J=2.5$ (e) $J'/J=1.72$, $H/J=3.5$

图 3 在选定的 J'/J 值的体系中最大直径的斯格明子晶体的自旋构型图, 其中黑色箭头代表自旋方向, M_z 代表自旋磁化强度的 z 方向分量且红色代表自旋指向向上, 即沿着外磁场方向

Fig. 3. Spin configurations of skyrmion crystals with the maximum skyrmion diameters for selected J'/J, where the black arrows indicate the spin orientations, M_z is the z component of magnetization and the red color indicates the spin up, i.e., along the magnetic field direction.

其中 N 是计算面积内斯格明子的个数, L_x 和 L_y 是计算面积的长和宽, a 是计算面积的自旋晶格常数. Ω 随 J'/J 和 H/J 的结果如图 4 所示. 与上面的自旋构型结果一致, 只有 J'/J 和 H/J 同时大(图 4 的偏右上角)时才能获得高密度的斯格明子晶体. 另一方面, 根据 (2) 式, Ω 的单位是 $1/a^2$, 所以如果想要比较本文的模拟结果和实际实验结果, 只需要选择合适的 a 就可以实现. 如果想进一步推算斯格明子晶体中斯格明子的直径, 就需要借助源自自旋波理论的 $\boldsymbol{Q}$ 态模型. $\boldsymbol{Q}$ 态理论模型已经被用于解释斯格明子的产生、相变等行为, 以及这些行为与一些参数(交换相互作用、各向异性、外磁场等)的依赖关系 [25−27]. $\boldsymbol{Q}$ 是一个矢量, 其方向与自旋和它的第三近邻自旋的连线相同并最多朝向三个 120° 夹角的方向传播, 而其大小由下式给出,

$$\boldsymbol{Q}=\frac{2}{a}\cos^{-1}\left[\frac{1}{4}\left(1+\sqrt{1+\frac{2J}{J'}}\right)\right], \tag{3}$$

表征自旋在沿着 $\boldsymbol{Q}$ 矢量传播过程中的扭曲程度 [27]. 由于在斯格明子晶体自旋结构中, 斯格明子结构本身几乎不表现出平面外的磁化强度; 相反地, 斯格明子外部的自旋都是沿着外磁场方向指向的. 因此, 在斯格明子晶体中, 单位面积下斯格明子的周长可以用下式计算 [26]:

$$\frac{P_{\rm S}}{A}=\frac{3^{1/4}}{2\sqrt{\pi}}Q\sqrt{1-M}, \tag{4}$$

其中 $P_{\rm S}$ 代表斯格明子周长, A 代表膜面面积, M 代表磁化强度. 所以, 根据斯格明子周长, 密度和膜面面积的关系, 我们可以推导出斯格明子晶体中斯格明子的平均直径大小为

$$\begin{aligned}D&=\frac{1}{\Omega}\cdot\frac{P_{\rm S}}{A}\cdot\frac{1}{\pi}=\frac{L_xL_ya^2}{N}\cdot\frac{3^{1/4}\sqrt{1-M}}{2\pi^{3/2}}\cdot\frac{2}{a}\cos^{-1}\left[\frac{1}{4}\left(1+\sqrt{1+\frac{2J}{J'}}\right)\right]\\&=\left\{\frac{3^{1/4}L_xL_y\sqrt{1-M}}{N\pi^{3/2}}\cos^{-1}\left[\frac{1}{4}\left(1+\sqrt{1+\frac{2J}{J'}}\right)\right]\right\}a.\end{aligned} \tag{5}$$

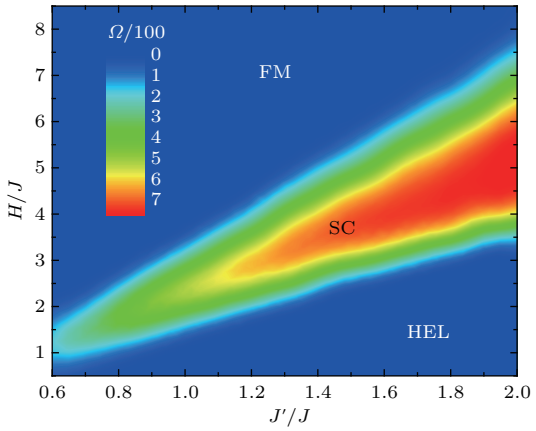


图 4 在不同的 J'/J 和外磁场值下斯格明子的密度分布, 其中 HEL 代表自旋螺旋磁相, SC 代表斯格明子晶体相, FM 代表铁磁相

Fig. 4. Skyrmion density for different J'/J and magnetic fields, where HEL is designated as helical state, SC as skyrmion crystal state and FM as ferromagnetic state.

显然, 要想获得斯格明子的直径值, 首先必须要知道材料内部的交换相互作用比值、斯格明子密度以及磁体在外磁场中所表现出的磁化强度值. 因此, 单纯的理论解析计算无法获得此类材料中斯格明子直径的量化结果, 只有结合本文的蒙特卡罗模拟方法才能解决这一问题.

最终的斯格明子直径结果由图5给出, 其中图5 (a) 是斯格明子直径随 J'/J 的变化关系, 图5 (b) 是在确定体系中斯格明子直径随外磁场的变化关系. 为了阐明斯格明子直径和 J'/J 的关系, 我们分别给出了斯格明子在外磁场中的最大、最小和中值的直径. 结果表明, 随着 J'/J 的增大, 斯格明子的直径会减小, 并且在 J'/J 值相对较小时斯格明子的直径减小较快, 而在 J'/J 值较大时斯格明子直径随外磁场变化相对平缓. 但是, 当外磁场相对强, 即对应最小斯格明子直径结果时, 斯格明子的直径在 J'/J 值为1.5—2.0的范围内出现摆动变化的情况. 出现这种现象的原因我们将在下文予以分析. 另一方面, 对于给定的 J'/J 值体系, 外磁场会减小斯格明子的直径, 但是这种影响也和 J'/J 的值有关. 如果 J'/J 值较小, 则外磁场会很快地减小斯格明子的直径, 否则外磁场减小斯格明子的直径相对平缓, 只是在强场下斯格明子直径随着外磁场的增大减小也会加快.

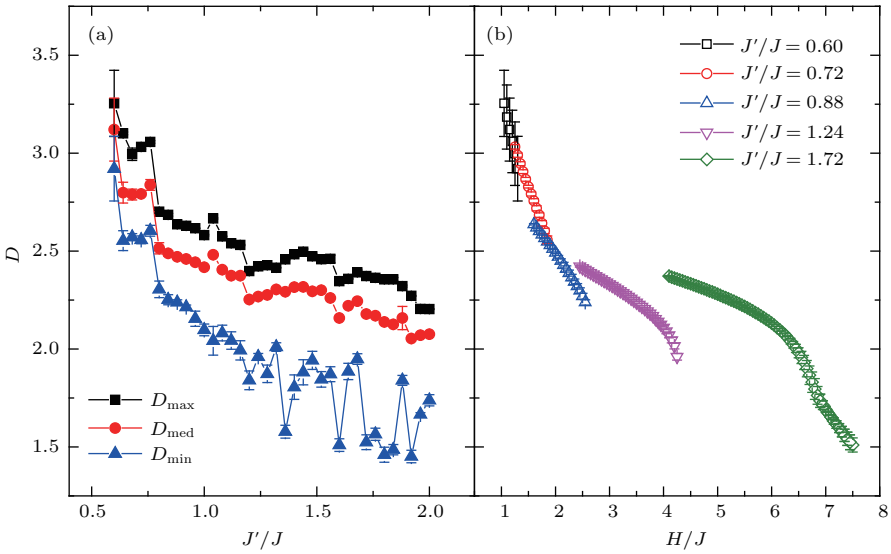


图 5 (a) 外磁场驱动下的斯格明子最大、中值和最小直径随 J'/J 值的变化关系; (b) 在选定的 J'/J 值体系内, 斯格明子直径随外磁场的变化关系, 其中误差棒来源于使用不同随机初始自旋态的计算结果

Fig. 5. (a) The maximum, median, and minimum values of magnetic-field-induced skyrmion diameters as a function of J'/J; (b) skyrmion diameter as a function of magnetic field for selected J'/J, and error bars are determined using different random number arrays of trial spin state in the simulation.

首先, 我们认为在此类磁阻挫体系中, 外磁场对斯格明子直径的影响类似于其他系统, 如DMI系统[39,40]. 斯格明子或反斯格明子的结构都是在斯格明子的中心位置, 自旋是朝着与外磁场相反的方向指向的; 相反地, 在斯格明子的边缘, 自旋方向与外磁场方向基本相同或存在一个锐角. 自旋从斯格明子中心到边缘则是逐渐从指向向下螺旋式地反转至指向向上 (设定外磁场方向为指向向上). 因此, 外磁场的引入将最容易影响与其方向接近的斯格明子边缘的自旋, 但由于斯格明子自身的拓扑

稳定性而不会轻易破坏其结构. 当斯格明子边缘的自旋在外磁场的驱动下从倾斜于外磁场方向到指向外磁场方向时, 斯格明子的直径就会减小. 但是, 相比于外磁场, 内在磁参数 J' 的作用则更加复杂. 在本文的研究对象中, J' 是产生自旋间扭曲排列的主要原因, 这一观点也由 (3) 式予以支持. 在之前的工作 [27] 中, 我们发现 J' 决定斯格明子的产生和湮没. J'/J 的值越大, 则自旋螺旋的结构越紧凑, 即自旋排列完成一个螺旋周期所需要的距离越短, 这里近邻自旋间的夹角和螺旋周期长度都可以根据 (3) 式进行量化. 磁性斯格明子结构是当 $\boldsymbol{Q}$ 矢量同时沿着 3 个 120° 夹角方向指向, 并当它们的振幅都相等时产生的 [31]. 当 J'/J 值增大时, 会同时改变 3 个方向上 $\boldsymbol{Q}$ 的值大小, 这种作用会施加给斯格明子内的全部自旋, 使斯格明子结构向中心压缩而造成斯格明子直径的减小. 相比于外磁场对直径的改变, 它的优点是能够对斯格明子晶体中所有的斯格明子产生相同的效果, 并且总的消耗能要低于外磁场所消耗的能量, 即效率更高. 因为外磁场对斯格明子中心区域的自旋也会产生能耗, 只是不起作用. 但是, 它的缺点是在 J'/J 值很高且外磁场接近斯格明子湮没临界值时, 由于斯格明子的结构对 J'/J 值的变化非常敏感, 此时的斯格明子稳定性变差, 造成其直径随 J'/J 值的变化关系出现大的涨落.

4 结 论

综上所述, 本文采用蒙特卡罗模拟方法研究了在纯交换相互作用磁体中斯格明子的直径随着内在交换相互作用和外磁场变化的依赖关系. 结果表明, 二者的增大都会减小斯格明子的直径, 但是斯格明子直径的减小行为也受交换相互作用和外磁场的共同制约. 另外, 本文将理论解析和数值模拟两种方法相结合, 首次推导出了竞争性交换相互作用体系中斯格明子晶体的斯格明子直径的计算公式, 也由此量化结果阐明了斯格明子的直径在交换作用和外磁场共同影响下的变化机理.

具有稳定拓扑自旋结构的斯格明子被认为有望替代传统单自旋磁记录因子而在提高磁记录存储密度的同时提高磁记录介质的稳定性, 包括热稳定性和磁稳定性等. 但是, 从目前很多基于 DMI 和偶极相互作用的斯格明子研究中发现, 在手性磁体和某些非手性偶极作用磁体中, 斯格明子的尺寸通常在微米级到亚微米级之间. 虽然也有报道称基于界面 DMI 的磁体中斯格明子尺寸能够降到几纳米甚至 1 纳米左右, 但是这样的材料也非常有限. 因此, 为了实际应用的需要, 应该寻找存在更小尺寸的斯格明子的磁性材料. 本文的研究工作预测了基于磁阻挫的磁体在特定的交换相互作用下, 外磁场的激发不仅能使其内部产生斯格明子, 并且能够形成大面积有序排列的小尺度斯格明子晶体磁相. 并且通过改变材料体内交换相互作用, 能够对斯格明子的尺寸进行精确地调节. 磁阻挫性是磁性材料普遍存在的性质, 因此, 阐明磁阻挫性与斯格明子的依赖关系将更有助于斯格明子自旋电子器件的发展.

参考文献

[1] Bogdanov A N, Yablonskii D 1989 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **95** 178

[2] Bogdanov A N, Hubert A 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **138** 255

[3] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915

[4] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198

[5] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pedersen B, Berger H, Lemmens P, Pfleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204

[6] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nature Mater.* **10** 106

[7] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nature Commun.* **3** 988

[8] Onose Y, Okamura Y, Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 037603

[9] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636

[10] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nature Nanotechnol.* **8** 152

[11] Ding B, Wang W H 2018 *Physics* **47** 15 (in Chinese) [丁贝, 王文洪 2018 物理 **47** 15]

[12] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Sol.* **4** 241

[13] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91

[14] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nature Nanotechnol.* **8** 899

[15] Hou Z P, Ren W J, Ding B, Xu G Z, Wang Y, Yang B, Zhang Q, Zhang Y, Liu E K, Xu F, Wang W H, Wu G H, Zhang X X, Shen B G, Zhang Z D 2017 *Adv. Mater.* **29** 1701144

[16] Hou Z P, Zhang Q, Xu G Z, Gong C, Ding B, Wang Y, Li H, Liu E K, Xu F, Zhang H W, Yao Y, Wu G H, Zhang X X, Wang W H 2018 *Nano Lett.* **18** 1274

[17] Yu X Z, Tokunaga Y, Taguchi Y, Tokura Y 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603958
[18] Wang W H, Zhang Y, Xu G, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z, Zhang X, Li X, Liu E, Wang S, Cai J, Wang F, Li J, Hu F, Wu G, Shen B, Zhang X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
[19] Phatak C, Heinonen O, Graef M D, Petford-Long A 2016 *Nano Lett.* **16** 4141
[20] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nature Commun.* **5** 3198
[21] Ding B, Li Y Q, Xu G Z, Wang Y, Hou Z P, Liu E K, Liu Z Y, Wu G H, Wang W H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 092404
[22] Chakraverty S, Matsuda T, Wadati H, Okamoto J, Yamasaki Y, Nakao H, Murakami Y, Ishiwata S, Kawasaki M, Taguchi Y, Tokura Y, Hwang H Y 2013 *Phys. Rev. B* **88** 220405
[23] Rózsa L, Deák A, Simon E, Yanes R, Udvardi L, Szunyogh L, Nowak U 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 157205
[24] Rózsa L, Palotás K, Deák A, Simon E, Yanes R, Udvardi L, Szunyogh L, Nowak U 2017 *Phys. Rev. B* **95** 094423
[25] Okubo T, Chung S, Kawamura H 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 017206
[26] Hayami S, Lin S Z, Kamiya Y, Batista C D 2016 *Phys. Rev. B* **93** 184413
[27] Hu Y, Chi X D, Li X, Liu Y, Du A 2017 *Sci. Rep.* **7** 16079
[28] Lin S Z, Hayami S 2016 *Phys. Rev. B* **93** 064430
[29] Lin S Z, Hayami S, Batista C D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 187202
[30] Hayami S, Lin S Z, Kamiya Y, Batista C D 2016 *Phys. Rev. B* **94** 174420
[31] Leonov A O, Mostovoy M 2015 *Nature Commun.* **6** 8275
[32] Leonov A O, Mostovoy M 2017 *Nature Commun.* **8** 14394
[33] Yuan H Y, Gomonay O, Kläui M 2017 *Phys. Rev. B* **96** 134415
[34] Zhang X C, Xia J, Zhou Y, Liu X X, Zhang H, Ezawa M 2017 *Nature Commun.* **8** 1717
[35] Göbel B, Mook A, Henk J, Mertig I 2017 *Phys. Rev. B* **95** 094413
[36] Hamamoto K, Ezawa M, Nagaosa N 2015 *Phys. Rev. B* **92** 115417
[37] Araki Y, Nomura K 2017 *Phys. Rev. B* **96** 165303
[38] Malottki S V, Dupé B, Bessarab P F, Delin A, Heinze S 2017 *Sci. Rep.* **7** 12299
[39] Romming N, Kubetzka A, Hanneken C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 177203
[40] Simon E, Palotás K, Rózsa L, Udvardi L, Szunyogh L 2014 *Phys. Rev. B* **90** 094410
[41] Stoudenmire E M, Trebst S, Balents L 2009 *Phys. Rev. B* **79** 214436
[42] Day P, Dinsdale A, Krausz E R, Robbins D J 1976 *J. Phys. C* **9** 2481
[43] Heim B, Rønnow T F, Isakov S V, Troyer M 2015 *Science* **348** 215

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Modulation of skyrmion diameter in centrosymmetric frustrated magnet*

Chi Xiao-Dan Hu Yong†

(*College of Sciences, Northeastern University, Shenyang 110819, China*)

(Received 21 December 2017; revised manuscript received 7 March 2018)

Abstract

Magnetic skyrmions were first observed in a bulk B20 chiral magnet where the unit cell of the crystal lacks inversion symmetry, i. e. it is noncentrosymmetric, due to the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). The breaking of structural inversion symmetry can also be achieved artificially in extremely thin FM layers adjacent to heavy elements, to induce a nonzero DMI. Many skyrmion properties in the DMI-based system are revealed such as the skyrmion diameters simply inversely proportional to the DMI constant. On the contrary, the triangular lattice, providing a simple realization of a high-symmetry system with six equivalent orientations for the helix, is centrosymmetric. In a two-dimensional triangular lattice magnet with the magnetocrystalline anisotropy perpendicular to the film plane, the magnetic frustration can arise from the coexistence of a nearest -neighbor ferromagnetic exchange interaction and a third-neighbor antiferromagnetic exchange interaction. When an external magnetic field is applied parallelly to the anisotropy, the non-coplanar alignments of spins are favored and even the topologically protected magnetic skyrmions also appear. Based on the Monte Carlo simulation, the dependence of magnetic-field-induced magnetic phase transitions in such magnetic frustrated magnets, including the magnetic phase of skyrmion crystals, and the skyrmion diameters on competing exchange interaction and magnetic field is studied. The results indicate that the diameters of magnetic skyrmions strongly depend on the competing exchange interactions and external magnetic field. Like the diameter features of magnetic skyrmions observed in the conventional DMI-based chiral magnets, the external magnetic field can magnetize the skyrmion periphery spins to reduce the skyrmion diameters. However, the enhanced antiferromagnetic exchange interaction can compress the entire skyrmions. In the framework of the spin wave theory and Monte Carlo simulation results, the diameters of magnetic skyrmions in exchange-interaction-frustrated systems are quantified. The skyrmion diameter decreases linearly with the increase of magnetic field for weak antiferromagnetic exchange interaction. With the increase of antiferromagnetic exchange interaction, the decrease of the skyrmion diameter with increasing magnetic field becomes slow, while the strong magnetic fields may rapidly reduce the skyrmion diameter. With the increase of antiferromagnetic exchange interaction, the maximum and median skyrmion diameters decrease to level-off roughly, while the minimum skyrmion diameters show a rapid decrease first and a great fluctuation later. The phenomena are explained through discussing the variations of configurations and magnetic energies of skyrmions. This work demonstrates the adjustability of skyrmion diameter in centrosymmetric frustrated magnet, which not only improves the understanding of origin of skyrmions, but also supports theoretically the development of new generation of skyrmion-based storage and logic devices.

Keywords: skyrmion diameter, magnetic frustration, exchange interaction, Monte Carlo method

PACS: 75.10.Hk, 75.30.Et, 75.40.Mg, 75.50.–Y **DOI:** 10.7498/aps.67.20172709

* Project supported the financial supports by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774045, 11204026, 11404053), China Scholarship Council (Grant No. 201606085010), Foundation Research Funds for Central Universities (Grant No. N150504008), and General Project of Liaoning Provincial Department of Education (Grant No. L20150172).

† Corresponding author. E-mail: huyong@mail.neu.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控

徐桂舟　徐展　丁贝　侯志鹏　王文洪　徐锋

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology

Xu Gui-Zhou　Xu Zhan　Ding Bei　Hou Zhi-Peng　Wang Wen-Hong　Xu Feng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137508 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20180513
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180513
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

强磁场下 Sm-Fe 薄膜不同晶态组织演化及磁性能调控
Evolutions of different crystalline textures in Sm-Fe film fabricated under high magnetic field and subsequent tuning magnetic properties
物理学报.2018, 67(9): 097501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180212

耦合电磁场对石墨烯量子磁振荡的影响
The coupled electromagnetic field effects on quantum magnetic oscillations of graphene
物理学报.2016, 65(2): 027502　http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.027502

基于交换作用的纳磁逻辑电路片上时钟结构研究
On-chip clocking for exchange-interaction-based nanomagnetic logic circuits
物理学报.2014, 63(22): 227503　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227503

Fe_3O_4 纳米颗粒/聚二甲基硅氧烷复合材料磁电容效应的研究
Effect of magnetic capacitance in the Fe_3O_4 nanopartides and polydimethylsiloxane composite material
物理学报.2014, 63(5): 057501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.057501

专题: 磁斯格明子

磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控*

徐桂舟[1)] 徐展[1)] 丁贝[2)] 侯志鹏[2)] 王文洪[2)] 徐锋[1)†]

1) (南京理工大学材料科学与工程学院, 南京 210094)

2) (中国科学院物理研究所, 磁学国家重点实验室, 北京 100190)

(2018 年 3 月 22 日收到; 2018 年 5 月 17 日收到修改稿)

磁性斯格明子由于拓扑的保护性, 具有很高的稳定性和较小的临界驱动电流, 有望应用于未来的赛道存储器件中. 而在中心对称体系, 由于偶极作用的各向同性, 磁泡的拓扑性和螺旋度都呈现出多样性的特征. 其中非平庸的磁泡即等同于磁性斯格明子. 我们通过近期实验结果, 结合微磁学模拟的方法, 发现在中心对称体系中磁斯格明子的拓扑性会受到体系垂直各向异性的调控. 另外在加磁场的演变过程中, 会很大程度上依赖于基态畴的畴壁特性. 磁场的倾斜或者一定的面内各向异性也会改变磁斯格明子的形态. 通过对材料的基态磁结构及磁各向异性的调节, 辅助以面内分量的控制, 可以对基态磁畴、进而对磁斯格明子的拓扑性实现调控. 这对磁斯格明子在电流驱动存储器件中的应用具有重要意义.

关键词: 磁斯格明子, 磁畴壁, 微磁学模拟

PACS: 75.75.–c, 75.75.Fk, 75.47.Np **DOI:** 10.7498/aps.67.20180513

1 引 言

随着现代电子信息技术的高速发展, 人们对磁信息存储器件的存储密度和能耗提出了越来越高的要求, 而器件的持续小型化也带来了诸如顺磁物理极限和大的焦耳热等一系列问题. 最近几年, 在螺旋磁体中发现了一类具有拓扑保护性的新型自旋结构——磁斯格明子 (skyrmions) [1]. 相比于传统的铁磁布洛赫畴壁, 斯格明子具有极低的临界磁畴翻转电流密度 ($\sim 10^6$ A/m^2)、更快的移动速度, 有望应用于新一代磁性存储及自旋转移矩器件 [2−4]. 此外, 由于其特殊的拓扑自旋结构, 磁斯格明子还表现出非零 Berry 相、拓扑霍尔效应 [5,6] 等丰富的物理现象.

目前研究发现的磁性斯格明子体系, 一大类是具有非中心对称结构的螺旋磁体, 如 MnSi, FeGe [7−9] 等, 其形成机理是反对称的体 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) 与海森伯直接交换作用之间的竞争. 这类斯格明子尺寸一般较小, 在几纳米到百纳米之间. 界面的 DMI 也可以形成斯格明子 (一般为奈尔型), 通常存在于具有强自旋轨道耦合的多层膜界面中, 如 Ir(111)/Fe [10], Ta/CoFeB [11] 与 Pt/Co 等 [12]. 另一大类的斯格明子存在于具有垂直各向异性的近二维体系, 来源于磁偶极相互作用与单轴各向异性的相互竞争 [13]. 实际上早在二十世纪六七十年代, 在垂直各向异性的中心对称体系就发现了类似于斯格明子的磁泡结构 [14]. 最早是在六角型 Ba 铁氧体中发现的, 随后在 Co(0001) 的单晶薄膜和单晶石榴石以及非晶合金薄膜中有大量研究 [15]. 传统磁泡的尺寸可以在较大范围内变化, 一般在几百纳米到数十微米量级 [15]. 最近新发现的材料体系有层状 La-Sr-Mn-O [16], 六角 MnNiGa [17], Fe_3Sn_2 [18] 磁体等. 磁泡的尺寸在 100—400 nm. 在具有较高居里温度的 MnNiGa 和 Fe_3Sn_2 中, 斯格明子稳定存在的温度区间宽广并跨越室温, 为器件的应用提供了有

* 国家自然科学基金 (批准号: 11604148) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xufeng@njust.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

利条件. 其中将Fe_3Sn_2制备成纳米条带后, 边界的受限能进一步提高斯格明子的温区, 最高达到630 K[19].

除了材料中天然存在的斯格明子, 也可以通过外部的激发产生并操控斯格明子. 例如通过施加面内或垂直电流的方式, 能够在纳米带中产生单个斯格明子[3,20,21]. 另外反铁磁性的斯格明子由于在运动中可以避免霍尔效应引起的横向偏移, 也受到了研究者的关注[22−24]. 本文所关注的是中心对称体系中由于磁偶极相互作用与垂直各向异性竞争形成的斯格明子磁泡体系.

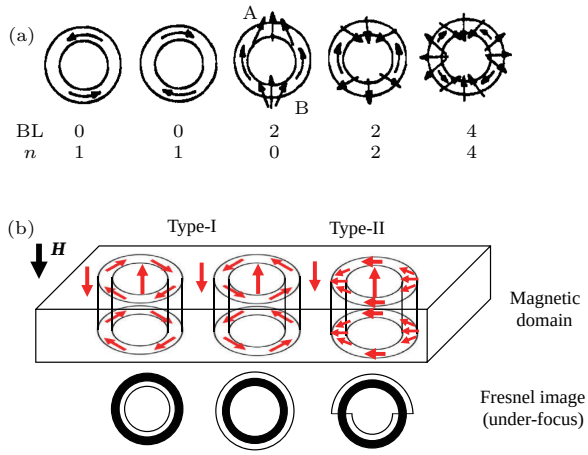


图1 (a) 具有不同数目BL的磁泡结构示意图及相应的卷积数(拓扑数) n[15]; (b) type I型平庸磁泡和type II型非平庸磁泡的定义及相应的洛伦兹电镜示意图像[27]

Fig. 1. (a) Magnetic bubble wih different number of Bloch lines (BL), and their winding number (topological number) n[15]; (b) Definition of the nontrivial type I, trivial type II bubble and the skectch of their correponding LTEM image[27].

如果利用拓扑数 $n=\dfrac{1}{4\pi}\int \boldsymbol{m}\left(\dfrac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x}\times\dfrac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y$ ($\boldsymbol{m}$是单位磁矢量)对磁泡进行分类, 我们发现布洛赫型斯格明子就等效于$n=1$或-1的磁泡. 这类磁泡被称作斯格明子磁泡[25] 或者手性磁泡, 以区别于那些拓扑数为0的平庸磁泡[26]. 磁泡的拓扑性实际上可以通过畴壁上布洛赫线(Bloch line, BL) 的分布以及自旋回转的方式直观地进行判断. 布洛赫线是布洛赫壁中的微磁结构, 其中心点磁化矢量垂直于畴壁, 且贯穿整个畴壁厚度. 由于畴壁内磁化矢量必须保持连续性, 布洛赫线总是成对激发的. 如图1 (a)所示, 当BL数为0时, 也就是自旋闭合一圈, 其拓扑数$n=1$或-1. 当BL不为0时, 其拓扑数可以为0或2, 视其自旋回转方式而定. 在La-Sr-Mn-O[16] 和六角MnNiGa[17] 中报道了$n=2$的磁泡, 称为biskyrmion, 其磁矩排布如图1 (a)中的右侧第二图所示. 对于$n\gg 1$的磁泡, 由于比较难以被磁场驱动, 称之为硬磁泡. 而在没有面内磁场的情形下, 材料中通常形成的是$n=0$的平庸磁泡和$n=1$ (-1)的斯格明子磁泡. 下文将用type I型指代$n=1$或-1的磁泡, type II型指代$n=0$的平庸磁泡, 如图1 (b)[27].

对于DMI形成的斯格明子, 其拓扑数是固定的, 为$n=1$或-1, 由DMI符号决定. 而对于磁偶极作用与磁各向异性竞争形成的磁泡, 其涡旋度(vorticity)和螺旋度(helicity) 具有较大的自由度和多样性[13]. 其中涡旋度是畴壁磁矩沿着圆周方向连续变化一周的角度积分, 其定义式为

$$m=\frac{1}{2\pi}\int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi}\mathrm{d}\phi(\varphi),$$

其中φ为面内极坐标的角度分量, ϕ为磁化矢量在面内的方位角[10]. 在磁泡中, 涡旋度与拓扑数相等, 也可以作为磁泡拓扑性的量度. 而螺旋度是面内磁化矢量沿着圆周旋转的方向(顺时针或逆时针). 在中心对称体系的样品中能够同时观察到$n=0$, 1, -1的磁泡(如图2 [28]), 并且旋度随机分布. 在有些体系中还观察到了多螺旋度的情况[29].

利用磁泡作固态存储器曾经一度是国际磁学界的研究热点[30]. 但是因为所谓的软磁泡, 也就是$n=1$的磁泡在外磁场梯度下运动时会产生很多对布洛赫线, 使得运动轨迹产生偏移, 造成了所谓的“硬磁泡危机”. 虽然随后也进行了利用布洛赫线存储的研究, 但是最后都无疾而终. 由于当时主要是利用面内磁场梯度进行磁泡的驱动, 所以会导致硬磁泡的形成. 而现阶段的研究主要是利用电流的自旋转移矩效应来对磁泡或斯格明子进行驱动, 使得这一问题得以避免.

斯格明子拓扑数n不等于0而产生的Magnus力可以加快磁畴的运动, 这是其在电流驱动器件中取得优势的根本原因[31,32]. 所以对于磁泡的存储应用, 对拓扑数和旋度的调控尤为重要. 如前所述, 在磁各向异性的体系通常会存在type I型和type II型的两种布洛赫型磁泡, 并且旋度随机分布. 本文结合近期在MnNiGa[14] 和Fe_3Sn_2[15,16] 中的实验事实, 利用微磁学模拟, 研究了材料的交换作用和磁各向异性对这两类磁泡形成的影响. 进一步在基态为条纹畴的情形下, 分析了这两种磁泡

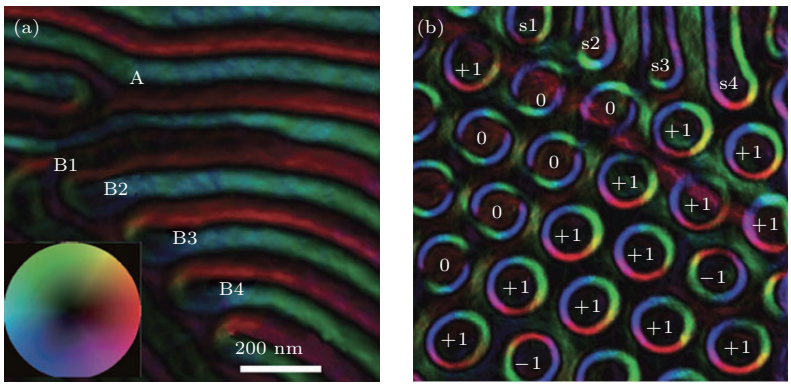


图 2 TIE 处理的 Sc 掺杂 Ba 铁氧体零场 (a) 和加场 (b) 情况下的电镜图, (b) 中的磁泡具有不同的拓扑性, 并且旋度随机排列 [28]

Fig. 2. The TIE-treated LTEM image for Sc-doped barium ferrite under (a) zero field and (b) a finite magnetic field. In the latter, the bubble exhibit various topology and random helicity [28].

的形成与初始条纹畴壁分布的关联. 我们发现对于畴壁方向一致的条纹畴, 最后倾向于形成 type II 型的平庸磁泡, 而对于上下交替排列的“手性”畴壁, 在加场过程中形成的始终为 type I 斯格明子磁泡.

2 样品磁性参数对基态畴和磁斯格明子形成的影响

首先通过微磁学模拟软件 OOMMF [33] 对中心对称体系磁斯格明子的形成进行了系统的筛选. 磁性参数主要参考了近期发表的 Fe_3Sn_2 阻挫磁体 [18]. 在 Fe_3Sn_2 单晶体中, 随着温度的降低, 磁各向异性发生了较大变化: 易轴从面外逐渐转向面内, 与之相对应, 磁畴结构也发生了较大的转变 [18]. 我们模拟采用的样品尺寸为 2000 nm × 2000 nm × 100 nm, 为近二维平面. 初始态设置为随机分布. 其饱和磁矩 M_s 固定在 Fe_3Sn_2 的室温实验值 5.66×10^5 A/m, 然后通过改变磁晶各向异性常数 K_u 和交换作用 A (其中 K_u 的方向垂直于样品平面), 考察其磁畴的变化. 考虑交换作用长度 $l_{ex} = \sqrt{\dfrac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$ 在 8.3—13 nm 之间变化, 本文模拟所采用的网格均为 5 nm.

从图 3 (a) 可以看到, 当 K_u 较大时, 基态会形成布洛赫型的迷宫畴, 当 K_u 较小时, 磁偶极相互作用最终使其形成面内的涡旋磁畴. 这与 Fe_3Sn_2 在低温下垂直各向异性变低形成涡旋磁畴的实验现象是一致的 [18]. 另外随着 K_u 增大、A 减小, 畴壁厚度 $D(=\pi\sqrt{A/K_u})$ 趋于变窄.

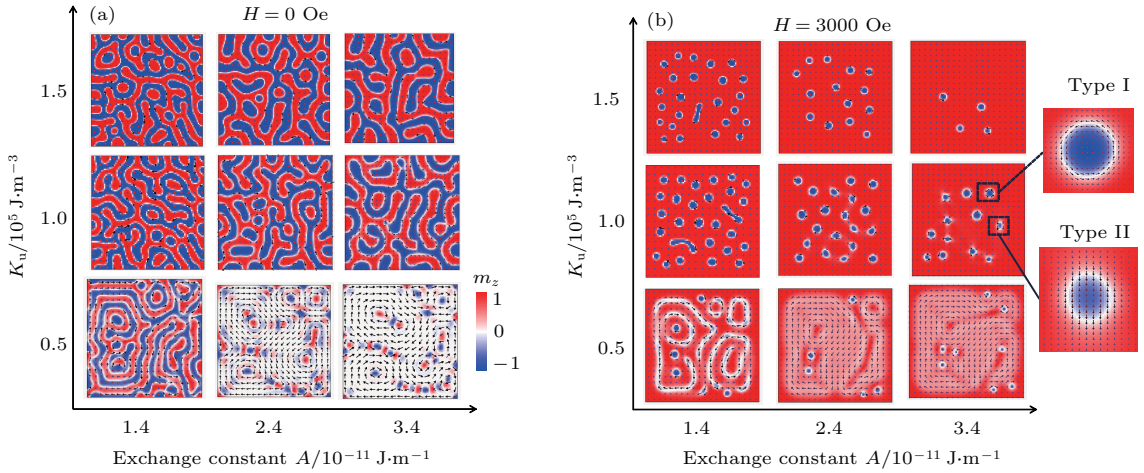


图 3 固定磁化强度在 5.66×10^5 A/m, 通过改变 K_u 和 A 得到的零场 (a) 和加场 (b) 下的磁畴分布

Fig. 3. Simulated magnetic domains under different K_u and A values for (a) zero field and (b) a magnetic field of 3000 Oe. M_s is fixed at 5.66×10^5 A/m.

我们考察了每个基态随磁场的变化, 发现基态为涡旋的磁畴在加场后仍然为涡旋结构, 只是面外分量有所增加. 而对于迷宫畴的样品, 在以上的参数条件下, 加场后都能够形成磁泡. 图3 (b)显示的为3000 Oe磁场下的平衡磁畴结构. 其磁泡密度随着参数的变化有所变化. 值得注意的是, 当$K_{\rm u}$不太大时, 如1.0×10^5 J/m^3, 会出现type I型和type II型磁泡的共存. 而在较大$K_{\rm u}$ (1.5×10^5 J/m^3)下, 只有type I型, 也即斯格明子磁泡的存在. 另外, 模拟及实验中都看到$n=0$的平庸磁泡其淬灭场要小于非平庸磁泡, 所以在加更高场的情况下, 这类磁泡首先消失, 最后只剩下斯格明子磁泡[18].

综上可以得到, 交换作用强度和磁晶各向异性能够调控磁泡的出现, 并且磁泡的拓扑性对磁晶各向异性具有一定的依赖性. 在实验上, 磁各向异性在某些体系中会随着温度的变化而变化, 如上面提到的Fe_3Sn_2[18]; 也可以通过同族非磁元素的替代来进行调节. 而交换强度的调控可在保持晶体结构不变的情况下, 利用磁性元素间的替代来实现.

最后, 我们发现较大的$K_{\rm u}$有利于拓扑斯格明子的出现, 但是$K_{\rm u}$过大也会导致局部布洛赫线对的出现[34], 破坏其拓扑性.

3 条纹畴及其手性

实验中磁泡或斯格明子都是在条纹畴的基础上演化而来. 这部分设置了不同条纹畴的初始态, 通过迟豫得到不同类型的平衡条纹畴分布. 如图4所示, 样品尺寸取2000 nm×400 nm×100 nm, 为近纳米带结构. 计算网格为5 nm. $M_{\rm s}$与上述相同, 选取的$K_{\rm u}=1.0\times10^5$ J/m^3, 交换作用常数$A=1.4\times10^{-11}$ J/m. 设置了如下三种条纹畴的初始态: 波矢沿x轴的螺旋型排列(A), 磁矩沿z轴正反向的交替排列(B), 以及沿y轴正反向的交替排列(C). 其中C态的磁晶各向异性设置为与z轴45°方向, 其余的平行于z轴. 条纹的周期参考了实验数值[19], 设为400 nm.

通过足够长时间(10 ns)的迟豫, 获得了这三种初始状态下的平衡态, 如图4 (c)所示. 可以看到, 对于螺旋排列的A种初始态, 最终会形成沿$+y$, $-y$方向交替排列的畴壁; 而对于初始态B, 最终的畴壁都会呈现平行排列. 对于C种情况, 由于较大的面内各向异性, 最终形成180° 交错的近面内畴壁.

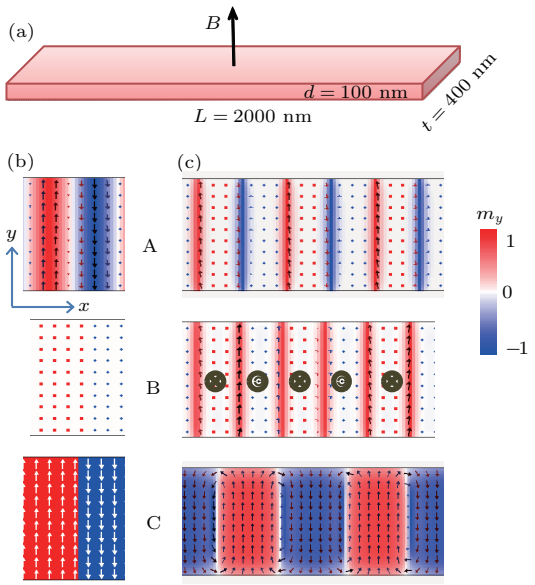


图4 (a) 模型尺寸和(b)不同初始条纹畴的设置以及(c)迟豫后的条纹畴基态; 对于A型和B型磁畴, 所加$K_{\rm u}$均为垂直方向; C型的$K_{\rm u}$加在[011]方向

Fig. 4. (a) Model size, (b) set of initial stripe states and (c) their corresponding equilibrium ground state after relaxation. In case of A and B type initial state, $K_{\rm u}$ is set in the vertical direction, while it is of [011] direction for C type.

其中A型畴壁的基态, 与具有手性DMI的磁性斯格明子体系是类似的[35], 称之为有手性的畴壁. 而B类的畴壁通常出现在中心对称体系[29]. 但是由于实际材料中会受到缺陷、位错等的影响, 使得畴壁闭合或翻转[27], 因此中心对称材料中正反向畴壁可能呈无序分布. 而当各向异性处于面内, 还有可能形成类似于C中的面内条纹畴. 图5为六角MnNiGa合金基态条纹畴的洛伦兹电镜像, 分别沿两个晶向, 其中[001]为材料易轴方向. 在图5 (a)中沿[001]方向的畴壁呈亮暗/暗亮变化, 对应面外磁畴, 而图5 (c)中沿[201]方向观察的畴壁只有亮暗变化, 为180° 面内大畴[15,36]. 从这两者的磁矩排列示意图(b)和(d)可以看到, 它们分别对应于模拟中的A型和C型. 可见随着磁场角度与易轴方向夹角的改变, 其畴壁类型可以从图4中的A型向C型转变. 对于不同的材料体系, 其基态磁畴都会存在差别, 而这些不同的条纹畴是否都能形成斯格明子磁泡, 这一问题将在下节中阐明.

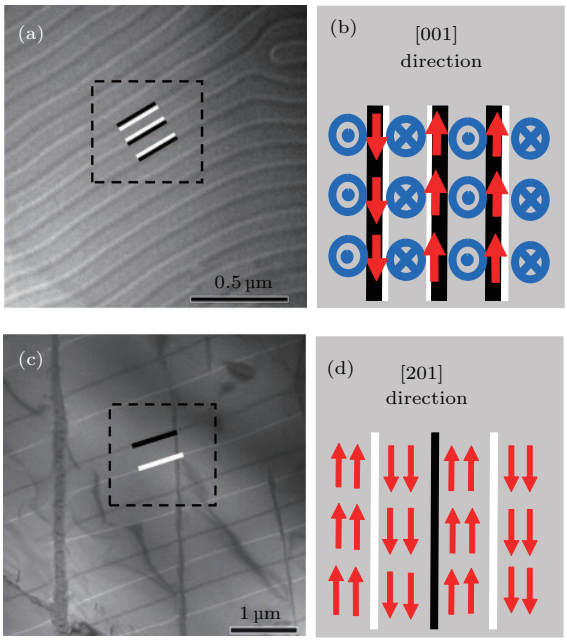


图 5 洛伦兹电镜下 MnNiGa 不同晶轴方向上形成的不同类型条纹畴及其对应的畴内和畴壁处的磁矩排列示意图, 晶体易轴为 [001] 方向

Fig. 5. LTEM image of the magnetic stripes formed in different crystal directions of MnNiGa alloy, and the corresponding schematic of their spin arrangements.

4 磁斯格明子的拓扑性及其调控

对图 4 中的基态条纹畴施加磁场, 其形成磁泡的过程如图 6 所示. 对于 A 型的条纹畴, 由于畴壁是正反交替排列的, 在加磁场过程中, 一对正反畴壁正好闭合形成拓扑数为 1 的磁性斯格明子, 并且其手性也与条纹“手性”一致, 都朝向一个方向. 随着磁场增大, 斯格明子尺寸变小, 直至消失.

而对于 B 型的条纹畴, 一对畴壁朝向同一方向, 在闭合过程中就容易产生 type II 型的磁泡. 但是在边界处, 仍会形成 type I 型的拓扑磁泡. 当增加磁场, 发现磁泡都会转变为拓扑型, 但是其手性为随机排列. 这与中心对称体系中磁泡手性随机排列是一致的 [28,29]. 在有些情况下, type II 型的磁泡并不能转化为拓扑型磁泡, 而是直接消失. 转化的发生依赖于体系的具体性质, 例如边界, 各向异性大小等. 对于 C 型的面内条纹畴, 加磁场不能形成磁泡, 只有条纹畴宽窄发生变化, 直至均匀磁化, 这与我们实验中的结果是一致的.

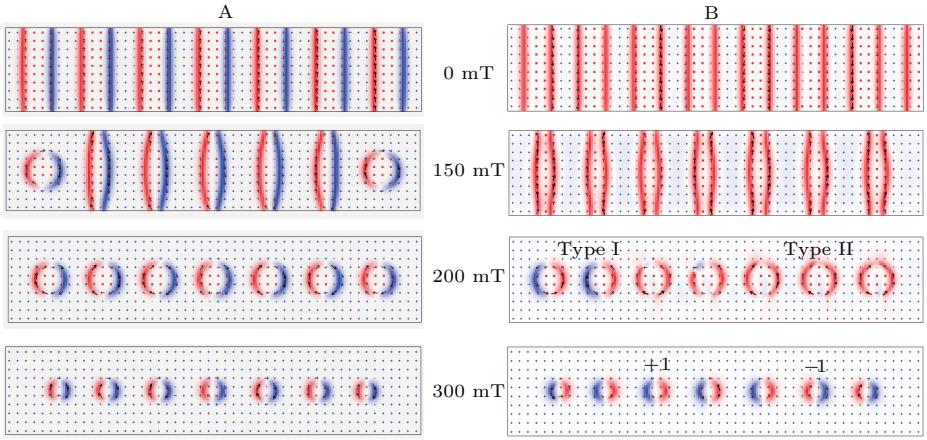


图 6 A 型和 B 型条纹畴在加磁场下生成磁斯格明子的过程

Fig. 6. Evolution of the magnetic skyrmion under magnetic field for A and B type initial state.

另一方面我们还发现, 磁场的倾斜或者一定分量的面内各向异性也会影响斯格明子的拓扑性. 图 7 中模型的尺寸为 2000 nm × 600 nm × 200 nm, 交换作用常数 $A = 2.4 \times 10^{-11}$ J/m, 其余与上相同. 可以看到, 面内磁场或各向异性的引入会引起磁泡的形状畸变以及不闭合性. 这在 Fe_3Sn_2 的转角实验中得到了观察和证实 (图 8). 以上磁场或 K_u 的倾斜是朝向垂直于畴壁磁矩排列的方向. 若倾斜方向平行于畴壁磁矩排列方向 (此处均指倾斜量较小的情况), 一般仅会引起磁泡的畸变. 并且面内分量的引入有时反而会促使图 6 (b) 中的 type II 型磁泡向 type I 型转变, 这在我们的实验中也有验证.

由上述结果可以看出, 基态条纹畴的畴壁性质、磁场或磁各向异性的面内分量会直接影响斯格明子的拓扑性. 有些情况下, 例如样品为纳米带或纳米点时, 边界也会对磁泡形成的动态过程产生影响. 例如在宽的 Fe_3Sn_2 样品中, 往往形成 type II 型的斯格明子. 但是在上面模拟的单链样品中, 由于边界的闭合作用, 最后产生了拓扑态斯格明子 [19].

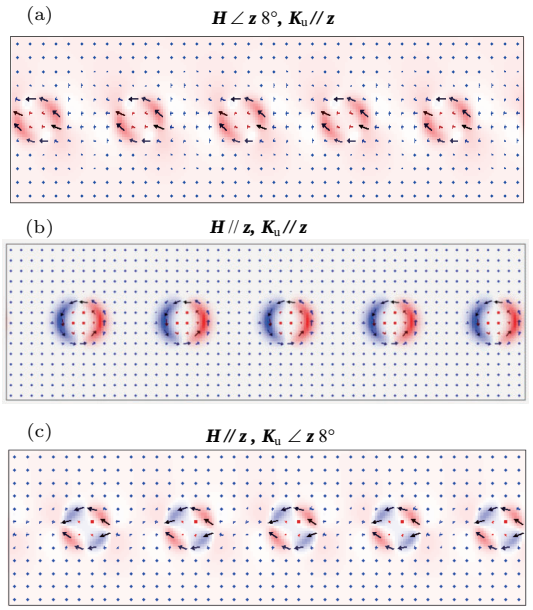


图 7 引入面内磁场 (a) 和面内各向异性 (c) 后磁泡相对于垂直各向异性和垂直磁场下 (b) 形态的变化

Fig. 7. Comparison of magnetic bubble morphology in (b) perpendicular magnetic field and anisotropy and in the presence of (a) in-plane magnetic field and (c) in-plane anisotropy.

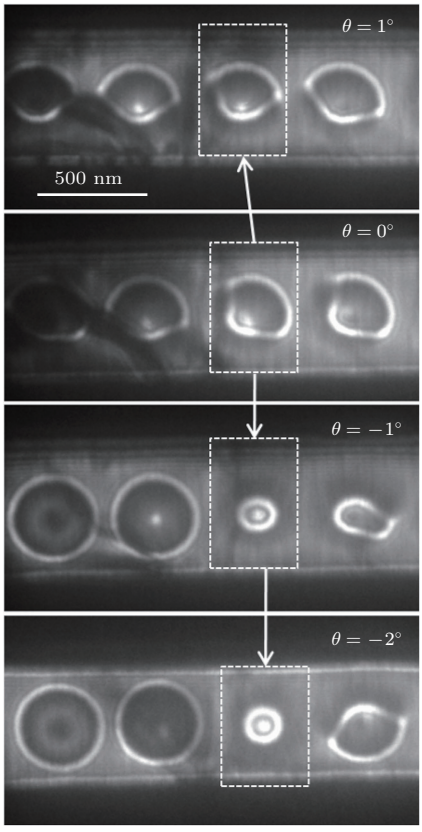


图 8 Fe_3Sn_2 纳米带样品中磁斯格明子随角度的变化

Fig. 8. Morphology of magnetic skyrmions under different tilt angle in a Fe_3Sn_2 nanostripe.

5 总 结

利用微磁模拟并结合目前的一些实验结果, 对具有垂直各向异性的中心对称体系中磁泡的形成及其拓扑性进行了系统考察. 首先, 适合的磁各向异性是形成磁泡的必要条件; 其次, 在条纹畴情形下, 加垂直磁场时磁泡的拓扑性很大程度上依赖于基态畴的畴壁特性. 在纳米结构中, 材料的边界也会对磁泡的形成产生影响. 另外磁场的倾斜或者一定的面内各向异性也会改变磁泡的形态. 因此可通过控制磁各向异性、基态磁结构 (磁畴)、磁场角度以及样品边界等对磁泡的拓扑性进行有效调控, 以满足不同实用条件下对斯格明子性能的要求.

参考文献

[1] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797

[2] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988

[3] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 839

[4] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152

[5] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602

[6] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201

[7] Münzer W, Neubauer A, Adams T, Mühlbauer S, Franz C, Jonietz F, Georgii R, Böni P, Pedersen B, Schmidt M, Rosch A, Pfleiderer C 2010 *Phys. Rev. B* **81** 041203

[8] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[9] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915

[10] Heinze S, Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713

[11] 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, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283

[12] Boulle O, Vogel J, Yang H X, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Mentes T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigné Y, Stashkevich A, Chérif S M, Avalle L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 449

[13] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899

[14] Malozemoff A P, Slonczewski J C 1979 *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press) p1

[15] Grundy P J 1977 *Contem. Phys.* **18** 47
[16] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198
[17] 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, Hu F, Wu G H, Shen B G, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
[18] Hou Z P, Ren W J, Ding B, Xu G Z, Wang Y, Yang B C, Zhang Q, Zhang Y, Liu E K, Xu F, Wang W H, Wu G H, Zhang X X, Shen B G, Zhang Z D 2017 *Adv. Mater.* **29** 1701144
[19] Hou Z P, Zhang Q, Xu G Z, Gong C, Ding B, Wang Y, Li H, Liu E K, Xu F, Zhang H, Yao Y, Wu G H, Zhang X X, Wang W H 2018 *Nano. Lett.* **18** 1274
[20] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 742
[21] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643
[22] Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795
[23] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
[24] Jin C D, Song C K, Wang J B, Liu Q F 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 182404
[25] Yu X, Tokunaga Y, Taguchi Y, Tokura Y 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603958
[26] Jiang W J, Chen G, Liu K, Zang J D, Velthuis S, Hoffmann A 2017 *Phys. Rep.* **704** 1
[27] Nakajima H, Kotani A, Harada K, Ishii Y, Mori S 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224427
[28] Nagaosa N, Yu X Z, Tokura Y 2012 *Phil. Trans. R. Soc. A* **370** 5806
[29] Yu X, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 8856
[30] Han B S 2017 *Physics* **46** 352 (in Chinese) [韩宝善 2017 物理 **46** 352]
[31] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463
[32] Li J 2017 *Physics* **46** 281 (in Chinese) [栗佳 2017 物理 **46** 281]
[33] Donahue M J, Porter D G 1999 *OMMFF User's Guide Version 10* (Gaithersburg, MD: NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology)
[34] Zhang Z D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 67503 (in Chinese) [张志东 2015 物理学报 **64** 67503]
[35] Du H F, Che R C, Kong L Y, Zhao X B, Jin C M, Wang C, Yang J Y, Ning W, Li R W, Jin C Q, Chen X H, Zang J D, Zhang Y H, Tian M L 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
[36] Kotani A, Nakajima H, Harada K, Ishii Y, Mori S 2016 *Phys. Rev. B* **94** 024407

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology*

Xu Gui-Zhou[1)] Xu Zhan[1)] Ding Bei[2)] Hou Zhi-Peng[2)]
Wang Wen-Hong[2)] Xu Feng[1)†]

1) (*School of Materials Science and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)

2) (*State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 22 March 2018; revised manuscript received 17 May 2018)

Abstract

Owing to the topologically protected properties, magnetic skyrmions possess high stability and small critical driving current, thus making them potentially applied to future racetrack memory devices. Skyrmions have been identified in several material systems. One large class contains the centrosymmetric materials, where skyrmions emerge as the competition between perpendicular magnetic anisotropy and magnetic dipolar interactions. The recently reported skyrmion host includes La-Sr-Mn-O, hexagonal MnNiGa, Fe_3Sn_2, etc. In these systems, due to the isotropic characteristic of the dipolar interaction, magnetic bubble can exhibit various topologies and helicities. The common types of bubbles existing in the materials are the trivial one with $n = 0$ (n is the topological charge) and the non-trivial one with $n = 1$, and the latter is taken to be equivalent to magnetic skyrmion. In this article, we investigate the formation of skyrmions under various magnetic parameters and the role of stripe domain chairity in tuning the bubble topology. The main method we use here is micromagnetic simulation with the Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) code. Also some recent experimental results on MnNiGa and Fe_3Sn_2 are exhibited and compared with the simulation prediction. Under a fixed magnetization (M_s), by tuning the exchange constant A and magnetic anisotropy K_u, we find that the domains can evolve into a bubble state under a moderate anisotropy value, and to some extent, large anisotropy favors the formation of $n = 1$ topological skyrmion. In the case of the stripe domains, it is found that different initial configuration can lead to different domain wall charity and further change the process of skyrmion formation. When the magnetization in the domain wall orients in the same direction, $n = 0$ bubble will form upon applying magnetic field. While the magnetization in the wall orients alternatively up and down, a topological skyrmion is directly formed. In the stripe domains with inversed 180° Bloch wall, in-plane magnetization dominates and no bubble or skyrmion can form. In addition, the tilt of the magnetic field and uniaxial anisotropy can also change the morphology and topology of the skyrmions, which has been verified in our experiments. According to the above results, we propose to tune the topology of skyrmions in centrosymmetric material through adjusting the ground magnetic state, magnetic anisotropy and in- plane components, which can be realized by element doping at different sites and appropriately designing the sample.

Keywords: magnetic skyrmions, domain wall, micromagnetic

PACS: 75.75.–c, 75.75.Fk, 75.47.Np **DOI:** 10.7498/aps.67.20180513

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11604148).

† Corresponding author. E-mail: xufeng@njust.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应

孟康康 赵旭鹏 苗君 徐晓光 赵建华 姜勇

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions

Meng Kang-Kang Zhao Xu-Peng Miao Jun Xu Xiao-Guang Zhao Jian-Hua Jiang Yong

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 131202 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180369
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180369
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

新型 4d/5d 基超导体的结构和物性
Crystal structures and physical properties of novel 4d/5d based superconductors
物理学报.2018, 67(12): 127101 http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.127101

外加电场和 Al 组分对纤锌矿 AlGaN/GaN 量子阱中的电子 g 因子的影响
Effects of external electric field and Al content on g factor of wurtzite AlGaN/GaN quantum wells
物理学报.2018, 67(5): 057101 http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172213

专题: 磁斯格明子

铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应*

孟康康[1)†] 赵旭鹏[2)] 苗君[1)] 徐晓光[1)] 赵建华[2)] 姜勇[1)‡]

1) (北京科技大学材料科学与工程学院, 北京 100083)

2) (中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(2018 年 3 月 1 日收到; 2018 年 5 月 4 日收到修改稿)

在铁磁/非磁金属异质结中, 界面处的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用会诱导诸如磁性斯格明子等手性磁畴壁结构的形成. 当巡游电子通过手性磁畴壁结构时, 会获得一个贝里相位, 而相应的贝里曲率则等效于一个外磁场, 它将诱导额外的霍尔效应, 即拓扑霍尔效应. 拓扑霍尔效应是当前磁性斯格明子和自旋电子学研究领域的热点之一. 本文由实空间贝里相位出发, 简要介绍了拓扑霍尔效应的物理机制; 然后着重讨论了铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应, 包括磁性多层膜中和 MnGa/重金属双层膜中的拓扑霍尔效应. 这两种结构都可以通过改变材料的厚度、种类、生长方式等调控界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用, 从而有效地调控磁性斯格明子和拓扑霍尔效应.

关键词: 斯格明子, 自旋轨道耦合, 自旋电子学

PACS: 12.39.Dc, 71.70.Ej, 75.78.Jp **DOI:** 10.7498/aps.67.20180369

1 引 言

磁性斯格明子是一种具有非平庸拓扑自旋结构的准粒子, 因其结构十分稳定, 有望作为未来存储器件中的信息载体, 而且磁性斯格明子的出现理论上能够降低电流驱动磁畴壁运动所需的电流密度, 因此可以进一步改进和发展以自旋为基础的信息处理和存储技术[1]. 磁性斯格明子的形成有多种物理机制, 其中由自旋轨道耦合引起的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DM 相互作用) 是诱发磁性斯格明子的最普遍来源[2,3]. 早期的磁学研究认为海森伯交换作用决定了磁性材料的基态性质, 其强度表达式为 $J_{12}\boldsymbol{S}_1\cdot\boldsymbol{S}_2$, J_{12} 是交换系数, $\boldsymbol{S}_1$ 和 $\boldsymbol{S}_2$ 是相邻两个格点的自旋矢量, J_{12} 决定了相邻磁矩成平行或反平行排列. 事实上, 自旋轨道耦合会导致各向异性交换作用的出现, 这种各向异性交换作用被称作 DM 相互作用, 其表达式为 $\boldsymbol{D}_{12}\cdot(\boldsymbol{S}_1\times\boldsymbol{S}_2)$, $\boldsymbol{D}_{12}$ 是 DM 相互作用系数, 其大小和方向依赖于多种因素, 包括电子波函数的具体表达形式、材料的对称性和晶体结构[4,5] 等. DM 相互作用通常出现在中心反演对称性发生破缺的体系比如 B20 结构的手性材料中, 或者是界面反演对称性破缺的磁性异质结当中[6]. 当 DM 相互作用对整体的磁性能的贡献足可以和海森伯交换作用以及磁各向异性能等相比较时, 磁性斯格明子就可以在铁磁材料背景中形成来降低总的磁性能并保持磁结构稳定. 图 1 (a) 简要描述了基于磁性金属和强自旋轨道耦合金属组成的异质结中界面处的 DM 相互作用, 衬底含有强自旋轨道耦合的重原子, $\boldsymbol{D}_{12}$ 的方向沿异质结界面指向外面[7]. 此时, 在这种异质结中将形成如图 1 (b) 所示的 Néel 型磁性斯格明子[8]: 中心的自旋向下, 周围的自旋沿垂直于径向的面内轴旋转 π 角, 最终在边界处自旋指向向

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2015CB921502) 和国家自然科学基金 (批准号: 51731003, 61404125, 51471029, 51671019, 11574027, 51501007, 51602022, 61674013, 51602025) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kkmeng@ustb.edu.cn

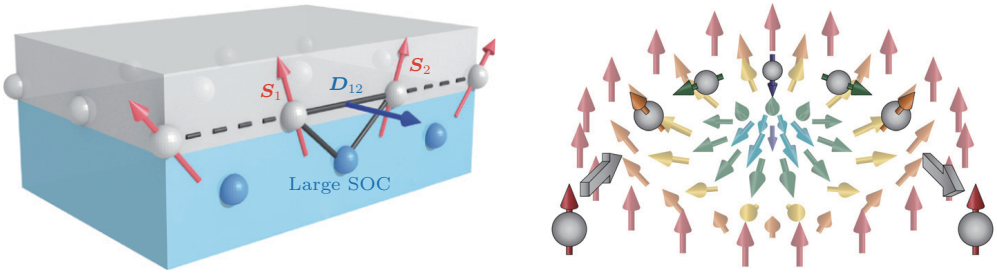
‡ 通信作者. E-mail: yjiang@ustb.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

上. 当巡游电子通过磁性斯格明子时, 会获得一个贝里相位, 而相应的贝里曲率则等效于一个外磁场, 它将诱导额外的霍尔效应——拓扑霍尔效应.

拓扑霍尔效应是研究DM相互作用的有效手段, 并且能够在一定条件下间接地证明磁性斯格明子的存在. 在非中心对称的B20结构MnSi[9], MnGe等[10]材料中, 由于空间反演对称性的破缺, 材料中的DM相互作用有利于磁矩手性排列从而产生磁性斯格明子以及拓扑霍尔效应, 如图2所示[10].

但是, 这类材料体系中的磁性斯格明子和拓扑霍尔效应多数依赖于低温和强磁场条件, 不利于拓扑霍尔效应物理机制的研究以及磁性斯格明子的实际应用. 与此不同的是, 近年来研究者们把目光投到由铁磁性和非磁性金属组成的异质结上, 希望可以通过改变材料的种类、厚度、界面、表面、周期等条件在室温下调制磁性斯格明子的密度、大小和稳定性, 以期构建高密度、高速度、低能耗磁存储器件[11−14]. 然而, 需要指出的是拓扑霍尔效应并不仅仅来源于DM相互作用, 一些具有标量自旋手性结构的磁体中也会引起拓扑霍尔效应[15,16]. 本文以实空间中的贝里相位为出发点, 只着重介绍近年来在铁磁/非磁金属异质结中由界面DM相互作用导致的拓扑霍尔效应.



(a) (b)

图1 (a) 铁磁/非磁金属异质结界面处的DM相互作用[7]; (b) Néel型磁性斯格明子的自旋结构, 当一个巡游电子通过这个磁性斯格明子时, 自旋的方向旋转了2π并因此获得了一个贝里相位而产生拓扑霍尔效应[8]

Fig. 1. (a) Sketch of a DM interaction at the interface of ferromagnetic metal/non-ferromagnetic metal heterojunctions[7]; (b) the spin texture of a Néel-type skyrmion, when the a electron traverses it, the electron spin undergoes a 2π rotation, and the Berry phase accumulated results in the topological Hall effect[8].

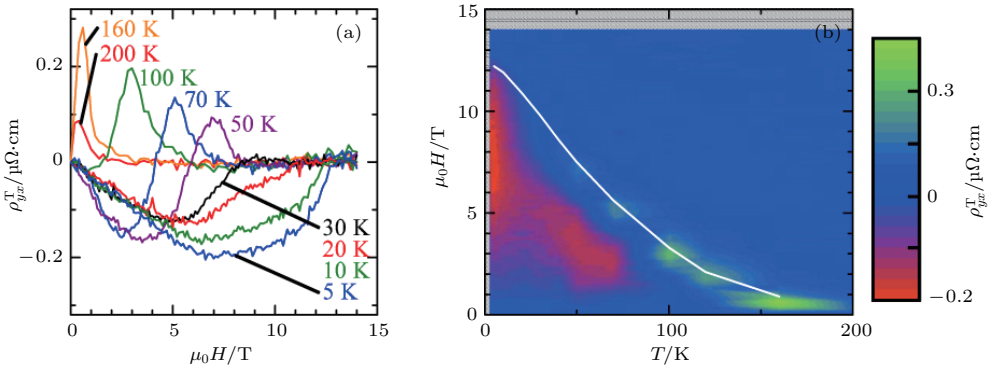


图2 (a) MnGe中拓扑霍尔电阻率ρ_{xy}^{T}随磁场的变化关系; (b) 拓扑霍尔电阻率在温度和磁场平面上的等值线图, 白线代表矫顽力随温度的变化[10]

Fig. 2. (a) Magnetic-field dependence of topological Hall resistivity ρ_{xy}^{T}; (b) a contour map of ρ_{xy}^{T} in the plane of temperature and magnetic field. The white curve represents the temperature variation of the critical field, at which the ferromagnetic spin-collinear state is realized[10].

2 实空间贝里相位

在哈密顿量$H(t)$含时的体系中, $H(t)$通过参量$\boldsymbol{R}(t)$随时间变化, 例如$\boldsymbol{R}(t)$可以是随时间变化的外磁场$\boldsymbol{B}(t)$或者外电场$\boldsymbol{E}(t)$, $\boldsymbol{R}(t)$张开一个参数空间, 则$H(\boldsymbol{R}(t))$随参量$\boldsymbol{R}(t)$而变化. 此时薛定谔方程的绝热近似解可以表示成

$$\Psi(t) = a_n(t)\exp\left[-\frac{\mathrm{i}}{\hbar}\int_0^{\mathrm{t}} E_n(\boldsymbol{R}(t))\,\mathrm{d}t'\right] \cdot \psi_n(\boldsymbol{R}(t)),$$

$$|a_n(t)|^2 = 1. \tag{1}$$

若令 $a_n(t) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta_n(t)}$, $\beta_n(t)$ 即为贝里相位. 设 $\boldsymbol{R}(t)$ 做周期变化, τ 为周期, 则 $\beta_n(\tau)$ 是参数空间中沿闭合曲线 C 的积分可以表示为

$$\begin{aligned}\beta_n(\tau) &= \mathrm{i}\int_{R(0)}^{R(\tau)} \mathrm{d}\boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{A}_n(\boldsymbol{R}) \\ &= \oint_{\mathrm{C}} \mathrm{d}\boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{A}_n(\boldsymbol{R}), \\ \boldsymbol{A}_n(\boldsymbol{R}) &= \mathrm{i}\left(\psi_n(\boldsymbol{R}), \frac{\partial}{\partial\boldsymbol{R}}\psi_n(\boldsymbol{R})\right).\end{aligned} \tag{2}$$

$\beta_n(\tau)$ 可记为 $\beta_n(C)$, 利用斯托克斯定理, (2) 式可改记为

$$\begin{aligned}\beta_n(C) &= \iint_S \left[\frac{\partial}{\partial R}\times\boldsymbol{A}_n(\boldsymbol{R})\right]\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S} \\ &= \iint_S \boldsymbol{B}_n\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S},\end{aligned} \tag{3}$$

$\boldsymbol{A}_n(\boldsymbol{R})$ 可看成参数 $\boldsymbol{R}$ 空间的矢势, 称作贝里联络; $\boldsymbol{B}_n(\boldsymbol{R}) = \dfrac{\partial}{\partial\boldsymbol{R}}\times\boldsymbol{A}_n(\boldsymbol{R})$ 可看成参数空间中的"磁场强度", 即所谓的贝里曲率. 当 $\boldsymbol{R}$ 空间为动量空间, 在有自旋轨道耦合的磁性金属中, 由于破坏了时间反演对称性, 贝里曲率不可被忽视, 它贡献一个横向的反常速度, 并最终导致了在没有任何外加磁场的情况下的内秉反常霍尔效应的出现. 而对于一个在空间或时间上分布不均匀且结构平滑的磁结构, 当一个自由电子穿过这个磁结构时就产生了一个典型的实空间贝里相位 [17]. 此时, 薛定谔方程可以表示为

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi = \left[\frac{p^2}{2m_{\mathrm{e}}} - J_{\mathrm{ex}}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r},t)\right]\psi, \tag{4}$$

$\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利矩阵矢量, $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r},t)$ 是磁矩的单位矢量. 由于 $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r},t)$ 随空间和时间变化, 可以首先将量子化轴的方向由 $(\boldsymbol{e}_{\mathrm{z}})$ 旋转至平行于有着确定 $(\boldsymbol{r},t)$ 的 $\boldsymbol{m}$ 方向, 波函数可以写作 $\psi = U(\boldsymbol{r},t)\varphi$, $U = \exp\big(-\mathrm{i}(\theta/2)\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n}\big)$, θ 是旋转角度, $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{e}_{\mathrm{z}}\times\boldsymbol{m}/|\boldsymbol{e}_{\mathrm{z}}\times\boldsymbol{m}|$ 是旋转坐标轴, 将 (4) 式左乘 U^+, 则 (4) 式可以写成

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\varphi = \left[eV^{\mathrm{s}} + \frac{(\boldsymbol{p}-e\boldsymbol{A}^{\mathrm{s}})^2}{2m_{\mathrm{e}}} - J_{\mathrm{ex}}\sigma_{\mathrm{z}}\right]\varphi, \tag{5}$$

$V^{\mathrm{s}} = -(\mathrm{i}\hbar/e)U^+\partial_{\mathrm{t}}U$ 和 $\boldsymbol{A}^{\mathrm{s}} = (\mathrm{i}\hbar/e)U^+\nabla U$ 相当于标量势和矢量势. 当磁矩矢量 $\boldsymbol{m}$ 随空间和时间缓慢变化时, 标量势和矢量势可以看作对未受影响的 Hamilton $H_0 = p^2/2m_{\mathrm{e}} - J_{\mathrm{ex}}\sigma_{\mathrm{z}}$ 的微扰, 这个哈密顿量描述了自旋向上和自旋向下的能带. 在绝热近似下, V^{s} 和 $\boldsymbol{A}^{\mathrm{s}}$ 分别作用在这两个能带上. 这样, 每个能带中将引入等效的电场 E_i 和磁场:

$$\begin{aligned}E_i &= -\partial_i V^{\mathrm{s}} - \partial_{\mathrm{t}}A^{\mathrm{s}}_{\mathrm{t}} \\ &= \pm(\hbar/2e)(\partial_{\mathrm{t}}\boldsymbol{m}\times\partial_i\boldsymbol{m})\cdot\boldsymbol{m}, \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}B_i &= \varepsilon^{ijk}(\partial_j A^{\mathrm{s}}_{\mathrm{k}} - \partial_{\mathrm{k}}A^{\mathrm{s}}_j) \\ &= \mp(\hbar/2e)\varepsilon^{ijk}(\partial_j\boldsymbol{m}\times\partial_{\mathrm{k}}\boldsymbol{m})\cdot\boldsymbol{m}, \end{aligned} \tag{7}$$

$\pm$ 代表自旋向上和自旋向下; 下角标 (i,j,k) 代表空间坐标 (x,y,z); ε^{ijk} 是反对称单位张量. 等效磁场 B_i 包含了磁结构的信息, 直接导致一个额外霍尔信号的产生, 这个额外的霍尔效应即被称作拓扑霍尔效应. 此时, 材料体系中总的霍尔电阻率可以表示为 [9]

$$\rho_{\mathrm{H}} = R_0 B + \rho_{\mathrm{A}} + \rho_{\mathrm{T}}, \tag{8}$$

其中 R_0 是正常霍尔系数, ρ_{A} 是反常霍尔电阻率, ρ_{T} 是拓扑霍尔效应的贡献. ρ_{A} 与材料的磁矩成正比, 具体系数可以通过反常霍尔电阻率和纵向电阻率的函数关系得到. 当外加磁场 B 足够大时, 手性磁结构消失, ρ_{T} 为零, 此时霍尔效应完全来源于材料的铁磁性质.

3 磁性多层膜结构中的拓扑霍尔效应

在由超薄磁性金属和强自旋轨道耦合金属组成的多层膜结构中, 由于界面反演对称性破缺, 界面或者表面将产生 DM 相互作用从而诱导出 Néel 型磁性斯格明子 [6]. 此时, 磁畴壁的能量包含了 DM 相互作用, 可以表示为 $\sigma = 4\sqrt{AK} - \pi D$, A 是交换作用强度, K 是磁各向异性能, D 是 DM 相互作用强度. 由此式可以推断, 需要降低 σ 的大小以得到尽可能稳定的非平庸拓扑自旋结构, 如果将 σ 等于零作为限制条件就会得到临界 DM 相互作用强度 $D_{\mathrm{c}} = 4\sqrt{AK}/\pi$ [18,19]. 由此, 在这种异质结中, 如果希望得到稳定的磁性斯格明子和拓扑霍尔效应, 问题就集中在如何提高 DM 相互作用强度或者降低临界 DM 相互作用强度. 为了增强界面处的有效 DM 相互作用, 实验上通常采用的方法是将超薄铁磁性金属上下表面都与强自旋轨道耦合金属接触, 例如在 Pt/Co/Ta 和 Ir/Co/Pt 等多层膜结构中, 可以在室温下观测到大小为 50—100 nm 左右的磁性斯格明子 [11]. 因为 Fe/Ir 和 Co/Pt 界面处均具有较强的 DM 相互作

用, Soumyanarayanan 等[8]研究了 Ir/Fe/Co/Pt 多层膜中的可调控的磁性斯格明子和拓扑霍尔效应. 利用 Yang 等[14]建立的模型, 通过第一性原理计算得到 Ir/Fe/Co/Pt 多层膜结构中 Fe/Co 不同厚度下的 DM 相互作用强度, 如图 3 所示. 有效 DM 相互作用强度 $\boldsymbol{D}_{\rm DFT}$ 与总原子 DM 相互作用强度 $d^{\rm tot}$ 关系为 $\boldsymbol{D}_{\rm DFT}=\dfrac{3\sqrt{2}}{a^2}\cdot\dfrac{d^{\rm tot}}{N_{\rm F}}$, 其中 a 是晶格常数, $N_{\rm F}$ 代表磁性层数量. 可以发现, $\boldsymbol{D}_{\rm DFT}$ 在 Fe 和 Co 均为 1 ML 时的结构中出现了一个非常明显的峰值, 验证了如果结构中包含 Co/Pt 和 Fe/Ir 两种界面可以有效地增强整体的 DM 相互作用[8].

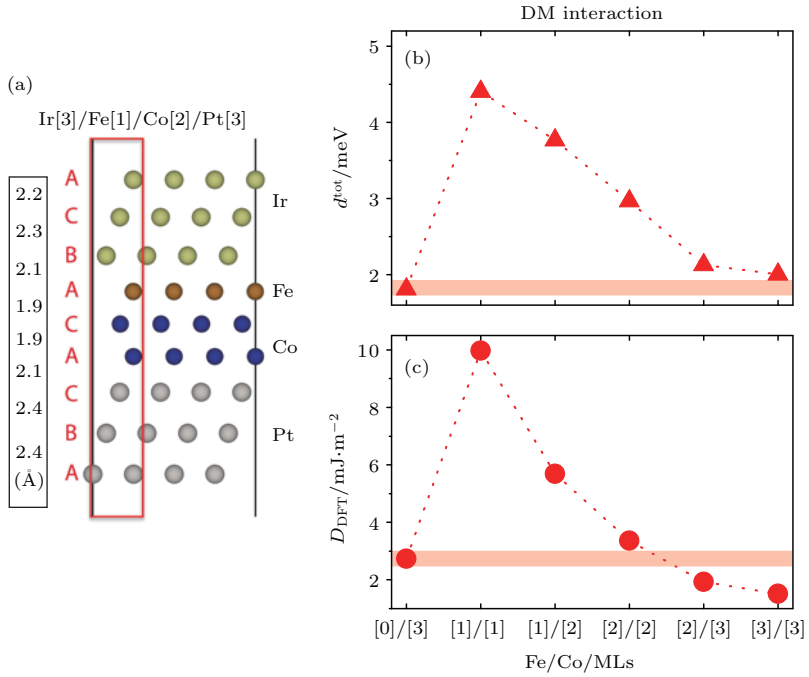


图 3 (a) 用于理论计算的 Ir[3]/Fe[1]/Co[2]/Pt[3] 结构中的原子配置示意图, 单位为 Å; (b), (c) 表示 Ir[3]/Fe[a]/Co[b]/Pt[3] 结构中总的 DM 相互作用强度 $d^{\rm tot}$ 和有效 DM 相互作用强度 $\boldsymbol{D}_{\rm DFT}$ 随 Fe/Co 组分不同而发生的变化[8]

Fig. 3. (a) Schematic atomic conguration of a representative multilayer stack, Ir[3]/Fe[1]/Co[2]/Pt[3], used for *ab initio* density functional theory calculations, the relaxed interlayerdistances (in Å) are indicated on the left; (b), (c) total atomic DMI strength $d^{\rm tot}$ and effective DMI strength $\boldsymbol{D}_{\rm DFT}$ in Ir[3]/Fe[a]/Co[b]/Pt[3] stacks with varying Fe/Co composition (number of atomic layers in braces).

由此理论计算结果, 实验上通过改变铁磁层 Fe/Co 的比例和厚度, 可以控制多层膜结构中的 DM 相互作用的强度、磁各向异性能、交换作用能等, 从而可以调制磁性斯格明子的大小、密度以及拓扑霍尔效应等. 另一方面, 通过控制上述参量, 也可以有效地降低临界 DM 相互作用强度 $D_{\rm c}$, 当 DM 相互作用强度满足 $D>D_{\rm c}$ 时, 就可以得到结构稳定的磁性斯格明子, 这对实际的技术应用至关重要.

拓扑霍尔信号可以由总的霍尔信号减去正常和反常霍尔信号, 后两项之和可以表示为 $\rho_{\rm H}^{\rm fit}=R_0B+R_{\rm S}M(B)$. 由此看出, 需要首先得到正常霍尔系数 R_0、磁化曲线 $M(B)$ 和反常霍尔系数 $R_{\rm S}$, 才能最后得到拓扑霍尔效应的贡献. 正常霍尔系数可根据总的霍尔信号很容易地得出, 图 4 (b) 给出了 Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt 多层膜的磁化曲线. 反常霍尔系数 $R_{\rm S}$ 包含了外禀机制 (side-jumps scattering 和 skew scattering) 和内秉机制, 需要通过测量反常霍尔电阻率和纵向电阻率, 然后拟合二者之间的关系才能得到. 图 4 (c) 给出了 Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt 多层膜总的霍尔电阻率、纵向电阻率、拟合得到的 $\rho_{\rm H}^{\rm fit}$, 由此可以得到拓扑霍尔电阻率, 如图 4 (d) 所示. 将拓扑霍尔效应信号与磁力显微镜的结果相比较, 可以发现当磁场很大时磁性斯格明子湮灭, 只有普通磁畴壁存在以及相应的反常霍尔信号的贡献, 此时拓扑霍尔效应消失. 但是, 当磁场减小至 80 mT 时, 拓扑霍尔信号非常明显 (对应曲线中的峰值),

这是由磁性斯格明子在这个磁场下的稳定存在导致的. 如果继续减小磁场, 则普通磁畴壁和磁性斯格明子同时存在, 拓扑霍尔效应信号减小. 总之, 上述拓扑霍尔效应可以归结于磁性多层膜结构中的Néel 型磁性斯格明子的形成. 最后, 根据拓扑霍尔效应和磁力显微镜的结果推算出的DM相互作用强度D确实在Fe/Co特定组分下存在着一个最大值, 如图4 (g)所示, 与理论预期相同, 即Co/Pt和Fe/Ir两界面可以有效地增强整体的DM相互作用.

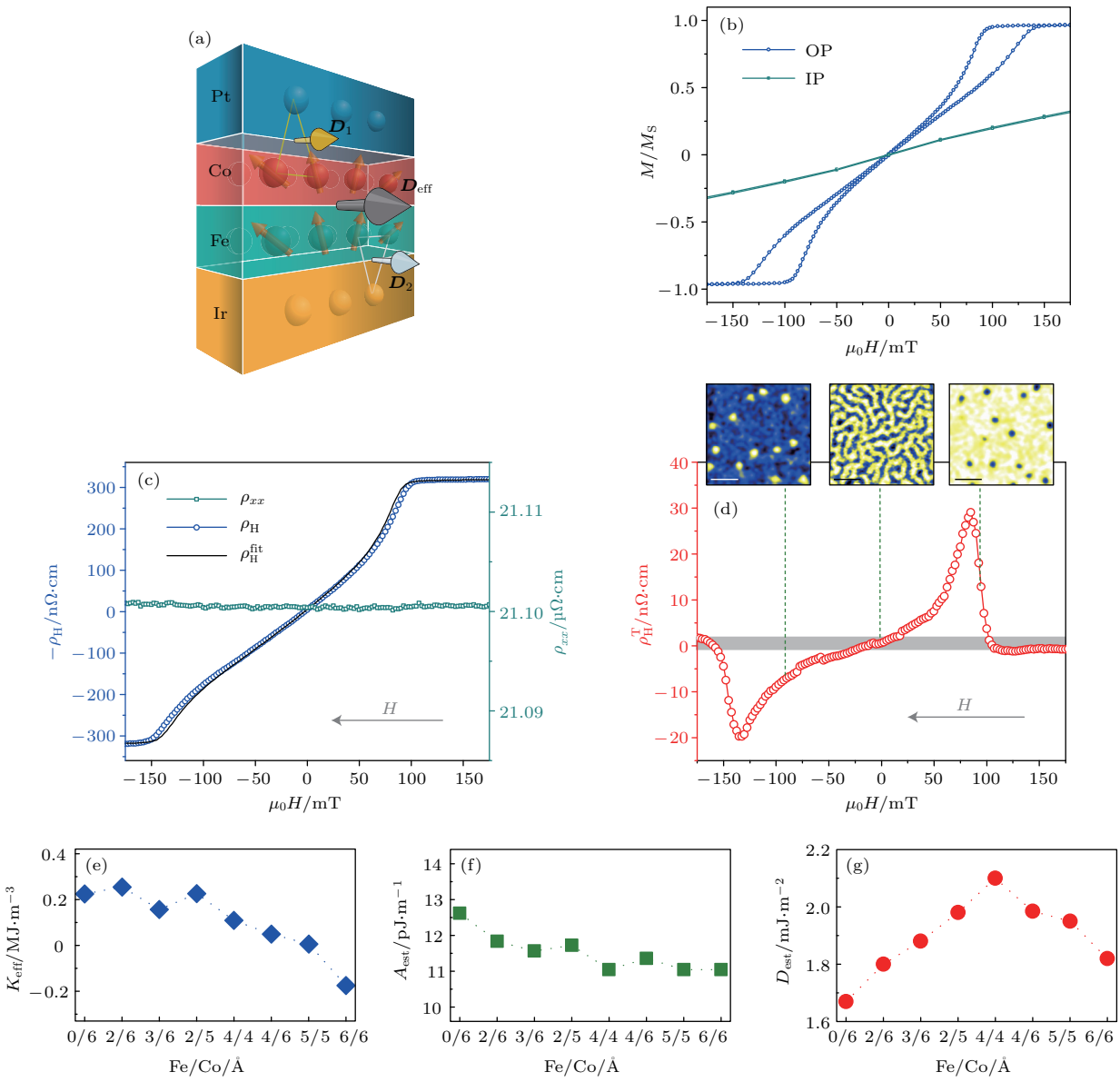


图4 (a) Ir/Fe/Co/Pt多层膜中的DM相互作用示意图; (b) 室温下Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt多层膜面外和面内的磁化曲线; (c) 室温下该多层膜的霍尔效应以及纵向电阻曲线; (d) 室温下拓扑霍尔信号与磁畴结构的对照[8]; (e) —(f) 分别给出了根据实验结果推导出的磁各向异性能K, 交换作用强度A和DM相互作用强度D

Fig. 4. (a) Sketch of a DM interaction in the Ir/Fe/Co/Pt multilayers; (b) hysteresis loops for the out-of-plane and in-plane magnetizations of the Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt multilayers at 300 K; (c) total Hall resistivities and longitude resistivities in this multilayers at 300 K; (d) topological Hall resistivities and MFM images in this multilayers at 300 K; (e)–(f) the variation of magnetic interactions K, A and D across the samples studied in this work[8].

值得指出的是, 拓扑霍尔效应和磁性斯格明子的尺寸、密度相关, Maccariello等[20]探测了多层膜结构Ta(5)/Pt(10)/[Co(0.8)/Ir(1)/Pt(1)]$_{20}$/Pt(3)(单位: nm)中由单个磁性斯格明子导致的霍尔效应的变化. 如图5 (a)所示, 将霍尔效应的测量和MFM的测量实时联合起来, 即通入脉冲电流之后观测同一样品区域的霍尔信号和MFM信号. 图5 (b)表示在宽度为400 nm的器件中, 通入电流

密度大小为2.5×10^{11} A·m^{-2}, 脉宽为80 ns 的脉冲电流之后, 形成了单个磁性斯格明子, 霍尔信号也发生了改变. 然而, 霍尔信号的改变被证明几乎完全来自于反常霍尔效应, 拓扑霍尔效应的贡献几乎为零. 不同于B20结构中高密度的磁性斯格明子导致的高等效磁场, 这种多层膜结构中的磁性斯格明子密度很低, 拓扑霍尔效应的贡献相对于反常霍尔效应较小. 另一方面, 由于电子的平均自由程远小于磁性斯格明子的尺寸而且金属多层膜结构中载流子密度很大, 拓扑磁结构对总的霍尔效应的影响会减弱.

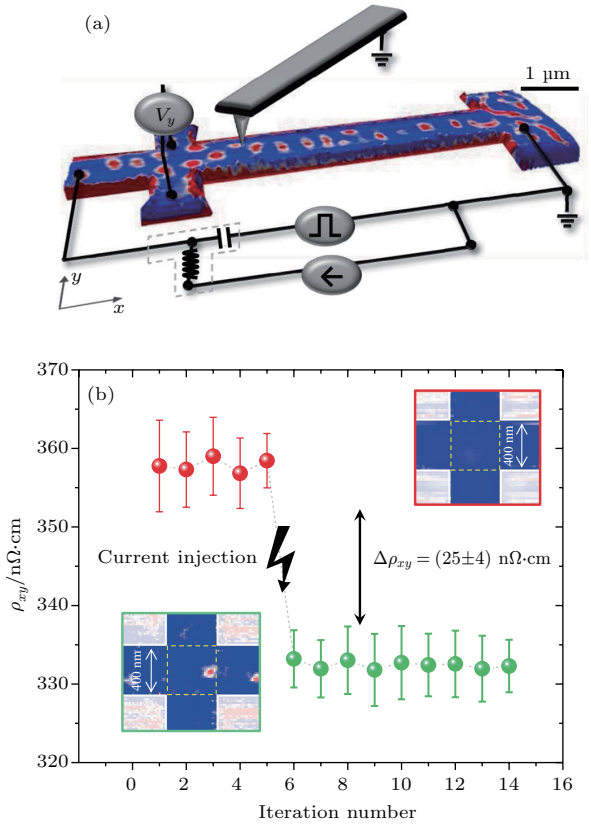


图5 (a) 电学和MFM测量示意图; (b) 器件SEM图; (c) 尺寸为80 nm的磁性斯格明子的STXM轮廓图; (d) 通入脉冲电路后, 单个磁性斯格明子的形成和导致的霍尔信号改变[20]

Fig. 5. (a) Scheme of the experimental set-up for electrical measurements integrated in an MFM; (b) variation in Hall due to a single skyrmion [20].

4 MnGa/重金属异质结中的拓扑霍尔效应

过去几年中, 我们在基于垂直磁各向异性金属MnGa和强自旋轨道耦合金属组成的双层膜中的反常霍尔效应和自旋轨道转矩方面取得了一些进展[21,22]. 自旋轨道转矩的有效应用需要尽可能地降低翻转电流密度, 而自旋轨道转矩驱动普通磁畴壁运动的临界电流密度太大, 一般在10^7 A· cm^{-2}左右, 而磁性斯格明子的出现则是给自旋轨道转矩的实际应用带来了曙光. 理论上, 这种非平庸拓扑自旋结构的出现将使得自旋轨道转矩的翻转电流密度降低5—6个数量级. 另一方面, Belabbes等[23]通过第一性原理计算发现, 在由3d过渡族金属和5d过渡族金属组成的异质结中, 界面处的轨道杂化以及依赖于洪德定则的3d壳层电子的排列方式直接决定了DM相互作用的大小和符号. 电子占据态和非占据态之间的自旋跳跃对DM相互作用至关重要, 而在Mn原子中电子在3d壳层的排列是半满状态, 这些状态之间所有可能的跃迁都将贡献于DM相互作用, 因此Mn原子与5d过渡族金属界面处的DM相互作用最强.

基于这些原因, 我们研究了MnGa/Ta和MnGa/Pt异质结中的拓扑霍尔效应. 首先采用分子束外延的手段制备了垂直磁各向异性金属MnGa, 厚度约4 nm, 通过改变温度等生长条件可以控制MnGa的饱和磁化强度M_s和有效各向异性场H_k的大小, 由此就可以调制磁各向异性能$K=M_sH_k/2$的大小, 并最终尽可能降低临界DM相互作用强度$D_c=4\sqrt{AK}/\pi$, 这里假设材料内的交换作用能A保持不变[24]. 我们对比了三组样品, 分别表示为Sample A, B和C, 具体参数列于表1. 可以看出, Sample B的临界DM相互作用强度最小.

表1 三组样品的饱和磁化强度M_s, 有效各向异性场H_k, 磁各向异性能K和临界DM相互作用强度D_c[24]

Table 1. Saturation magnetization M_s, the anisotropy field H_k, uniaxial PMA constant K, the critical DMI energy constant D_c of the three samples [24].

Sample	M_s/kA·m^{-1}	H_k/T	K/kJ·m^{-3}	D_c/mJ·m^{-2}
A	145	13.7	993	1.82
B	51	4.5	115	0.652
C	63	9.5	299	1.08

然后, 利用磁控溅射在Sample B上面沉积不同厚度(2和5 nm)的Pt和Ta薄膜. 最后, 将上述异质结加工成霍尔器件, 探测5—300 K温度区间内的电输运性质. 由图6 (a)和图6 (b)可以发现, 单层MnGa具有明显的垂直磁各向异性, 也表现出与以往研究结果相似的反常霍尔效应[21]. 在沉积了重金属Pt和Ta之后, 总的霍尔信号里出现了拓扑霍尔效应的贡献, 如图6 (c)—(f)所示.

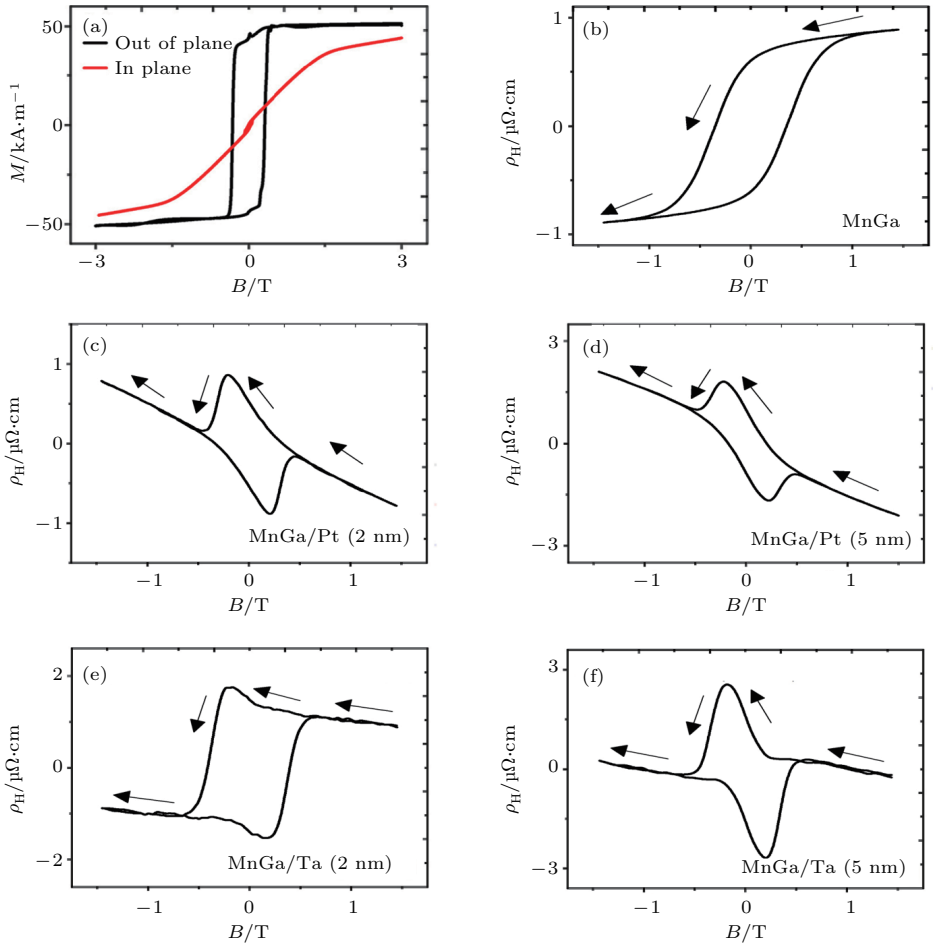


图 6 (a) 室温下单层 MnGa 面外和面内的磁化曲线; (b) 室温下单层 MnGa 的总霍尔效应曲线; (c)—(f) 室温下 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta 的总霍尔效应曲线 [24]

Fig. 6. (a) Hysteresis loops for the out-of-plane and in-plane magnetizations of the single MnGa film at 300 K; (b) total Hall resistivities in the single MnGa film at 300 K; (c)–(f) total Hall resistivities in the MnGa/Pt and MnGa/Ta films at 300 K [24].

根据 (8) 式, 为了得到单一的拓扑霍尔效应信号, 总霍尔信号需要减去正常霍尔和反常霍尔效应的贡献. 反常霍尔电阻率可以表示为 $\rho_{\rm A} = \alpha M\rho_{xx0} + bM\rho_{xx}^2$, M 是磁化强度, ρ_{xx} 是纵向电阻率, ρ_{xx0} 是剩余电阻率, α 和 b 是系数. 根据反常霍尔效应的形成机制, 式中的第一项代表了外禀机制, 第二项代表的是内秉机制. 由此, 通过测量磁化强度和纵向电阻率随磁场的变化关系, 可以得出 $\rho_{\rm A}$ 随磁场的变化关系. 图 7 给出了 5—300 K 温度区间内 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta 中单一的拓扑霍尔信号. 可以发现在整个温度区间内均具有很强的拓扑霍尔信号, MnGa/Ta 中 $\rho_{\rm T}$ 的大小更高达约 3 μΩ·cm, 这要远大于前述 Ir/Fe/Co/Pt 多层膜中的 $\rho_{\rm T}$. 另一方面, 与非中心对称的 B20 结构手性磁体中的拓扑霍尔效应相比, MnGa/重金属异质结中的拓扑霍尔信号并不依赖于低温, 这预示着这种异质结中的斯格明子更具有实际应用价值.

拓扑霍尔效应是由实空间的等效磁场 $B_{\rm eff}$ 诱导产生, $\rho_{\rm T}$ 可以表达成 $\rho_{\rm T} = PR_0B_{\rm eff} = PR_0n_\phi^{\rm T}\phi_0$, P 是传导电子的自旋极化率, $\phi_0 = h/e$ 是单一的磁通量子, $n_\phi^{\rm T}$ 是磁性斯格明子的密度, 每个磁性斯格明子可以产生一个量子突发的磁通量. 基于室温下 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta 中的 $\rho_{\rm T}$, 可以得到相应的磁性斯格明子的密度分别为 800 μm^{-2} 和 10000 μm^{-2}, 而二者磁性斯格明子之间的距离 $(n_\phi^{\rm T})^{-1/2}$ 分别是 35 nm 和 10 nm. 最近, Thiaville 等 [18,19] 通过微磁模拟手段证明, 在具有垂直磁各向异性的超薄磁性金属和强自旋轨道耦合金属组成的异质结中, 由于界面处的 DM 相互作用, 原本铁磁性金属中的 Bloch 型磁畴壁最终转变成具有固定手性的 Néel 型磁畴壁, 并且磁畴壁的尺寸近似为不变. 这里同样可以解释 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta

中的磁性斯格明子为Néel型. 而且, MnGa/Pt和MnGa/Ta中磁性斯格明子的尺寸 $\Delta = \sqrt{A/K}$ 均与单层MnGa中的大小相同(4.47 nm), 只是磁性斯格明子的密度或者说间距不同. 然而, 需要注意的是, 上面把单个的磁性斯格明子看作量子磁通的模型过于简单, 只能对实验结果做定性的认识.

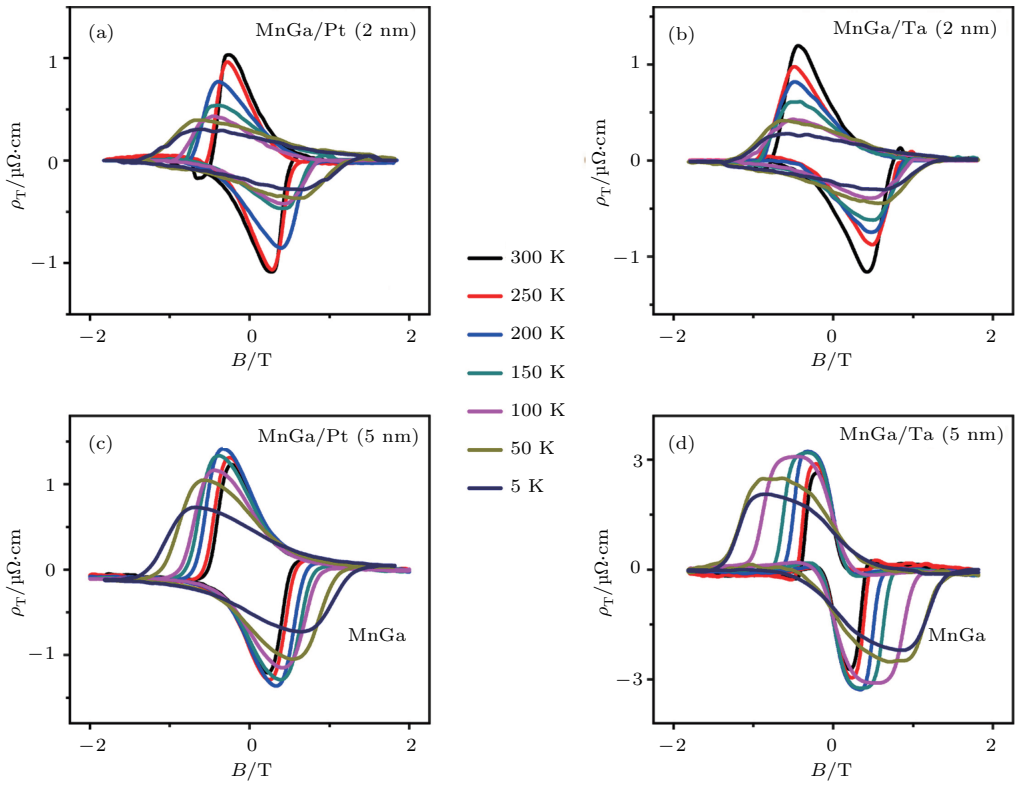


图7 5—300 K温度区间内MnGa/Pt和MnGa/Ta的拓扑霍尔效应曲线[24]

Fig. 7. Topological Hall resistivities in the MnGa/Pt and MnGa/Ta films in the temperature range 5–300 K [24].

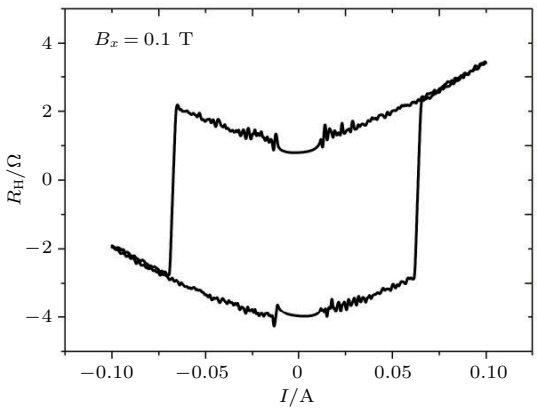


图8 Sample C/Pt (5 nm) 异质结的自旋轨道转矩效应, 外加面内辅助磁场 B_x 为0.1 T[24]

Fig. 8. Spin orbit torque in sample C/Pt (5 nm) bilayers, the applied in plane external field B_x is 0.1 T [24].

需要指出的是, 虽然磁性斯格明子可以被自旋轨道转矩所驱动, 其特殊的磁结构理论上可以大大降低翻转电流密度, 但在实验中我们并没有观测到基于Sample B, 即拓扑霍尔效应最为明显的MnGa样品的自旋轨道转矩. 即便是观测到了基于Sample C的自旋轨道转矩, 如图8所示, 其翻转电流密度与我们之前的研究工作相比并没有降低很多[21,22], 而且并没有实现磁矩的完全翻转. 另一方面, 一般情况下界面DM相互作用起源于体系中的大的自旋轨道耦合和空间反演对称性破缺, 而我们在研究MnGa/重金属这种异质结中的拓扑霍尔效应时, 发现强自旋轨道耦合在这种异质结中的作用更大, 而MnGa的厚度大概在4 nm, 空间反演对称破缺的作用并不大. 基于以上原因, MnGa/重金属这种异质结构中的拓扑霍尔效应和自旋轨道转矩还需要更进一步的研究, 这也是我们正在进行的工作.

5 总 结

实空间贝里相位导致的拓扑霍尔效应是对磁性斯格明子拓扑性质的有效实验验证. 在由磁性金

属和强自旋轨道耦合金属组成的异质结中, 可以通过改变材料的厚度、种类、生长方式等有效地调控DM相互作用, 从而调控磁性斯格明子和拓扑霍尔效应. 而且, 如果铁磁/非磁金属异质结具有垂直磁各向异性, 则其内部形成的Néel型磁性斯格明子可以被自旋轨道转矩所驱动, 其特殊的磁结构理论上可以大大降低翻转电流密度, 具有重要的应用价值. 值得注意的是, 较强的拓扑霍尔效应信号原则上可以看作是对磁性斯格明子的电学读取, 对基于磁性斯格明子的自旋电子学同样有着重要意义.

参考文献

[1] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nano* **8** 152

[2] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241

[3] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91

[4] Ye J, Kim Y B, Millis A J, Shraiman B I, Majumdar P, Tešanovic Z 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3737

[5] Bruno P, Dugaev V K, Taillefumier M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 096806

[6] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031

[7] Fert A 1990 *Mater. Sci. Forum* **59–60** 439

[8] Soumyanarayanan A, Raju M, Oyarce A L G, Tan A K C, Im M Y, Petrovi A P, Ho P, Khoo K H, Tran M, Gan C K, Ernult F, Panagopoulos C 2017 *Nat. Mater.* **16** 898

[9] Li Y, Kanazawa N, Yu X Z, Tsukazaki A, Kawasaki M, Ichikawa M, Jin X F, Kagawa F, Tokura Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117202

[10] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603

[11] Moreau-Luchaire C, Moutas C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, van Horne N, Bouzehouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wohlhüter P, George J M, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nano* **11** 444

[12] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, 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 *Nat. Mater.* **15** 501

[13] Boulle O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Onur Mente T, 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, Gaudin G 2016 *Nat. Nano* **11** 449

[14] Yang H, Thiaville A, Rohart S, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267210

[15] Ueda K, Iguchi S, Suzuki T, Ishiwata S, Taguchi Y, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **102** 086601

[16] Shiomi Y, Mochizuki M, Kaneko Y, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 056601

[17] Zhang S, Zhang S S L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 086601

[18] Rohart S, Thiaville A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184422

[19] Thiaville A, Rohart S, Jué E, Cros V, Fert A 2012 *Europhys. Lett.* **100** 57002

[20] Maccariello D, Legrand W, Reyren N, Garcia K, Bouzehouane K, Collin S, Cros V, Fert, A 2018 *Nat. Nano.* **13** 233

[21] Meng K K, Miao J, Xu X G, Xiao J X, Zhao J H, Jiang Y 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060406

[22] Meng K K, Miao J, Xu X G, Wu Y, Zhao X P, Zhao J H, Jiang Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 214413

[23] Belabbes A, Bihlmayer G, Bechstedt F, Blügel S, Manchon A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 247202

[24] Meng K K, Zhao X P, Liu P F, Liu Q, Wu Y, Li Z P, Chen J K, Miao J, Xu X G, Zhao J H, Jiang Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 060407(R)

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions*

Meng Kang-Kang[1)†] Zhao Xu-Peng[2)] Miao Jun[1)] Xu Xiao-Guang[1)]
Zhao Jian-Hua[2)] Jiang Yong[1)‡]

1) (*School of Materials Science and Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China*)

2) (*State Key Laboratory of Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

(Received 1 March 2018; revised manuscript received 4 May 2018)

Abstract

In a magnetic system, the spin orbit coupling can combine with the exchange interaction to generate an anisotropic exchange interaction that favors a chiral arrangement of the magnetization. This is known as the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). Contrary to the Heisenberg exchange interaction, which leads to collinear alignment of lattice spins, the form of DMI is therefore very often to cant the spins by a small angle. If DMI is strong enough to compete with the Heisenberg exchange interaction and the magnetic anisotropy, it can stabilize chiral domain wall structure such as skyrmion. When a conduction electron passes through a chiral domain wall, the spin of the conduction electron will experience a fictitious magnetic field (Berry curvature) in real space, which deflects the conduction electrons perpendicular to the current direction. Therefore, it will cause an additional contribution to the observed Hall signal that is termed topological Hall effect (THE). The THE has attracted much attention since it is a promising tool for probing magnetic skyrmions. Recent extensive experiments have focused on the the THE in the ferromagnetic/non-ferromagnetic metal heterojunctions due to the inherent tunability of magnetic interactions in two dimensions. We firstly review the THE in ferromagnetic multilayers, in which the domain wall energy with interfacial DMI can be written as $\sigma = 4\sqrt{AK} - \pi D$, where $D$is the effective DMI energy constant, A the exchange constant, K the anisotropy constant. For the most favorable chirality, it lowers the energy. The limit of this situation is when σ goes to zero, which defines the critical DMI energy constant $D_{\rm c} = 4\sqrt{AK}/\pi$. Therefore, the domain wall energy would be negative and the chiral domain walls should proliferate if $D > D_{\rm c}$, and the methods that can modulate D and $D_{\rm c}$ to reduce σ have been explored. We have also reviewed the THE in MnGa/heavy metal bilayers. The largest THE signals have been found based on the MnGa films with smallest $D_{\rm c}$, which correspondingly results in the smallest σ. The large topological portion of the Hall signal from the total Hall signal has been extracted in the whole temperature range from 5 to 300 K and the magnitude of fictitious magnetic field has been determined.

Keywords: skyrmions, spin orbit coupling, spintronics

PACS: 12.39.Dc, 71.70.Ej, 75.78.Jp **DOI:** 10.7498/aps.67.20180369

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2015CB921502) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51731003, 61404125, 51471029, 51671019, 11574027, 51501007, 51602022, 61674013, 51602025).

† Corresponding author. E-mail: kkmeng@ustb.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yjiang@ustb.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

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, 在一定的温度和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 $\sim 10^6$ A·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

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

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块体如$Co_{0.8}Fe_{0.2}Si$, $Mn_{1-x}Fe_xSi$, $Mn_{1-x}Co_xSi$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.

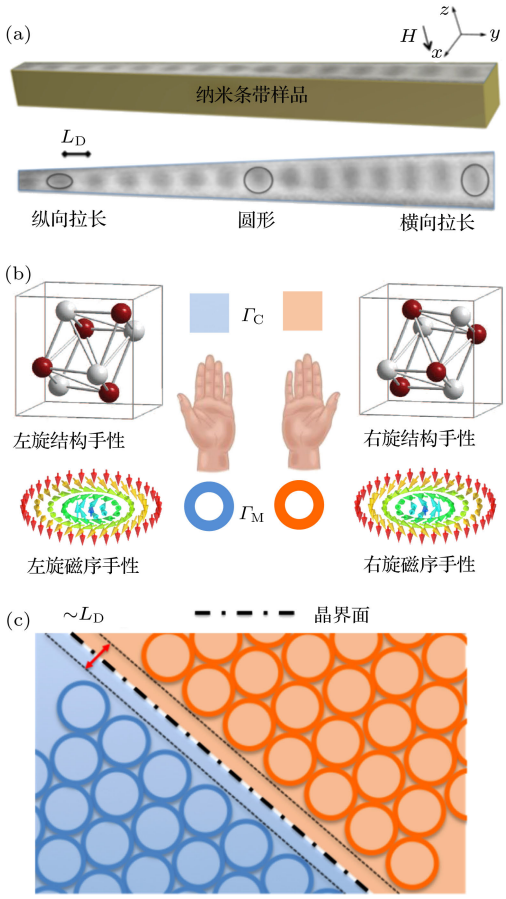


图1 (a) 纳米条带样品中斯格明子磁结构的示意图; (b) 非中心对称的B20型立方晶格结构、手性原子排列和斯格明子磁序的示意图; (c) 晶界处两侧晶格具有相反手性原子排列的斯格明子磁结构

Fig. 1. (a) Schematics of skyrmions in geometrically confined nanostripes; (b) schematic represenation 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$Co_{0.5}Fe_{0.5}Si$, FeGe螺旋磁体单晶加工成二维薄膜, 利用洛伦兹电子显微镜观察发现当薄膜的厚度小于斯格明子磁序晶格常数时($Co_{0.5}Fe_{0.5}Si$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致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.

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.

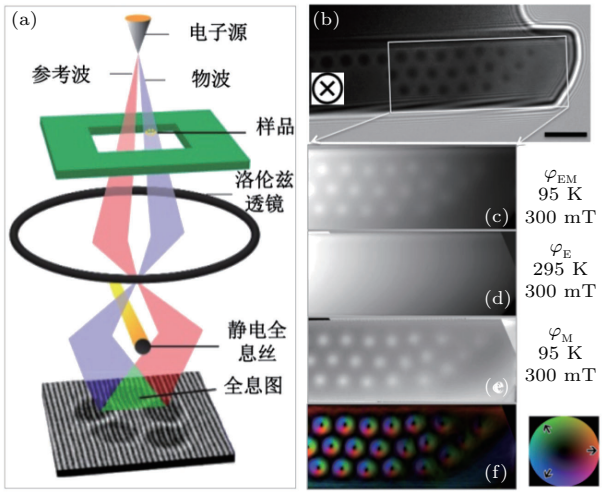


图2 (a) 离轴电子全息术示意图; (b) 洛伦兹电镜的菲涅耳离焦图, 图中标尺为100 nm; (c)—(e) 电子全息术重构的相位图像; (f) 颜色表示的样品面内的磁感应强度分布

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域的磁结构, 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输运, 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, 洛仑兹透射电子显微镜(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), 所以需要用较大离焦量(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]利用洛仑兹电镜和TIE方法对$Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$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.

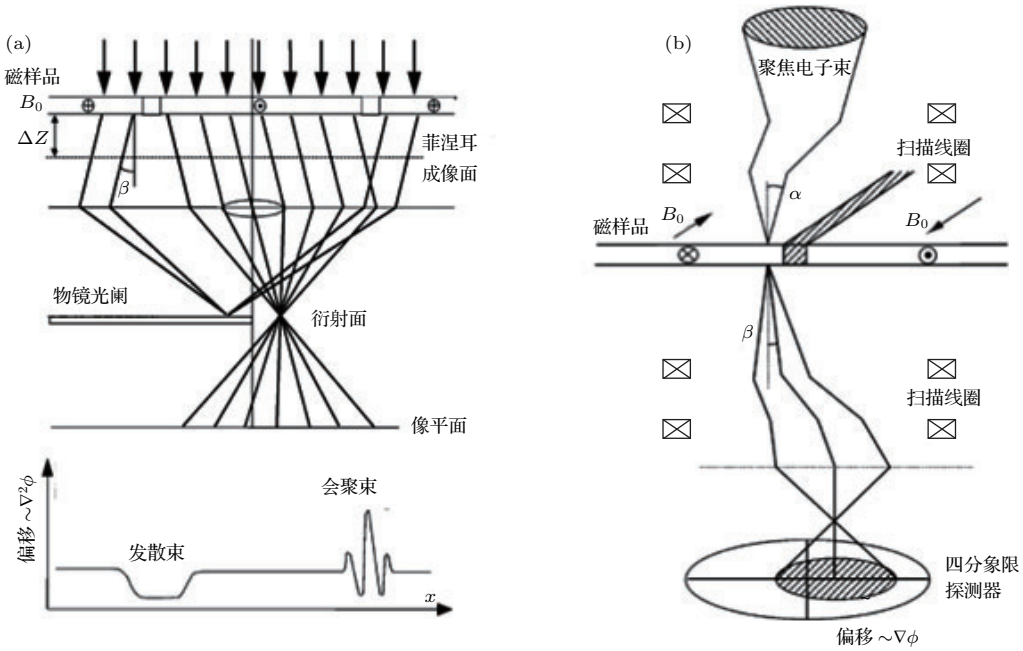


图3 (a) 洛伦兹电镜设备及成像模式示意图; (b) 微分相位衬度技术成像模式示意图

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)

$$\begin{aligned}&\varphi_{\mathrm{EM}}(x)=\varphi_{\mathrm{E}}+\varphi_{\mathrm{M}}\\&=C_{\mathrm{E}}\int V(x,z)\mathrm{d}z-2\pi\frac{e}{h}\iint B_{\perp}(x,z)\mathrm{d}x\mathrm{d}z,\end{aligned}$$

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. 电子全息技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技术则具有很大优势, 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

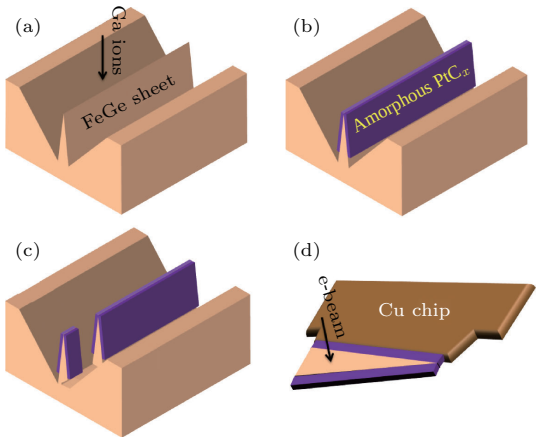


图4 FIB刻蚀制备FeGe楔形条带样品示意图[31] (a) 离子刻蚀楔形沟槽; (b) 沉积包裹PtCx; (c) 提取楔形薄片; (d) 焊接于支持微栅铜柱上

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

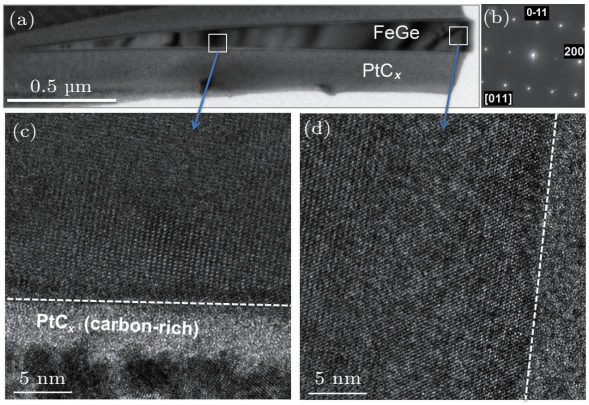


图5 FeGe纳米条带的形貌和原子结构 (a) FeGe纳米条带的电镜图; (b) 沿[011]晶带轴取向的电子衍射图; (c)和(d)高分辨晶格像, 显示样品在靠近纳米条带边缘处保持有序的晶格结构, 高分辨晶格像和电子衍射图证实条带样品为B20立方晶体结构[31]

Fig. 5. (a) Bright-field TEM image of nanostripe; (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手性边缘扭结态(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.

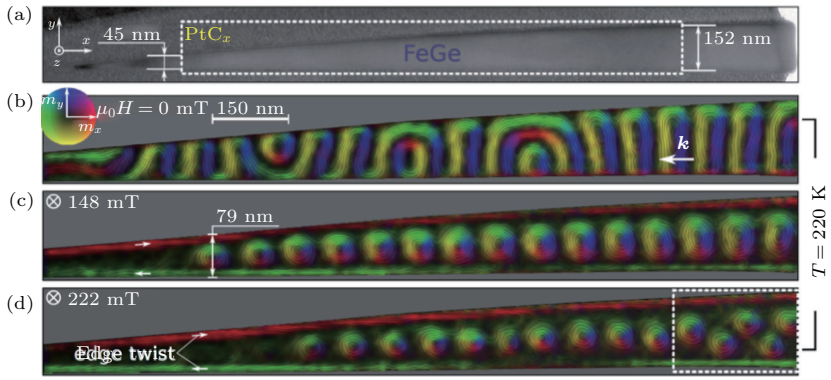


图 6 FeGe 纳米条带的面内磁感应强度分布图 (a) FeGe 楔形纳米条带的电镜图, 白色虚线框区域为电子全息分析区域; (b)—(d) 温度 220 K 下电子全息实验获得的磁感应强度分布随外加磁场的演变, (b) 中的色轮表示面内磁感应强度方向 (红=右, 黄=下, 绿=左, 蓝=上); (c), (d) 中的白色箭头表示纳米条带边缘的面内磁化方向; (d) 白色虚线框中为“之”字形斯格明子链; (b) 中的矢量 $\boldsymbol{k}$ 代表螺旋磁结构的波矢量, 标尺对应 150 nm

Fig. 6. (a) Bright-field TEM image of a wedged FeGe nanostripe; (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 $\boldsymbol{k}$ represents helical pitchs 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:

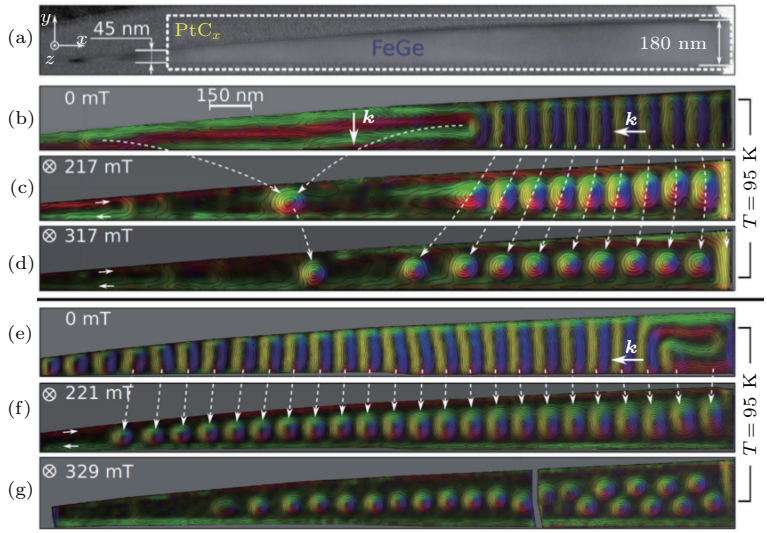


图 7 FeGe 纳米条带的磁感应强度分布图 (a) FeGe 楔形纳米条带的电镜图, 白色虚线框区域为电子全息分析区域; (b)—(g) 温度 95 K 下全息实验获得的随外加磁场演变的磁感应强度分布, 色轮表示面内磁感应强度方向 (红=右, 黄=下, 绿=左, 蓝=上), (c), (d), (f) 中的白色箭头表示纳米条带边缘的面内磁化取向; (b) 中的矢量 $\boldsymbol{k}$ 代表磁螺旋的周期波矢量, 标尺对应 150 nm [31]

Fig. 7. (a) Bright-field TEM image of a wedged FeGe nanostripe; (b)–(g) 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), (f) spin twists at the specimen wedges marked by white arrows. In (b) the vectors $\boldsymbol{k}$ represents helical pitchs 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 $W_y = 1.6L_{\rm D}$.

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

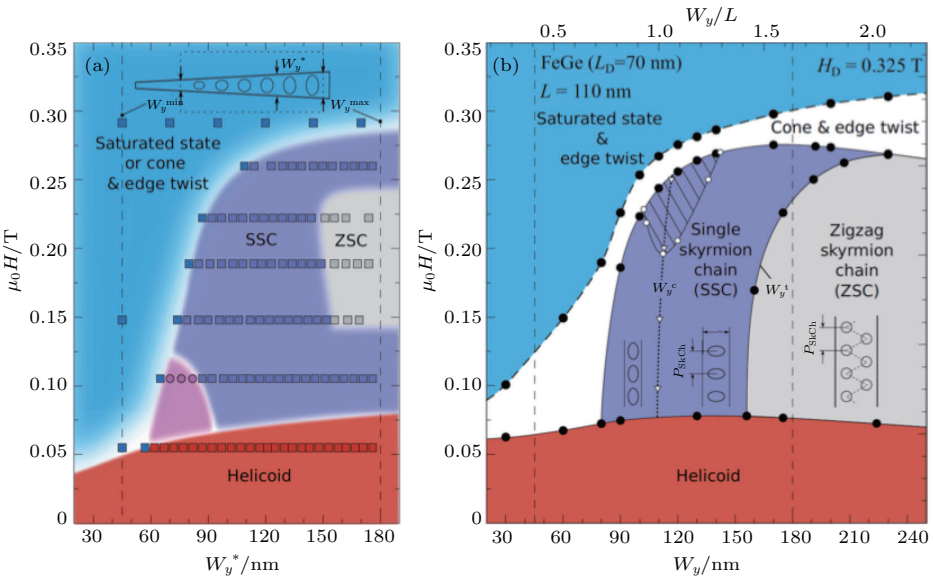


图 8 FeGe 纳米条带中随条带宽度和外加磁场变化的磁相图 (a) 温度 220 K 下的楔形纳米条带中的磁序态实验相图, 矩形框代表实验采样数据点, 橘色、紫色、灰色和蓝色的矩形框分别对应螺旋磁序 (Helicoid)、单链 (SSC)、"之" 字形链 (ZSC) 以及饱和铁磁态; (b) 微磁学模拟的以条带宽度和外加磁场为变量的磁相图, 实心圆圈代表计算采样点, 颜色标识与 (a) 中的一致; W_y^c 和 W_y^t 分别对应形成圆形斯格明子和单个斯格明子链 "之" 字形链的临界宽度, $P_{\rm SKL}$ 代表斯格明子晶格的周期 [31]

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, $W_y^{\rm c}$ 是理想圆形斯格明子的临界条带宽度. 在小于或大于 $W_y^{\rm c}$ 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 $W_y < W_y^{\rm c}$ 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 ($W_y < 2L_{\rm D}$), 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旋节数目相等. 对于宽度在 $L_{\rm D} < W_y < 2L_{\rm D}$ 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 $\Gamma_{\rm M}$ 是由晶体学结构手性 $\Gamma_{\rm C}$ 决定的, 即 $\Gamma_{\rm M} = \alpha\Gamma_{\rm C}$. 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

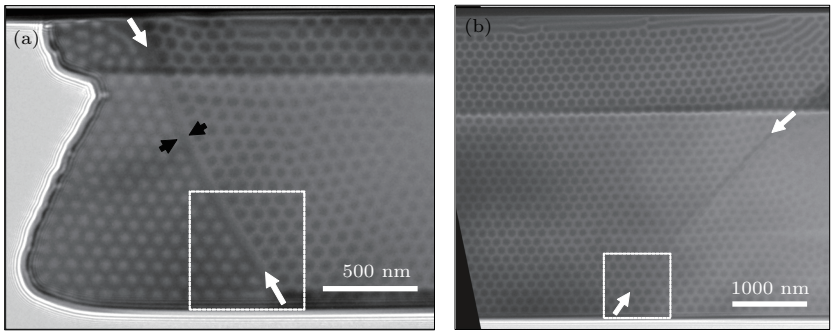


图9 FeGe薄片样品的洛伦兹电镜图 (a) 晶界处两侧具有相反手性的原子排列, 其斯格明子也呈现相反手性磁序; (b) 晶界处两侧的原子排列手性不变, 其斯格明子也呈现相同的磁序手性[33]; 白色箭头标示为晶界位置, 黑色箭头之间为界面条状磁衬度

Fig. 9. (a) Lorentz images of grains with reversed crystallographic and spin chiralities; (b) Lorentz images of grains with identical crystallograhic and spin chiralities[33]. White arrows mark the positions for grain boundaries, and black arrows denote the stripe-like magnetic contrasts at the interfaces.

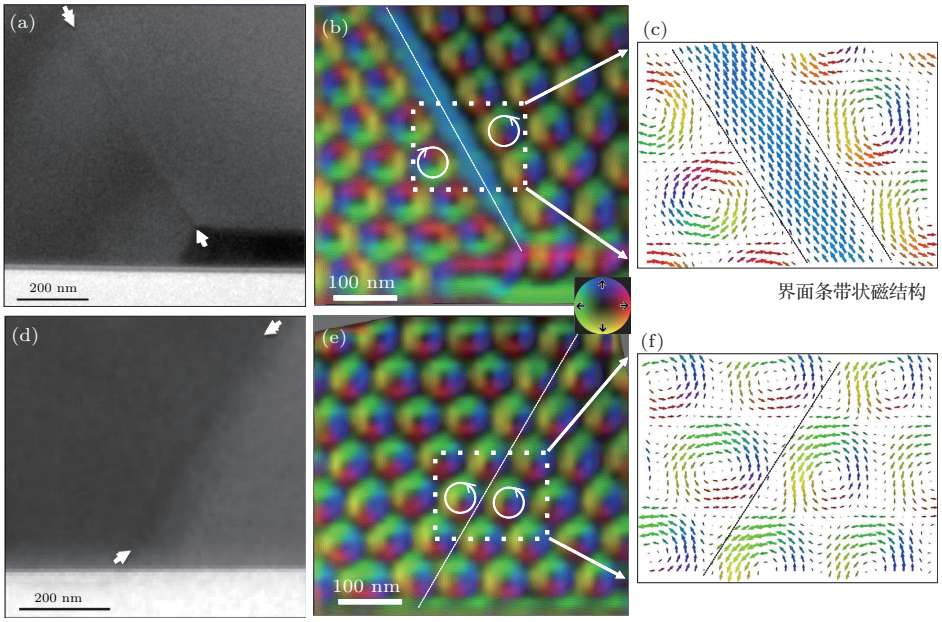


图10 FeGe纳米薄片包含晶界的磁感应强度分布图[33] (a), (d) 分别是FeGe纳米结构的形貌电镜图. 箭头对指示为晶界位置; (b) 晶界处两侧晶体具有相反的原子手性排列, 其斯格明子也呈现相反手性磁序; (c) 箭头表示重构的面内磁化强度分布; (e) 晶界处两侧晶体的原子排列手性不变, 其斯格明子也呈现相同的手性磁序; (f) 箭头表示重构的面内磁化强度; (b), (e) 中的色轮表示面内磁感应强度的方向和大小, 白色虚线标示为晶界位置

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 skyrmonic 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 magntitude 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$L_{\rm D}$ = 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$J_{\rm ex}$作用不同于两侧晶体内部的$J_{\rm ex}$, 但由于DM相互作用的远弱于磁交换作用$J_{\rm ex}$, 斯格明子磁结构可形成于相邻晶体内, 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 K·min^{-1}(无电流加热), 而图11 (e)对应于冷却速率为1 K·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.

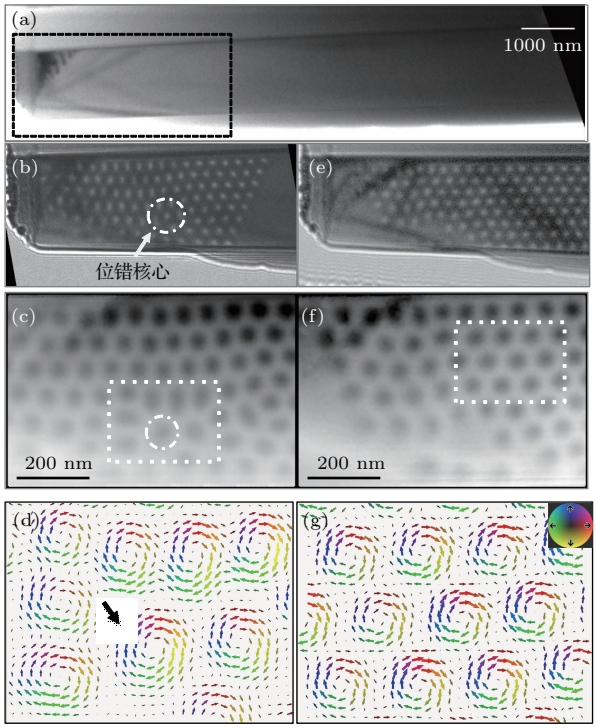


图11 (a) 完整晶体FeGe纳米条带的电镜图; (b), (c), (d) 分别为斯格明子位错型磁序晶格缺陷的ZTEM图, 电子全息磁相位图以及重构的面内磁化强度分布; (e), (f), (g) 是高度有序斯格明子磁序晶格[31]

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 reconstructured in-plane magnetization distribution for a skyrmion latttice 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输运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. Commum.* **4** 1463
[7] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152
[8] Bogdanov A N, Yablonskii D A 1989 *Soc. 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, SaitKo 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. 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, Blugel 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, Pfleiderer C, Grundler D 2015 *Nat. Mater.* **14** 478

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

In situ electron holography of magnetic skyrmions in nanostructures*

Li Zi-An[1)†] Chai Ke[1)2)] Zhang Ming[1)3)] Zhu Chun-Hui[1)]
Tian Huan-Fang[1)] Yang Huai-Xin[1)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

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

薄膜异质结中磁性斯格明子的相关研究

李文静　光耀　于国强　万蔡华　丰家峰　韩秀峰

Skyrmions in magnetic thin film heterostructures

Li Wen-Jing　Guang Yao　Yu Guo-Qiang　Wan Cai-Hua　Feng Jia-Feng　Han Xiu-Feng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 131204 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20180549
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180549
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

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

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

基于信号子空间增强和端点检测的大地电磁噪声压制
Noise suppression for magnetotelluric sounding data based on signal subspace enhancement and end-point detection
物理学报.2014, 63(1): 019101　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.019101

专题: 磁斯格明子

薄膜异质结中磁性斯格明子的相关研究*

李文静 光耀 于国强† 万蔡华 丰家峰 韩秀峰

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

(2018 年 3 月 27 日收到; 2018 年 5 月 14 日收到修改稿)

磁性斯格明子由于具有拓扑保护、尺寸小、驱动电流密度低等优异的属性, 有望作为未来超高密度磁存储和逻辑功能器件的信息载体. 为了满足器件中信息写入和读取的基本要求, 需要在室温下实现斯格明子的精确产生、操控和探测. 该综述简要介绍最近我们针对上述问题取得的一系列研究进展, 包括: 1) 证明可以通过控制磁性薄膜材料的垂直磁各向异性在室温下产生斯格明子, 并进一步在基于反铁磁的薄膜异质结中发现了室温、零磁场下稳定存在的斯格明子; 2) 证明能够利用电流产生的自旋轨道力矩操控斯格明子, 并进一步制备出一种基于斯格明子的原理型器件, 实现了利用电学方式产生和操控数量可控的斯格明子.

关键词: 磁性斯格明子, 薄膜异质结, 自旋轨道力矩, 室温

PACS: 12.39.Dc, 96.12.Hg, 91.60.Pn, 96.15.Gh **DOI:** 10.7498/aps.67.20180549

1 引 言

近年来, 凝聚态物理领域中有关磁性斯格明子的研究受到了人们的广泛关注, 主要原因是它具有拓扑保护、尺寸小、驱动电流密度低等优异的属性, 有望应用于高密度、低功耗的磁存储和逻辑器件[1−19]. 斯格明子是一种具有准粒子特性的螺旋状手性磁结构. 在如图 1 所示的斯格明子结构中, 沿径向排列的原子自旋按固定的手性逐渐改变方向, 从外部边缘的方向向上改变至中心的方向向下. 大多数情况下, 斯格明子的手性结构是由 Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用导致的. 与海森伯交换相互作用不同, DM 相互作用趋向使相邻磁矩正交排列, 进而形成手性螺旋结构[20−22]. 常见的斯格明子主要有两种自旋结构[2], 分别是 Bloch 型 (图 1 (a) 和 Néel 型 (图 1 (b)). 两者的区别表现为自旋在空间中旋转方式的不同, 可以直接类比于磁畴壁的两种类型. 沿着一个斯格明子的径向切开, 如果自旋是垂直于切开面旋转, 则为 Bloch 型斯格明子; 如果自旋是沿着切开面旋转, 则为 Néel 型斯格明子.

目前, 关于斯格明子的研究主要集中在两类材料体系. 第一类是具有非中心对称结构的块体材料, 例如 MnSi[23−25], FeCoSi[26,27], FeGe[6,28−30], Cu_2OSeO_3[31−33], MnNiGa[34,35] 等. 在这类材料中, DM 相互作用起源于晶体结构的对称性破缺, 趋向形成 Bloch 型斯格明子. 这类斯格明子通常存在于低温或接近室温的环境. 第二类材料是重金属/铁磁金属薄膜异质结. 在这类材料中, DM 相互作用起源于界面反演对称性破缺, 趋向形成 Néel 型斯格明子. 这类斯格明子最早发现于 Ir(111)/Fe, Ir(111)/PdFe 等外延超薄膜异质结构[36,37], 目前只能在低温下稳定存在. 随后, 人们在利用磁控溅射生长的垂直磁性多层膜体系中, 观察到了室温斯

* 国家自然科学基金委员会与爱尔兰科学基金会合作研究项目 (批准号: 51861135104)、国家“千人计划”青年项目、科技部国家重点研发计划 (纳米计划)(批准号: 2017YFA0206200)、国家自然科学基金 (批准号: 11434014, 51620105004, 11174341, 51701203)、中国科学院战略先导项目 (B 类) (批准号: XDB07030200)、中国科学院前沿科学重点研究计划 (批准号: QYZDJ-SSW-SLH016) 和中国科学院国际合作局对外合作重点项目 (批准号: 112111KYSB20170090) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoqiangyu@iphy.ac.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

格明子[38−46]. 由于这类薄膜异质结材料与传统的半导体制造技术相兼容, 容易实现工业上的大规模制备, 因此受到了人们的广泛关注. 本文简要介绍我们近几年有关磁性多层膜材料中斯格明子的研究成果, 并讨论相关器件应用的优势和尚待解决的问题. 鉴于本期专题其他文章将会全面介绍斯格明子研究的历史和最新进展, 为了避免重复, 该综述将主要介绍我们过去几年发表的研究成果.

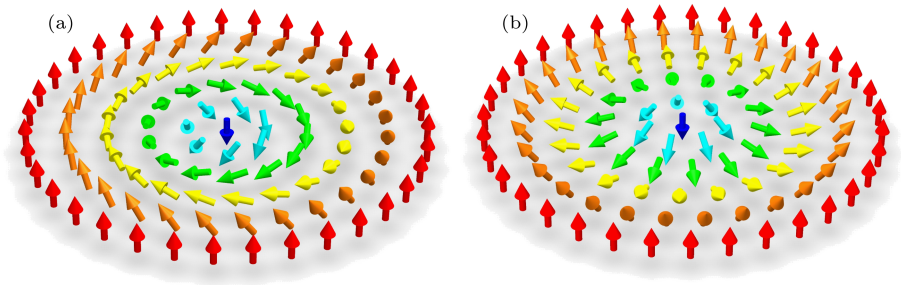


图 1 (a) 是 Bloch 型斯格明子, 沿着斯格明子的径向切开, 其自旋从边缘处的向上 (红色箭头) 逐渐垂直于切面旋转至中心处的向下 (蓝色箭头); (b) 是 Néel 型斯格明子, 沿着斯格明子的径向切开, 其自旋从边缘处的向上逐渐沿着切面旋转至中心处的向下

Fig. 1. (a) The Bloch-type skyrmion: cutting the skyrmion from its radial, the spins rotate from up direction at the edge (red arrow) to down direction at the center (blue arrow) in the tangential plane. (b) The Néel-type skyrmion: cutting skyrmion from its radial, the spins rotate from up direction at the edge (red arrow) to down direction at the center (blue arrow) in the cutting plane.

2 界面 DM 相互作用

在一个缺少空间反演对称性的多层膜体系中, 材料的自旋轨道耦合会导致产生一个非对称的交换相互作用, 即 DM 相互作用 ($H_{\rm DMI}$). 其形式可以写成[3,47]

$$H_{\rm DMI} = (\boldsymbol{S}_1 \times \boldsymbol{S}_2) \cdot \boldsymbol{d}_{12},$$

其中, $\boldsymbol{S}_1$ 和 $\boldsymbol{S}_2$ 是两个相邻的自旋; $\boldsymbol{d}_{12}$ 是相应的 DM 矢量, 其表达式为

$$\boldsymbol{d}_{12} = d_{12}(\boldsymbol{z} \times \boldsymbol{u}_{12}),$$

其中, $\boldsymbol{z}$ 是垂直于界面的单位矢量 (由重金属指向铁磁层), $\boldsymbol{u}_{12}$ 是连接两个自旋磁矩 $\boldsymbol{S}_1$ 和 $\boldsymbol{S}_2$ 的单位位移矢量. 如图 2 所示: d_{12} 的正负与材料自身性质相关. 对于 $d_{12} > 0$, $\boldsymbol{d}_{12}$ 的方向与图中蓝色箭头反向, 故为了降低 $H_{\rm DMI}$ 能量, 从 $\boldsymbol{S}_1$ 到 $\boldsymbol{S}_2$ 自旋取向应当按逆时针旋转. 同理, 对于 $d_{12} < 0$, $\boldsymbol{d}_{12}$ 方向与图中蓝色箭头同向, 则 $\boldsymbol{S}_1$ 到 $\boldsymbol{S}_2$ 自旋取向应当按顺时针方向旋转. 可见, DM 相互作用是一种手性相互作用, 它倾向于使磁矩按一定方向 (顺时针或逆时针) 正交排列.

由于界面 DM 相互作用是薄膜材料中斯格明子存在的关键因素, 精确地测量、调控材料中的 DM 相互作用以及寻找新的 DM 相互作用材料对于斯格明子的研究至关重要. 目前, 人们已经开发出多种研究薄膜异质中 DM 相互作用的方法[48−58]. 在之前的工作中, 我们主要采用了三种方法研究薄膜异质结中的 DM 相互作用. 第一种方法是通过研究磁畴壁在电流驱动下的动力学过程, 间接地判断材料中 DM 相互作用的符号. 通过这种方法, 我们证明了 Ta/CoFeB/MgO 异质结中的磁畴壁具有 Néel 型手性结构[59], 并且能够定性地分析出其具有右手手性 ($d_{12} < 0$). 第二种方法是通过数值拟合薄膜中磁畴尺寸和外磁场的依赖关系提取出 DM 相互作用的绝对值. 利用这种方式, 能够定量地表征出 Ta/CoFeB/MgO 薄膜异质结中的 DM 相互作用, 其绝对值大小为 0.25 mJ/m^2[41].

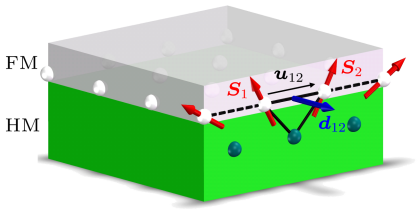


图 2 铁磁金属 (FM)/重金属 (HM) 界面的 DM 相互作用示意图 红色箭头 $\boldsymbol{S}_1$ 和 $\boldsymbol{S}_2$ 分别代表铁磁金属层中自旋的方向, 绿色圆球代表重金属原子, $\boldsymbol{u}_{12}$ 代表由自旋 $\boldsymbol{S}_1$ 指向 $\boldsymbol{S}_2$ 的单位位移矢量, 蓝色箭头为垂直于侧面朝外的单位矢量

Fig. 2. Sketch of the DM interaction at the ferromagnetic metal (FM)/heavy metal (HM) interface: The red arrows $\boldsymbol{S}_1$ and $\boldsymbol{S}_2$ represent the direction of spins in the ferromagnetic layer, the green ball represents heavy metal atoms, and $\boldsymbol{u}_{12}$ represents the unit displacement vector from $\boldsymbol{S}_1$ to $\boldsymbol{S}_2$, and the blue arrow is a unit vector that is perpendicular to the sidewall and pointing outward.

这种方法的优势在于不需要对薄膜样品进行器件加工, 因此不会破坏薄膜样品. 最近, 利用布里渊光散射方法, Ma 等[60] 直接测量了多种薄膜异质结中的界面 DM 相互作用常数 d_{12}. 在利用 Pt 插层调制垂直磁各向异性的薄膜异质结中, 他们从实验上直接测量得到材料中的 DM 相互作用大小和方向; 同时, 还证明 Pt 插层不仅可以调制界面垂直磁各向异性, 而且还会改变 DM 相互作用的大小. 这为调节 DM 相互作用提供了一种手段. 利用这种测量方法, 他们实验上还研究了基于反铁磁 $Ir_{22}Mn_{78}$(IrMn) 薄膜异质结的 DM 相互作用, 发现该体系同样具有相当大的 DM 相互作用. 更有趣的是, 增加 IrMn 层厚度可以将 DM 相互作用大小提高七倍[61], 这似乎意味着 DM 相互作用与反铁磁序有一定的相关性. 在反铁磁异质结中发现 DM 相互作用, 意味着斯格明子的研究不再局限于重金属异质结构, 为相关研究提供了更多的可能性. 更进一步, Ma 等[62] 最近又通过研究 5d 过渡族金属材料异质结中的 DM 相互作用变化趋势, 揭示了 DM 相互作用与费米面附近 3d-5d 电子轨道杂化的重要性, 并发现了 DM 相互作用与自旋混合电导 (spin-mixing conductance) 的相关性. 通过该工作可进一步地理解 DM 相互作用的起源, 为设计材料中 DM 相互作用提供了指导. 目前, 有关 DM 相互作用的材料和测量方法的研究是自旋电子学领域的研究热点, 寻找具有更大的 DM 相互作用材料和更精确的测量方法仍然是人们努力的目标.

3 CoFeB 多层膜体系中斯格明子的产生

3.1 室温斯格明子的产生

对于一个实用化的器件而言, 首先需要满足室温工作的要求, 因此寻找一种室温下稳定存在的斯格明子材料成为近期的研究热点. 我们的工作证明, 通过调制具有 DM 相互作用的薄膜异质结中的垂直磁各向异性, 能够产生室温下的斯格明子[41]. 所研究的磁性多层膜的结构是 Ta(5 nm)/$Co_{20}Fe_{60}B_{20}$ (CoFeB) (1 nm)/Ta (t)/MgO(2 nm)/Ta(2 nm), 其中 Ta(t) 插层为厚度连续变化的楔形膜. 通过改变 Ta 插层的厚度, 可以调控多层膜的界面垂直磁各向异性. 如图 3 所示, 随着 Ta 厚度的增加, 垂直磁各向异性场 H_K 呈单调下降. 图 4 展示了具有不同垂直磁各向异性的多层膜中的磁畴结构随外磁场的演化过程. 对垂直磁各向异性场 H_K 较大的薄膜 (H_K = 1.5, 1.8 kOe), 随着外磁场的增加, 多层膜磁畴结构逐渐从迷宫畴过渡到均匀磁化状态, 整个过程中间并没有出现斯格明子相. 当薄膜的垂直磁各向异性场 H_K 适中时 (H_K = 1.1 kOe), 随着外磁场的增加, 迷宫畴逐渐转变形成斯格明子相. 继续增加磁场, 斯格明子相最终转变成均匀磁化状态.

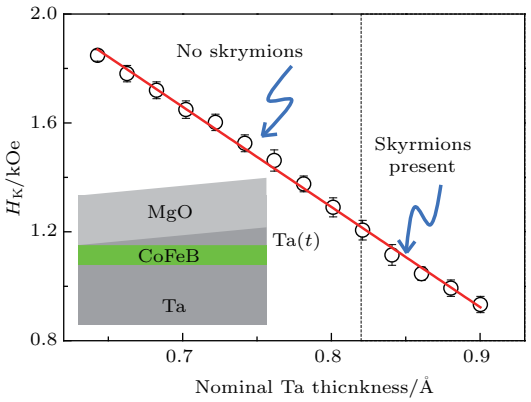


图 3 垂直磁各向异性场 H_K 随着 Ta 厚度的变化, 其中插图是 CoFeB 多层膜的结构示意图 红色线是对实验数据的线性拟合, 黑色虚线 (对应 Ta 的名义厚度 t = 0.82 Å) 是斯格明子出现的分界线, 当各向异性场 H_K 较大时, 不能观察到斯格明子; 当 H_K 较小时, 在一定外场下可以产生斯格明子

Fig. 3. The perpendicular magnetic anisotropy field H_K varies with the thickness of Ta, where the inset is a schematic diagram of the structure of CoFeB multilayer film. The red line is a linear fit to the experimental data. The black dashed line (corresponding to the nominal thickness t = 0.82 Å for Ta layer) is the dividing line of the appearance of skyrmion: no skyrmion was observed with large anisotropy field H_K. When the H_K is small, skyrmion can be created under certain field.

图 5 是实验统计的磁畴结构相图. 由图可以看出, 只有当垂直磁各向异性场 H_K 和外加磁场位于合适的范围内时, 才能出现稳定的斯格明子相. 简言之, 薄膜材料中斯格明子相的出现是由海森伯交换相互作用、界面 DM 相互作用、静磁相互作用、垂直磁各向异性、塞曼能等相互作用能量项共同决定的. 通过有效地调制其中的垂直磁各向异性, 同时通过变化外磁场来改变塞曼能, 能够让各能量项之间的竞争关系达到一定的平衡, 进而使斯格明子相成为稳态或亚稳态. 该工作的重要意义在于提出了一种实现室温斯格明子的方法, 并且能够很容易地

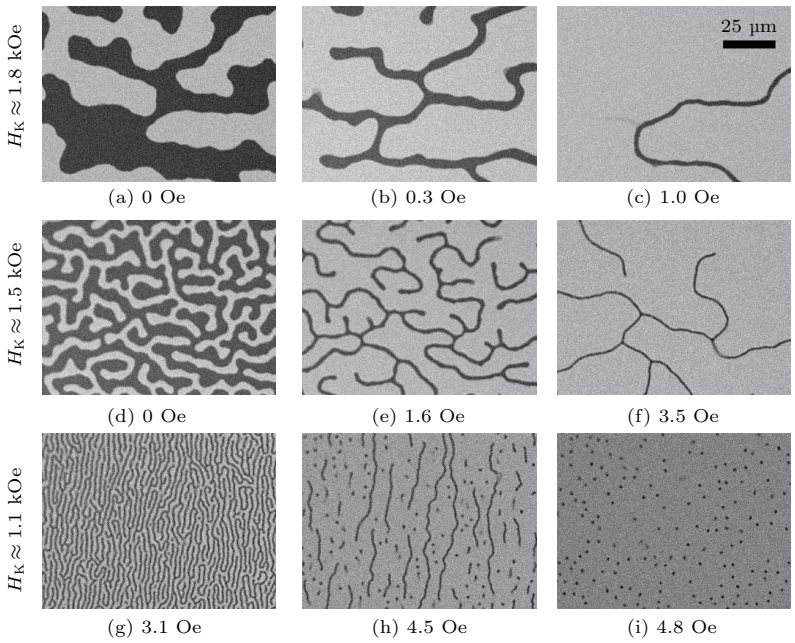


图 4 不同垂直各向异性场 H_K 的多层膜的磁畴随外磁场的变化 (a)—(c) $H_K \approx 1.8$ kOe; (d)—(f) $H_K \approx 1.5$ kOe; (g)—(i) $H_K \approx 1.1$ kOe; 磁畴图中亮 (暗) 区域分别代表 $M_z > 0$ ($M_z < 0$)

Fig. 4. Polar-magneto-optical Kerr microscope images of samples with perpendicular magnetic anisotropy fields of $H_K \approx 1.8$ kOe (a)–(c), 1.5 kOe (d)–(f), and 1.1 kOe (g)–(i) varied with different out-of-plane external field. The bright (dark) areas represent $M_z > 0$ ($M_z < 0$).

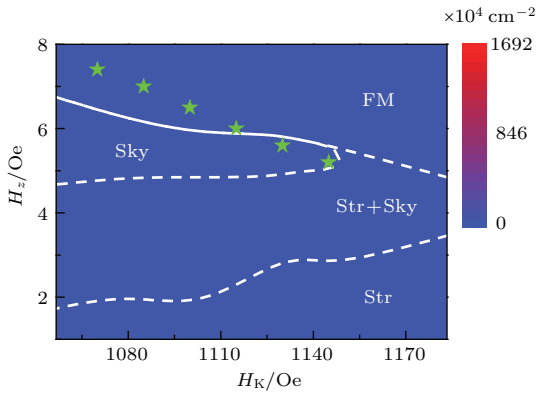


图 5 斯格明子在外磁场 H_z 和各向异性场 H_K 平面内的相图 其中不同颜色代表斯格明子在一个 233 μm ×174 μm 观测区域内出现的密度; FM, Str 和 Sky 分别代表铁磁相、条状畴相和斯格明子相; 白色虚线是相线; 绿星是数值模拟得到的斯格明子的湮没场, 和实验结果符合得很好

Fig. 5. Skyrmion phase diagram with respect to external magnetic field H_z and perpendicular magnetic anisotropy field H_K. The color scale represents the density of skyrmion in an observed area of 233 μm ×174 μm. FM, Str, and Sky represent ferromagnetic phase, stripe phase, and skyrmion phase, respectively. The white dotted line is phase boundary. The green star is the simulated annihilation field of skyrmion, in consistent with experimental results.

拓展到其他的薄膜材料体系. 事实上, 对垂直磁各向异性的调控并不仅仅局限于采用插层的方式, 利用应力、电场等其他方式也可以达到同样效果. 例如, 我们之前的工作就详细地研究了利用电压诱导的应力调控垂直磁各向异性 [63]. 在该实验中通过给底部的压电材料 PMN-PT 施加电压, 在 CoFeB 磁性层中产生的应力可以导致垂直磁各向异性产生很大的变化, 高达约 7000 fJ/(V·m), 较其他的调控方法有一定的优势 (见文献 [64] 中图 45). 基于这种机理, 人们有希望通过电场调控产生斯格明子. 另外, 我们之前的理论研究指出, 利用电场还可以控制斯格明子的路径, 因此可以帮助实现相应的逻辑功能 [65]. 可以预见, 研究电场调控下的斯格明子的产生和运动将是一个重要的研究方向.

3.2 零磁场下斯格明子的产生

如前所述, 我们能够在基于重金属材料的异质结构中实现室温斯格明子, 但这需要施加一个垂直于薄膜平面的外磁场. 在器件应用中, 虽然能够通过集成一个施加磁场的装置来产生这个外磁场, 但这会增加器件的复杂性, 因而增加器件的制造成本. 为了解决这一问题, 我们研究了基于反铁磁材料的异质结构中的斯格明子, 证明可以利用反铁磁提供的交换偏置场代替外磁场实现室温零

外磁场的斯格明子[66]. 所研究的薄膜样品采用磁控溅射方法生长, 具体结构为Ta(2 nm)/IrMn(4或5 nm)/$Co_{20}Fe_{60}B_{20}$(CoFeB)(t)/MgO(2 nm)/Ta (2 nm). 其中, CoFeB厚度t为连续变化的楔形膜, 用来调节界面垂直各向异性, 进而产生斯格明子. 如图6 (a)所示, 当反铁磁IrMn层厚度为4 nm时, 样品的磁化曲线中心位于零磁场, 样品中不存在交换偏置现象, 主要原因是它的反铁磁钉扎温度(blocking temperature)小于室温. 在这种情况下, 多层膜的磁畴随外磁场的演化过程与基于重金属Ta的异质结中的实验结果类似[41], 都需要施加外磁场来稳定斯格明子相(图6 (c)). 由于钉扎温度和反铁磁层的厚度直接相关, 当反铁磁IrMn 厚度增加到5 nm, 磁化曲线发生了位移, 样品中出现了交换偏置现象, 如图6 (b)所示. 在这个结构中, 实验发现在反铁磁材料提供的交换偏置场的作用下, 室温斯格明子可以在零外磁场下稳定存在(图6 (d)). 该体系中零磁场斯格明子的尺寸是通过具有极高空间分辨率的金刚石氮-空位 (nitrogen vacancy, NV) 色心表征的, 其大小约为600 nm. 实验还发现, 零磁场下斯格明子的密度与磁场扫描的历史路径密切相关, 利用这个特点可以有效地改变零磁下的斯格明子的密度. 此外, 实验还证明了一个面内电流可以驱动该材料体系中的斯格明子的移动. 这是由于电流在反铁磁IrMn中同样可以产生相当大的自旋轨道力矩[67,68]. 该部分实验结果在下面会进一步介绍. 这个实验将斯格明子材料从重金属体系拓展到反铁磁体系, 额外添加了反铁磁序这一可控参量, 为斯格明子的应用带来了更多的可能性.

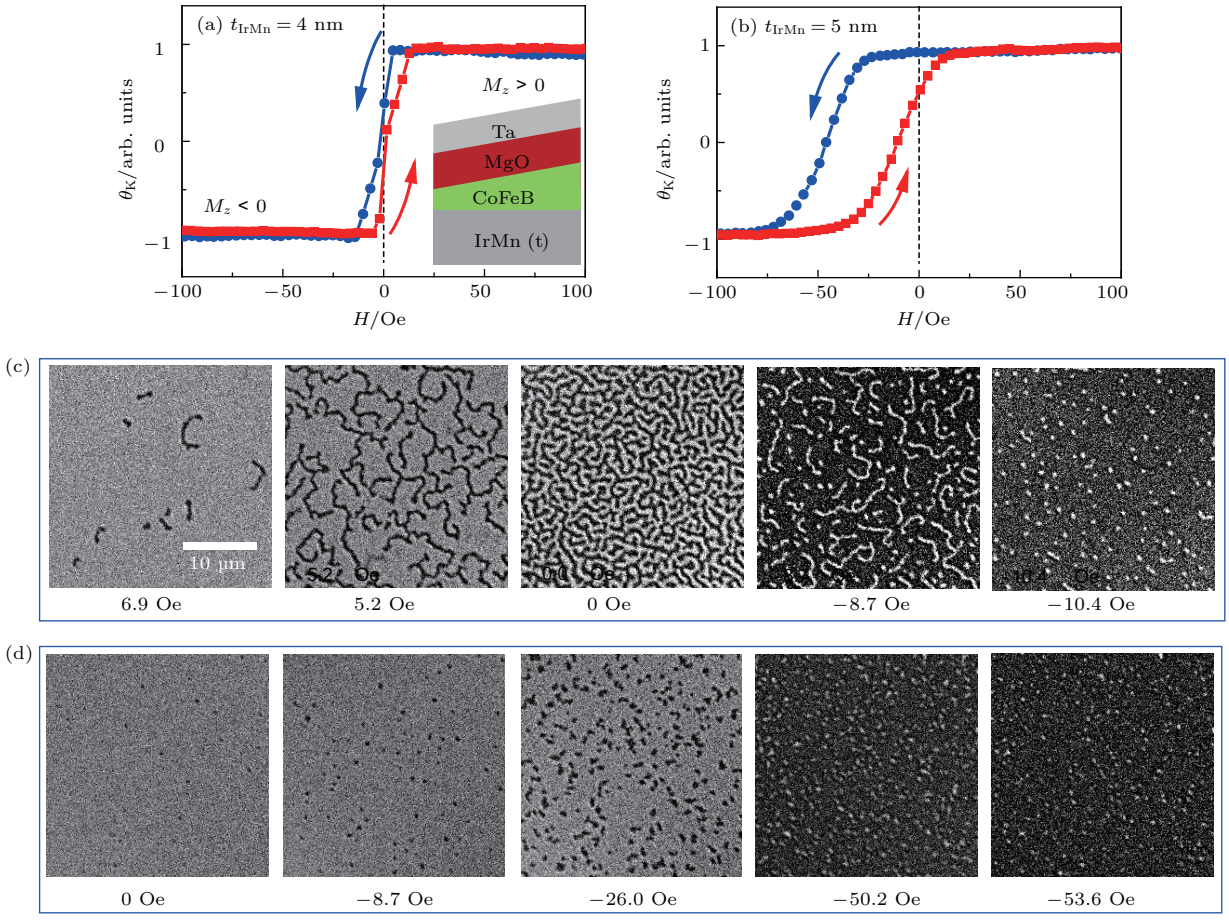


图6 IrMn/CoFeB薄膜异质结中的斯格明子 (a), (c) t_{IrMn} = 4 nm 无交换偏置的多层膜的磁化曲线和其在不同外加磁场下的磁畴结构; (b), (d) t_{IrMn} = 5 nm 有交换偏置的多层膜的磁化曲线和相应的磁畴结构; 其中, (a) 中插图为多层膜的结构示意图, 蓝色箭头代表从正到负扫场, 红色箭头代表从负到正扫场[66]

Fig. 6. Hysteresis loops of IrMn/CoFeB/MgO/Ta, (a) IrMn(4 nm), (b) IrMn(5 nm). The inset in (a) shows the structure of prepared sample. The red arrow stands for magnetic field scanning from negative saturation to positive saturation, whereas, the blue arrow represents magnetic field sweepingfrom opposite direction. (c) and (d) are the Polar-MOKE images of samples in (a) and (b) in different field.

4 电流驱动斯格明子的运动和相关原理型器件的研究

4.1 电流驱动斯格明子的运动

前面介绍了如何在薄膜异质结中产生稳定的斯格明子, 下面探讨如何利用电流诱导的自旋轨道力矩驱动斯格明子运动. 这里, 仅讨论IrMn/CoFeB异质结中自旋轨道力矩驱动下斯格明子的动学力过程, 由于重金属材料中的实验结果与此类似, 不再赘述. 当在异质结中通入一个电流时, 由于自旋霍尔效应, 会产生一个具有面内自旋极化方向的自旋流, 并向上扩散注入到邻近的铁磁层, 进而对铁磁层磁矩产生类阻尼力矩, 其有效场可表达为 $\boldsymbol{H}_{\rm eff}=H_{\rm eff}(\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{\sigma})$ (其中 $\boldsymbol{m}$ 是磁化强度单位矢量, $\boldsymbol{\sigma}$ 是自旋流中电子自旋的方向, 即垂直于纸面朝外)[66]. 图7 (a) 中绿色箭头标记了单个斯格明子的左右两边磁畴壁中的磁矩 ($M_z=0$) 所经受的类阻尼自旋轨道耦合力矩有效场 $\boldsymbol{H}_{\rm eff}$ 的方向. 很容易看出, 在该有效场的作用下, 斯格明子将沿着电流的方向运动. 需要指出的是, 在这个简单的分析中只考虑了斯格明子的纵向运动, 对于其横向运动, 这里不展开讨论. 图7 (b)—(e) 展示了在IrMn/CoFeB多层膜中施加一个脉冲电流后观察到的拓扑电荷数为 $N=-1$ 的斯格明子位置随时间的变化情况. 实验结果表明, 斯格明子的纵向运动方向与外加电流的方向保持一致, 因此可以推断图中的斯格明子具有如图7 (a) 所示的自旋结构, 即具有左手手性. 这种通过斯格明子动力学研究间接得到的手性与通过布里渊光散射得到的结论是一致的[60]. 值得指出的是, 实验中发现图中一些斯格明子不易被电流驱动, 很可能是受到样品缺陷等因素的影响. 这种钉扎效应在反铁磁交换偏置存在的情况下更加明显, 我们推断这与反铁磁交换偏置场的空间不均匀性有关. 这些钉扎效应严重影响了电流驱动斯格明子运动的均一性, 增大了临界电流密度, 是今后实际应用过程中需要解决的问题.

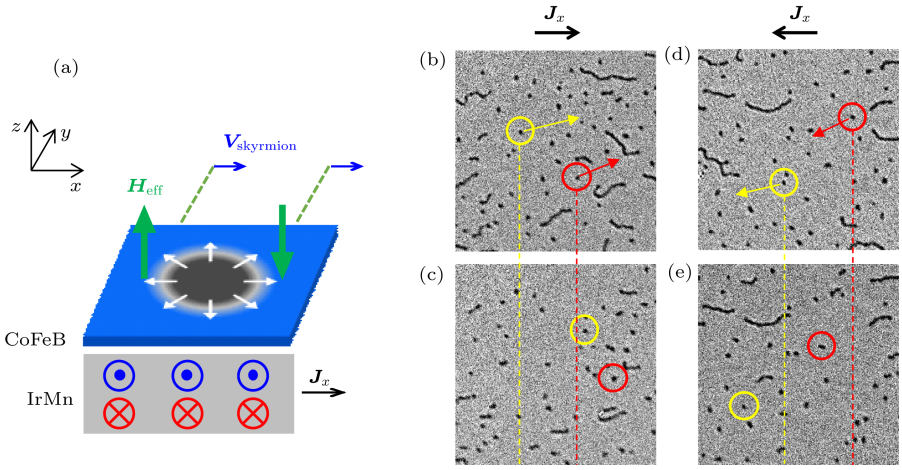


图7 (a) 左手性的斯格明子在正向电流 J_x 驱动下的运动示意图 其中蓝色和黑色区域分别代表 $M_z>0$ 和 $M_z<0$, 白色箭头代表磁畴壁中心处的磁矩取向, 绿色箭头代表作用在斯格明子的左右磁畴壁上的类阻尼力矩对应的有效场 ($\boldsymbol{H}_{\rm eff}=H_{\rm eff}(\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{\sigma})$), 在侧壁上的蓝色 ⊙ 和红色 ⊗ 代表自旋极化电子的方向; (b)—(e) 外磁场为10.4 Oe时, $N=-1$ 的斯格明子在脉冲电流的驱动下的运动, 其中, (b) 和 (c) 中电流 J_x 方向为正, (d) 和 (e) 中电流 J_x 方向为负, (b) 和 (d) 中红色和黄色圆圈代表追踪的斯格明子的初始位置, (c) 和 (e) 中红色和黄色圆圈代表施加脉冲电流后追踪的斯格明子的末态位置[66]

Fig. 7. (a) Schematic diagrams of left-handed skyrmion driven by a positive current J_x: the blue (black) areas represent $M_z>0$ ($M_z<0$), the magnetizations in the domain wall center are indicated by the white arrows, the effective field of damping-like torque ($\boldsymbol{H}_{\rm eff}=H_{\rm eff}(\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{\sigma})$) acting on the left and right magnetic domain walls is indicated by green arrow, and the blue ⊙ and red ⊗ on the side wall are the directions of the polarized electrons (b)–(e) is the motion of $N=-1$ skyrmion driven by pulse current under 10.4 Oe magnetic field: the current in (b) and (c) is positive, but in (d) and (e) it is negative, the red and yellow cycles in (b) and (d) are the initial positions of the tracked skyrmion bubbles, and in (c) and (e) the red and yellow circles show the final position of the tracked skyrmion bubbles.

4.2 斯格明子原理型器件的研究

研究斯格明子的最终目标是实现相关的存储和逻辑器件. 要想制备一个可实用的斯格明子原理型器件, 需要能够同时实现斯格明子精确的产生、操控和检测, 进而实现对应信息存储单元数据的写入、传输/寻址和读取. 图8是之前理论提出的斯格明子“赛道”存储器的示意图. 在这个器件中, 一组二进制数据以斯格明子的有和无记录在“赛道”中.

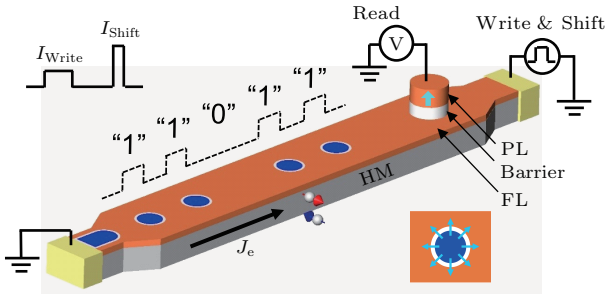


图8 斯格明子位移存储器的示意图 其中, 蓝色圆圈代表在CoFeB层中产生的斯格明子, 右下角展示了一个单独的斯格明子及其自旋结构; 寄存器通道的左边蓝色条带是电流诱导SOT产生的条状畴, 通道上的橘色(蓝色)区代表CoFeB磁矩 $M_z > 0$ ($M_z < 0$); 通道侧壁上的 $J_{\rm e}$ 代表电流方向, 红色和蓝色箭头代表重金属中由于自旋霍尔效应产生的极化电子的自旋方向; 单独斯格明子的写入是通过施加一个给定宽度的低幅值脉冲电流($I_{\rm Write}$), 而操纵和移动一个斯格明子则是通过施加一个短时间高幅值的脉冲电流($I_{\rm Shift}$); 信息的读出可以通过一个具有垂直钉扎层的磁性隧道结来探测斯格明子的有(代表“1”)和无(代表“0”), 磁性隧道结中PL 和FL分别代表钉扎层和自由层

Fig. 8. Proposed SKS memory device. The blue circles represent skyrmionsin the CoFeB layer. The spin textures of a skyrmion are shown in the lower right corner. The blue stripe at the left edge of the device channel represents a stripe domain generated by the current-induced SOT. The regions with orange (blue) colors represent $M_z > 0$ ($M_z < 0$) of the CoFeB layer. $J_{\rm e}$ on the side wall of the channel represents the direction of current, and the red and blue arrows show the spin directions of polarized electrons in the heavy metal due to the spin Hall effect. The writing of individual skyrmion is realized by applying a low amplitude current pulse ($I_{\rm Write}$) with a given duration, whereas the shifting and moving of existing skyrmions is realized by applying current pulses with a shorter duration and a higher magnitude ($I_{\rm Shift}$). The readout of information can be realized by using a MTJ with an out-of-plane pinned layer as a reference to detect the presence (representing “1”) or absence (representing “0”) of a skyrmion from TMR. The PL and FL refer to the pinning layer and free layer in the MTJ, respectively.

斯格明子的产生和操控均是由电学方式完成的. 斯格明子的检测则是利用条带右端的磁性隧道结(magnetic tunnel junction)来实现的. 为了能够实现这样的器件, 首先需要找一种方法, 能够利用电流精确产生单个的斯格明子. 为了解决这个问题, 我们研究了如图9(a)所示的器件中电流驱动斯格明子的产生和运动规律. 实验发现, 通过在条带两端施加一个宽度大、幅值小的脉冲电流, 可以在器件负电极一端产生一个斯格明子[40]. 因此, 通过脉冲电流可以实现数据的写入. 这种写入方式还具有一个特点, 就是斯格明子产生的位置和电流方向是相关的, 其总是在器件负电极一端产生. 因此, 利用这个特点, 可以通过控制电流方向来控制数据写入的端口.

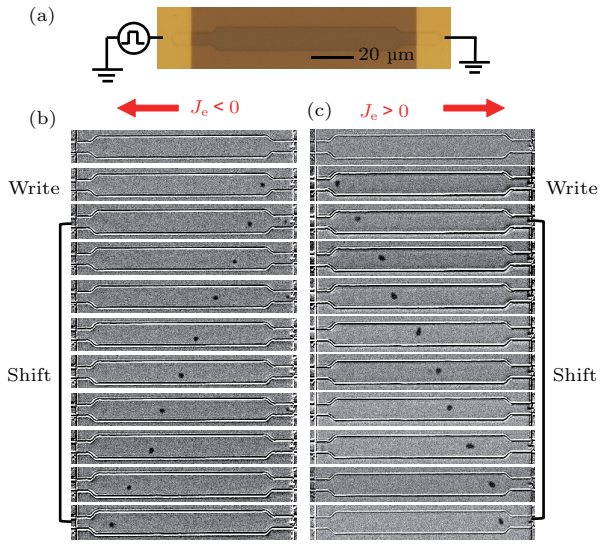


图9 (a)实验装置的光学显微镜图; (b), (c)分别为负向和正向的脉冲电流驱动单个斯格明子的产生和移动; 斯格明子的产生和移动过程: 首先施加一个足够大的磁场将多层膜沿着 $+z$ 方向饱和磁化, 接着将磁场减小到 $H_\perp = 2.7$ Oe, 之后施加一个大小为2 V的脉冲电流持续5 ms可以产生单个斯格明子; 斯格明子的运动可以通过施加一系列大小为8 V, 宽度为10 μs的脉冲电流来驱动

Fig. 9. (a) Optical microscope image of a SKS memory device; (b), (c) the generation and motion of a single skyrmion by a negative (b) and positive (c) current pulses, respectively. The generation and movement process of a skyrmion: a large enough magnetic field was first applied to saturate the magnetization along the $+z$-direction, then reducing the field to $H_\perp = 2.7$ Oe. Later, a single skyrmion was generated by a current pulse with a magnitude of 2 V and duration of 5 ms. The movement of skyrmions can be realized by a series of pulses with a magnitude of 8 V and duration of 10 μs.

下面, 分析电流驱动产生单个斯格明子的物理机理. 斯格明子的产生主要分为两个步骤. 首先, 电流在器件负电极一端的收缩区域产生一个条形磁畴. 我们认为, 条形磁畴的产生与DM相互作用造成的"赛道"边端磁矩倾斜是直接相关的, 如图10所示. 由于"赛道"负电极边端的磁矩发生顺时针倾斜, 导致了自旋轨道力矩容易在此处造成磁矩反转, 进而形成条形畴. 而DM相互作用在"赛道"的正电极一端造成的磁矩倾斜是逆时针方向的, 这增大了自旋轨道力矩翻转磁矩的势垒, 因此导致条形畴的产生总是沿着电流方向首先在器件负电极一端产生, 具有单向选择性. 在条形畴产生之后, 电流会驱动条形畴的边端继续运动, 并进入空间发散电流区域. 最后, 由于磁畴壁的张力, 条形畴在电流发散区断开, 进而形成一个斯格明子[38]. 继续施加电流会导致持续不断地产生斯格明子. 因此, 利用合适宽度的脉冲电流, 在产生一个斯格明子之后马上停止施加电流, 是恰好产生一个斯格明子的关键. 我们深入研究了单个斯格明子产生的概率和驱动电流的脉冲宽度的依赖关系, 如图11所示, 对于具有特定幅值和脉宽的脉冲电流(1 V, 100 ms), 斯格明子的产生概率达到最大, 因此可以用于产生单个斯格明子.

在产生单个斯格明子之后, 施加一个宽度窄、幅值大(8 V, 10 μs)的脉冲电流能够驱动斯格明子的移动. 这个脉冲的宽度短于一个斯格明子产生所需要的时间, 因此几乎不能产生新的斯格明子, 如图11所示. 这能够保证在驱动已有斯格明子运动的同时, 没有产生新的斯格明子. 由于用于产生和移动斯格明子的脉冲在幅值和脉冲宽度上均具有相对较大的差别, 因此两种操作具有相当好的稳定性. 通过这种脉冲组合的方式, 单个斯格明子产生和操控得以实现, 如图9所示. 在此基础之上, 利用相同原理还能够进一步实现多个斯格明子的产生和操控[40], 如图12所示. 实验中, 通过施加一组电流脉冲, 我们能够在同一器件中产生和操控七个斯格明子, 实现了"赛道"存储器的原理性数据写入. 理论上来说, 这种方法可以很自然地拓展到产生和操控更多的斯格明子.

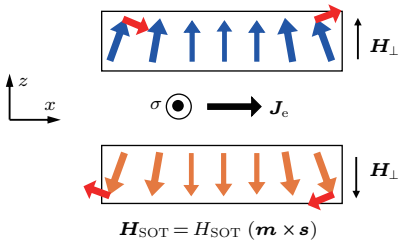


图10 类阻尼自旋轨道力矩驱动产生条形磁畴的原理 蓝色和橙色箭头表示磁矩方向; 由于DM相互作用, 边缘处的磁矩发生倾斜, 形成手性微磁结构, 类阻尼自旋轨道力矩产生的有效场是 $\boldsymbol{H}_{\rm SOT} = H_{\rm SOT}(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{\sigma})$; 红色箭头表示作用于边缘倾斜磁矩的有效场, $\boldsymbol{\sigma}$ 是电流通过自旋霍尔效应的产生的自旋电子的自旋极化方向, 其形式为 $\boldsymbol{\sigma} \parallel -\boldsymbol{z} \times \boldsymbol{J}_{\rm e}$, $\boldsymbol{J}_{\rm e}$ 是电子电流方向

Fig. 10. The generation of stripe domains driven by a current-induced damping-like SOT. The blue and orange arrows represent the magnetization directions. Due to DMI, the magnetic moments at the edges tilt and form a chiral micromagnetic structure. The effective field due to the SOT is $\boldsymbol{H}_{\rm SOT} = H_{\rm SOT}(\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{\sigma})$. The red arrows represent the effective fields on the tilted magnetic moments at the edges. $\boldsymbol{\sigma}$ is the electron spin direction induced by spin Hall effect in the presence of a current, which is in the form of $\boldsymbol{\sigma} \parallel -\boldsymbol{z} \times \boldsymbol{J}_{\rm e}$, and $\boldsymbol{J}_{\rm e}$ is along the electron current flow direction.

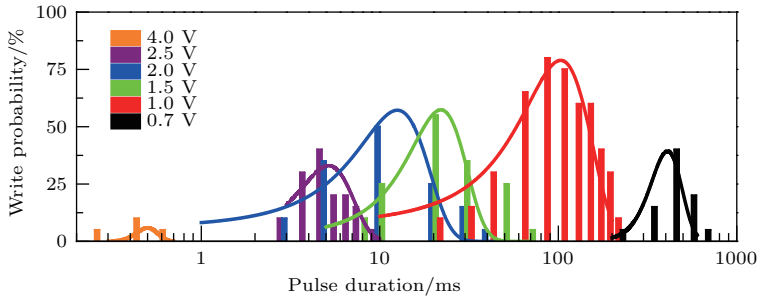


图11 产生单个斯格明子的概率与驱动电流脉冲宽度的依赖关系 实线是利用高斯函数对实验数据的拟合, 器件电阻是 $R = 1.414$ kΩ; 对于1 V的电压脉冲, 器件收缩区域中相应的电流密度为2.3 MA/cm^2

Fig. 11. The probability of generating a single skyrmion as a function of applied current pulse duration for different pulse magnitudes. The solid lines are the fitting of Gaussian functions. The resistance of the device is $R = 1.414$ kΩ. For 1 V pulse, the corresponding current density in the constriction region is 2.3 MA/cm^2.

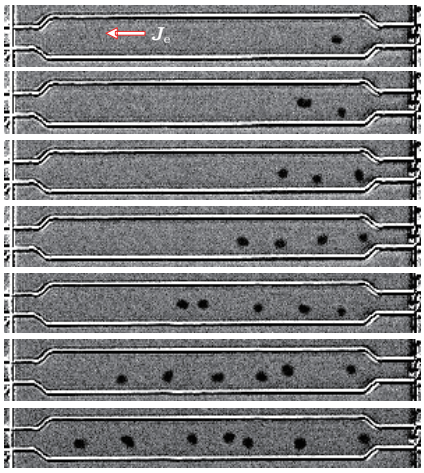


图 12 通过施加一系列负方向脉冲电流 (包括大小为 2 V, 宽度 5 ms 的写入脉冲电流和大小为 8 V, 宽度 10 μs 的驱动脉冲电流) 在位移存储器中产生和移动多达七个斯格明子

Fig. 12. The generation of up to seven skyrmions in the SKS memory device by using a series of negative write pulses (with a magnitude of 2 V and a duration of 5 ms) and negative shift pulses (with a magnitude of 8 V and a duration of 10 μs).

5 总结与展望

本文简要介绍了我们最近几年有关薄膜中斯格明子的研究进展. 这些研究为人们提供了产生斯格明子的方法, 拓展了斯格明子材料, 理解了电流驱动的动力学过程以及制备了相关的原理型器件. 虽然我们解决了一些材料、物理和器件应用原理的问题, 但仍有很多问题需要人们来进一步解决. 首先, 目前薄膜体系中观察到的斯格明子尺寸都比较大 (百纳米到几微米), 而真正意义上的高密度存储要求斯格明子的尺寸要小于 10 nm, 因此如果减小薄膜异质结中斯格明子的尺寸变得极为关键. 其次, 由于薄膜样品制备的不均匀和缺陷钉扎等因素的影响, 很多实验中观察到斯格明子的驱动电流都比较高, 并不满足低能耗的要求. 因此, 在不断减小斯格明子尺寸的同时降低其驱动电流密度也是人们努力的方向. 再次, 在这个器件中, 斯格明子的探测还是利用光学手段, 如何利用磁性隧道结实现电学探测也是需要解决的问题. 显然, 将斯格明子真正应用于产品依然面临着很多的问题. 但是, 我们已经看到, 在斯格明子发现以来的短短几年时间里, 人们在相关方面的研究已经取得了诸多突破性的进展. 相信在不久的将来, 随着更多的科学家投入到斯格明子的研究中来, 一定能够加速推动实现斯格明子的应用.

参考文献

[1] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899

[2] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152

[3] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031

[4] Jiang W, Chen G, Liu K, Zang J, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2017 *Sci. Rep.* **704** 1

[5] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P K, Wang K L 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134411

[6] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988

[7] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 839

[8] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784

[9] Sun L, Cao R, Miao B, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201

[10] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652

[11] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 742

[12] Zhang X, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643

[13] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9400

[14] Huang Y Q, Kang W, Zhang X C, Zhou Y, Zhao W S 2017 *Nanotechnology* **28** 08LT02

[15] Luo S, Song M, Li X, Zhang Y, Hong J, Yang X, Zou X, Xu N, You L 2018 *Nano Lett.* **18** 1180

[16] Wang C J, Xiao D, Chen X, Zhou Y, Liu Y W 2017 *New J. Phys.* **19** 083008

[17] 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

[18] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403

[19] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797

[20] Emori S, Bauer U, Ahn S M, Martinez E, Beach G S D 2013 *Nat. Mater.* **12** 611

[21] Ryu K S, Thomas L, Yang S H, Parkin S 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 527

[22] Chen G, Zhu J, Quesada A, Li J, N'Diaye A, Huo Y, Ma T, Chen Y, Kwon H, Won C, Qiu Z, Schmid A, Wu Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 77204

[23] Pappas C, Lelièvre-Berna E, Falus P, Bentley P M, Moskvin E, Grigoriev S, Fouquet P, Farago B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202

[24] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602

[25] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915

[26] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901

[27] Münzer W, Neubauer A, Adams T, Mühlbauer S, Franz C, Jonietz F, Georgii R, Böni P, Pedersen B, Schmidt M, Rosch A, Pfleiderer C 2010 *Phys. Rev. B* **81** 041203

[28] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2010 *Nature Mater.* **10** 106

[29] Wang C, Du H, Zhao X, Jin C, Tian M, Zhang Y, Che R 2017 *Nano Lett.* **17** 2921
[30] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C, Chen X, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
[31] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
[32] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pedersen B, Berger H, Lemmens P, Pfleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204
[33] Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 06403
[34] 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
[35] Peng L C, Zhag Y, Wang W H, He M, Li L L, Ding B, Li J Q, Sun Y, Zhang X G, Cai J W, Wang S G, Wu G H, Shen B G 2017 *Nano Lett.* **17** 7075
[36] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
[37] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636
[38] 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 2015 *Science* **349** 283
[39] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson John E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis Suzanne G E 2016 *Nat. Phys.* **13** 162
[40] Yu G, Upadhyaya P, Shao Q, Wu H, Yin G, Li X, He C, Jiang W, Han X, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **17** 261
[41] Yu G, Upadhyaya P, Li X, Li W, Kim S K, Fan Y, Wong K L, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 1981
[42] 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
[43] Pulecio J F, Hrabec A, Zeissler K, Zhu Y, Marrows C H 2016 arXiv preprint arXiv:1611.00209
[44] Pulecio J F, Hrabec A, Zeissler K, White R M, Zhu Y, Marrows C H 2016 arXiv preprint arXiv:1611.06869
[45] Soumyanarayanan A, Raju M, Gonzalez Oyarce A L, Tan A K C, Im M Y, Petrović A P, Ho P, Khoo K H, Tran M, Gan C K, Ernult F, Panagopoulos C 2017 *Nature Mater.* **16** 898
[46] He M, Peng L C, Zhu Z Z, Li G, Cai J W, Li J Q, Wei H X, Gu L, Wang S G, Zhao T Y, Shen B G, Zhang Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 202403
[47] Yang H, Thiaville A, Rohart S, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267210
[48] Hrabec A, Porter N, Wells A, Benitez M, Burnell G, McVitie S, McGrouther D, Moore T, Marrows C 2014 *Phys. Rev. B* **90** 020402
[49] Nembach H, Shaw J, Weiler M, Jue E, Silva T 2015 *Nat. Phys.* **11** 825
[50] Di K, Zhang V, Lim H, Ng S, Kuok M, Yu J, Yoon J, Qiu X, Yang H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 047201
[51] Heide M, Bihlmayer G, Blugel S 2008 *Phys. Rev. B* **78** 140403
[52] Chauleau J Y, Legrand W, Reyren N, Maccariello D, Collin S, Popescu H, Bouzehouane K, Cros V, Jaouen N, Fert A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 037202
[53] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blugel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
[54] Tetienne J P, Hingant T, Martinez L J, Rohart S, Thiaville A, Diez L H, Garcia K, Adam J P, Kim J V, Roch J F, Miron I M, Gaudin G, Vila L, Ocker B, Ravelosona D, Jacques V 2015 *Nat. Commun.* **6** 6733
[55] Chen G, Kang S P, Ophus C, N'Diaye A, Diaye A T, Kwon H Y, Qiu R T, Won C, Liu K, Wu Y Z, Schmid A K 2017 *Nat. Commun.* **8** 15302
[56] Pollard S, Garlow J, Yu J, Wang Z, Zhu Y, Yang H 2017 *Nat. Commun.* **8** 14761
[57] Korner H S, Stigloher J, Bauer H G, Hata H, Taniguchi T, Moriyama T, Ono T, Back C H 2015 *Phys. Rev. B* **92** 220413
[58] Belmeguenai M, Adam J P, Roussigne Y, Eimer S, Devolder T, Kim J V, Cherif S M, Stashkevich A, Thiaville A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 180405
[59] Yu G, Upadhyaya P, Wong K L, Jiang W, Alzate J G, Tang J, Amiri P K, Wang K L 2014 *Phys. Rev. B* **89** 104421
[60] Ma X, Yu G, Li X, Wang T, Wu D, Olsson K S, Chu Z, An K, Xiao J Q, Wang K L, Li X 2016 *Phys. Rev. B* **94** 180408
[61] Ma X, Yu G, Razavi S A, Sasaki S S, Li X, Hao K, Tolbert S H, Wang K L, Li X 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 027202
[62] Ma X, Yu G, Tang C, Li X, He C, Shi J, Wang K L, Li X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 157204
[63] Yu G, Wang Z, Abolfath-Beygi M, He C, Li X, Wong K L, Nordeen P, Wu H, Carman G P, Han X, Alhomoudi I A, Amiri P K, Wang K L 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 072402
[64] Dieny B, Chshiev M 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 025008
[65] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P, Wang K 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134411
[66] Yu G, Jenkins A, Ma X, Razavi S A, He C, Yin G, Shao Q, He Q l, Wu H, Li W, Jiang W, Han X, Li X E, Bleszynski Jayich A C, Amiri P K, Wang K L 2017 *Nano Lett.* **18** 980
[67] Wu D, Yu G, Chen C, Razavi S, Shao Q, Li X, Zhao B, Wong K, He C, Zhang Z, Amiri P, Wang K 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 222401
[68] Zhang W, Jungfleisch M, Jiang W, Pearson J, Hoffmann A, Freimuth F, Mokrousov Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 196602

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Skyrmions in magnetic thin film heterostructures*

Li Wen-Jing Guang Yao Yu Guo-Qiang† Wan Cai-Hua Feng Jia-Feng Han Xiu-Feng

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

(Received 27 March 2018; revised manuscript received 14 May 2018)

Abstract

Magnetic skyrmion is expected to function as an ideal information carrier for ultra-high density magnetic storage and logic functional device in the future due to its superior properties, such as topological protection, small size, and low driving current density for motion. In order to meet the basic requirements for writing and reading information in devices, one needs to be able to accurately generate, manipulate, and probe skyrmion at room temperature. Given that the history and latest developments of the skyrmion research will be reviewed comprehensively in other articles, in order to avoid repetition, in this article we briefly review a series of recent research advances we have made in magnetic multilayer materials in recent years, and discuss the advantages of relevant device applications and problems that need to be solved. They are included in three aspects as follows. 1) The room temperature skyrmion was observed in a wedge film Ta (5 nm)/ $Co_{20}Fe_{60}B_{20}$ (CoFeB) (1 nm)/Ta (t)/MgO (2 nm)/Ta (2 nm) by a polar magneto-optical Kerr microscope. Results showed that skyrmion can be created at room temperature by controlling the perpendicular magnetic anisotropy of magnetic thin film. In the following, we designed a thin film heterojunction containing an antiferromagnetic layer IrMn. The introduction of antiferromagnetic material can produce an exchange bias field in the magnetic layer, which can play the same role as an external magnetic field, making it possible to realize zero-field skyrmion. In this study, we have successfully observed a stable skyrmion at room temperature and zero magnetic field. 2) The spin-orbit torque generated by the current proved to be able to be used to manipulate the created skyrmion. In the fourth part of this review, we discuss the dynamic process of skyrmion driven by spin-orbit torque in IrMn/CoFeB heterojunctions, and the chirality of skyrmion can be deduced by the direction of its longitudinal motion driven by an applied current. Finally, a principle device based on the skyrmion is further fabricated. In this device, a set of binary data was recorded in the "track" in the presence and absence of skyrmion. Generating and manipulating numbers of skyrmions were realized by using a series of pulse currents with different amplitudes and widths. The detection of a skyrmion can be achieved by using a magnetic tunnel junction at the right end of the device. 3) The advantages of skyrmion as a storage device and the problems that need to be solved for practical applications were discussed

Keywords: magnetic skyrmion, thin film heterojunction, spin-orbit torque, room temperature

PACS: 12.39.Dc, 96.12.Hg, 91.60.Pn, 96.15.Gh **DOI:** 10.7498/aps.67.20180549

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China and Science Foundation Ireland International Partnership Program (Grant No. 51861135104), Youth 1000 Plan, the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0206200), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11434014, 51620105004, 11174341, 51701203), the Strategic Priority Research Program (B) of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB07030200), the Key Research Program of Frontier Sciences of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDJ-SSW-SLH016), and the International Partnership Program of the Chinese Academy of Sciences (CAS) (Grant No. 112111KYSB20170090).

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

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

磁性斯格明子晶格的磁弹现象与机理

胡杨凡　万学进　王彪

Magnetoelastic phenomena and mechanisms of magnetic skyrmion crystal

Hu Yang-Fan　Wan Xue-Jin　Wang Biao

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 136201 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20180251
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180251
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

磁性斯格明子晶格的磁弹现象与机理
Magnetoelastic phenomena and mechanisms of magnetic skyrmion crystal
物理学报.2018, 67(13): 136201　http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180251

横向各向同性固体材料中含定向非均匀体的有效弹性模量
Effective elastic modulus of a transverse isotropy solid with aligned inhomogeneity
物理学报.2015, 64(20): 206201　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.206201

含定向非均匀体固体材料的横观各向同性有效弹性模量
Variation of effective elastic moduli of a solid with transverse isotropy due to aligned inhomogeneities
物理学报.2014, 63(1): 016202　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.016202

六角相 ErA_x (A=H, He) 体系弹性性质的第一性原理研究
First-principles study on elastic properties of hexagonal phase ErA_x (A=H, He)
物理学报.2013, 62(11): 116201　http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.116201

外部压力下 β 相奥克托金晶体弹性性质变化的第一性原理研究
Elastic properties of β-HMX under extra pressure: a first principles study
物理学报.2012, 61(20): 206201　http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.206201

专题: 磁斯格明子

磁性斯格明子晶格的磁弹现象与机理*

胡杨凡† 万学进 王彪‡

(中山大学中法核工程与技术学院, 珠海 519082)

(2018 年 2 月 1 日收到; 2018 年 3 月 31 日收到修改稿)

近年来, 人们在一些具有手性相互作用的磁性体材料及薄膜中成功观测到具有非平凡拓扑性质的二维自旋结构, 称作磁性斯格明子. 在大部分情况下, 磁性斯格明子自发地聚集成一种晶格结构, 称作斯格明子晶格. 孤立的斯格明子由于其奇特的拓扑性质以及优异的电流驱动性质等“局域化特征”受到人们的广泛关注. 与此相对, 斯格明子晶格作为一种新颖的宏观磁性相, 可能与材料固有的多场耦合性质发生相互作用进而引发许多奇特的宏观物理现象乃至新性质. 在此范畴内, 人们发现由于手征磁体内禀的磁弹耦合, 斯格明子晶格不但对材料的力学性质产生影响, 而且在外力作用下自身具备“层展的弹性性质”. 本文对相关现象进行梳理, 并基于一种针对 B20 族手征磁体磁弹耦合效应普遍适用的热力学唯象模型, 逐一简述对于不同类型的磁弹现象如何建模分析, 进而给出其中一部分现象的实验与理论结果比对. 最后, 对这一领域的发展提出几个可供进一步探索的方向.

关键词: 斯格明子晶格, 手征磁体, 磁弹耦合, 层展弹性

PACS: 62.20.de, 75.10.–b, 75.80.+q **DOI:** 10.7498/aps.67.20180251

1 引 言

斯格明子(skyrmion)的概念最早由Tony Skyrme[1,2]在核物理的范畴提出, 是指非线性sigma模型的一个拓扑非平凡的孤子解. 随后人们发现斯格明子出现在横跨宇观到微观的各个尺度的物理体系中[3–7]. 在非中心对称的铁磁性体材料或薄膜结构中, 自旋在一定条件下自发地排列成拓扑非平凡的磁性斯格明子, 大多数情况下它们由于非共线的Dzyaloshinskii-Moriya (DM)相互作用而得以稳定存在[8–11]. 磁性材料中的二维斯格明子有两种可能的构型, 分别是布洛赫型[12–15](图1 (a))与奈尔型[16,17](图1 (b)). 材料中具体出现何种类型的斯格明子取决于系统的手性, 而手征磁体中布洛赫型的斯格明子较为常见. 孤立斯格明子的拓扑特征使其表现出稳定的“粒子”性质[18–20], 是人们理解层展物质态存在与演化的突破口. 同时, 斯格明子能够被极低密度的电流驱动[21,22]且能引发拓扑霍尔效应[23–27], 对新型自旋电子学器件以及高密度存储器件的研发至关重要. 然而, 真实材料中发现的斯格明子大多数情况下不会孤立存在, 而是自发结晶形成所谓的斯格明子晶格(SkX). 2009 年, Mühlbauer 等[12]通过小角度中子散射在MnSi体材料中首次发现自旋在特定外场条件下形成了二维SkX. 此后, 人们在B20族手征磁体的体材料[28,29]以及薄膜[13,14,19,30–32]中大量地观测到稳定的SkX. 在纳米结构中, 人们能够通过几何尺寸上的约束[33–36]获得单个的斯格明子, 然而随着结构尺寸的增加, 单个斯格明子迅速演化为斯格明子团簇(图1 (c)), 进而变化为SkX (图1 (d)).

* 国家自然科学基金(批准号: 11772360, 11302267, 11472313, 11572355)和广州市珠江科技新星专题(批准号: 201806010134)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huyf3@mail.sysu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wangbiao@mail.sysu.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

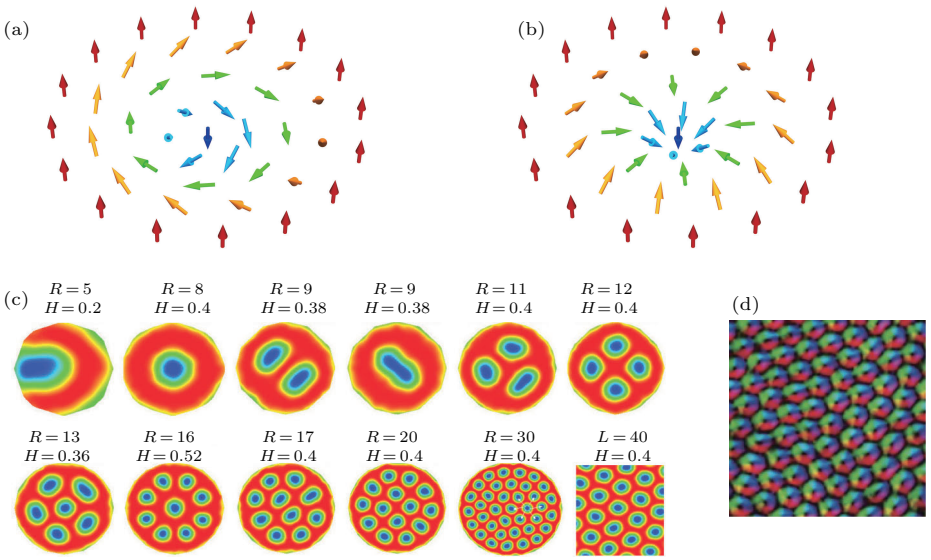


图 1 二维斯格明子及其团簇、晶格 (a) 布洛赫型以及 (b) 奈尔型孤立斯格明子示意图; (c) 纳米盘中孤立斯格明子随半径增大逐渐变化为斯格明子团簇[35]; (d) 斯格明子晶格[13]

Fig. 1. 2D skyrmions, skyrmions clusters and skyrmion lattices: (a) Bloch-type and (b) Neel-type isolated skyrmions; (c) skyrmions in the nanometer disk which transform from isolated state into cluster state with increasing diameter of the disk[35]; (d) skyrmion crystal[13].

长程有序的SkX[37]打破了孤立斯格明子的轴对称, 与孤立斯格明子的粒子特征不同, 其物理实质为相互耦合的自旋密度波[38]. 作为一种宏观磁相, SkX "弥散"在整个材料中, 因而导致材料本身各种宏观性质发生变化, 诸如弹性常数[39]、比热容[40]、磁电阻等[41]. 与之相比, 孤立斯格明子对材料宏观性质的影响往往可以忽略. 另一方面, 斯格明子晶格的波本质使其可能出现的结构变得更加丰富, 并且这种结构多样性从孤立斯格明子的角度难以解释. 例如, 人们在实验上观测到斯格明子晶格会发生所谓的结构相变[29,42], 即从六角晶格变化为四方晶格. 这类相变发生前后两种晶格的波矢模长基本不变, 意味着晶格中的斯格明子有效半径发生了跳变, 也就是说两种晶格中的斯格明子具有截然不同的尺寸.

由于手征磁体内禀的磁弹相互作用, 材料内部的斯格明子及其晶格在外力作用下引发丰富的磁弹耦合现象, 一般来说可分为两类. 一类现象体现外力对斯格明子及其晶格的影响. 首先, 此中研究得最多的现象就是通过外力调整斯格明子晶格相在磁场-温度相图中稳定区域的大小. 人们在理论[43–46]与实验[47–54]上都发现, 对材料施加单轴拉伸或压缩可以达到这一目的. 对于薄膜结构, 可以通过基底与薄膜之间的晶格失配施加应变, 从而同样达到调节斯格明子晶格稳定性的目的[31,55,56](见图2). 其次, 单轴拉伸还能影响斯格明子的生成、湮灭以及基本性质. Ghimire等[57]通过第一性原理计算发现较强的磁弹耦合相互作用可能使材料出现非共线的磁性基态. Liu等[58]发现单轴应力能够将磁畴"切"成斯格明子. Chen等[59]发现单轴拉伸可以改变斯格明子手性, 导致混合手性斯格明子的出现. Li等[60]发现可以通过对材料施加应力控制斯格明子的生成以及在电流中的运动轨迹. 最后, 外力还会导致SkX发生层展变形. 2015年, Shibata等[28]通过洛伦兹透射电子显微镜(TEM)发现对FeGe薄膜施加0.3%的单向拉伸应变后, 材料内部的SkX出现了高达20%的单向层展应变(见图4 (a)—(c)). 这一实验结果说明SkX具有极好的"层展弹性", 且该性质独立于底层材料的刚度. 随后这种层展弹性现象在MnSi中也得到验证[47,61]. Hu与Wang[62]推导了描述SkX层展弹性的线性本构方程, 构建了定量描述这一现象的解析理论.

另一类现象体现SkX的出现对于材料自身力学性质的影响. 首先, 磁弹耦合使得SkX总是伴随着一个周期变化的内禀弹性场[63]. 在自由边界上, 其中的内禀应力场的释放形成一个周期分布的凹凸不平的表面构型, 称为SkX的表面形貌[64]. 其

次, 当材料磁极化相变到斯格明子晶格相的过程中, 材料的弹性常数发生跳变[39,65,66,67], Zhang 等[68] 在理论上构建了声子-磁振子耦合理论对此进行了解释. 最后, 材料的动力学性质 (声子谱) 受到斯格明子晶格的影响[69,70]. 上述现象说明材料内部弹性场与磁性斯格明子及其晶格之间相互影响, 其中蕴含丰富的物理, 而对此的明晰是发展斯格明子及其晶格"应变工程"的基础.

在针对某个特定的材料中某种磁弹耦合现象进行专门研究的过程中涌现出若干有效的理论方法, 然而其中大部分方法局限性较大. 与此相对, 要建立一个针对某一类材料的各种磁弹耦合现象普遍适用的理论则非常困难. Hu 与 Wang[71] 基于 B20 族材料的对称性推导了包含必要高阶磁弹相互作用的 Landau-Ginzburg 泛函, 并在此基础上定量解释了与典型材料 MnSi 相关的若干磁弹耦合现象, 在此方面推进了一步. 本文以这一套理论方法为脉络, 首先分类梳理上述磁弹耦合现象, 再简述如何基于这一理论研究相应的磁弹耦合问题, 并给出相应实验与理论结果的对比, 最后给出斯格明子磁弹耦合范畴内我们认为较为重要的几个发展方向.

2 B20族手征磁体在磁场-温度场-弹性场耦合作用下的朗道-金兹堡泛函

针对手征磁体磁弹耦合现象的研究由来已久. 早期的理论工作主要可分为以下两类: 一类是基于立方对称铁磁体的磁致伸缩理论[72](称作 K 理论); 另一类是基于针对 MnSi 中的自旋密度波相 (或称圆锥相) 发展的磁致伸缩理论[73](称作 P 理论). 然而, 使用这两类理论解释许多与斯格明子及其晶格相关的磁弹耦合现象却并不成功, 其主要原因在于这两类理论使用的磁弹耦合相互作用泛函被过度地地简化了. Hu 与 Wang[71] 基于群论推导了针对 B20 族手征磁体普遍适用的磁弹耦合相互作用泛函, 除 P 理论中描述的泛函项外, 还包含了另外两类高阶相互作用泛函项. 以此为基础, 它们拓展了 B20 族手征磁体的朗道-金兹堡自由能密度泛函[7,10,74], 适用于分析手征磁体在磁-温-弹耦合场作用下的行为:

$$\begin{aligned} w(\boldsymbol{M},\varepsilon_{ij}) = &\sum_{i=1}^{3} A\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right)^2 + D\boldsymbol{M}\cdot(\nabla\times\boldsymbol{M}) \\ &- \boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{M} + \alpha(T-T_0)\boldsymbol{M}^2 + \beta\boldsymbol{M}^4 \\ &+ w_{\rm an} + w_{\rm el} + w_{\rm me}, \end{aligned} \tag{1}$$

其中 $\boldsymbol{M}=[M_1,M_2,M_3]^{\rm T}$ 表示磁极化向量; ε_{ij} 表示应变分量; T 表示温度; $M_{\rm s}$ 表示接近绝对零度时测得的饱和磁极化; $\boldsymbol{M}^2 = M_1^2+M_2^2+M_3^2$. 方程 (1) 中第一项源自交换相互作用, A 表示其强度; 第二项源自 DM 相互作用, D 表示其强度; 第三项表示外磁场 $\boldsymbol{B}$ 引起的 Zeeman 能密度; $\alpha(T-T_0)\boldsymbol{M}^2+\beta\boldsymbol{M}^4$ 表示自由能密度朗道展开的二次以及四次项; $w_{\rm an}, w_{\rm el}$ 以及 $w_{\rm me}$ 分别表示各向异性能密度、弹性能密度、以及磁弹耦合能密度. 它们的表达式分别可展开为:

$$w_{\rm an} = \sum_{i=1}^{3}\left[A_{\rm e}\left(\frac{\partial M_i}{\partial x_i}\right)^2 + A_{\rm c}M_i^4\right], \tag{2}$$

$$\begin{aligned} w_{\rm el} = &\frac{1}{2}C_{11}(\varepsilon_{11}^2+\varepsilon_{22}^2+\varepsilon_{33}^2) \\ &+ C_{12}(\varepsilon_{11}\varepsilon_{22}+\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}+\varepsilon_{22}\varepsilon_{33}) \\ &+ \frac{1}{2}C_{44}(\gamma_{12}^2+\gamma_{13}^2+\gamma_{23}^2), \end{aligned} \tag{3}$$

$$w_{\rm me} = w_{\rm me0} + w_{\rm me1} + w_{\rm me2}, \tag{4}$$

其中

$$\begin{aligned} w_{\rm me0} = &\frac{1}{M_{\rm s}^2}[KM^2\varepsilon_{ii} + L_1(M_1^2\varepsilon_{11}+M_2^2\varepsilon_{22}+M_3^2\varepsilon_{33}) + L_2(M_3^2\varepsilon_{11}+M_1^2\varepsilon_{22}+M_2^2\varepsilon_{33}) \\ &+ L_3(M_1M_2\gamma_{12}+M_1M_3\gamma_{13}+M_2M_3\gamma_{23})], \end{aligned} \tag{5}$$

$$w_{\rm me1} = \frac{1}{M_{\rm s}^2}\sum_{i=1}^{6} L_{{\rm O}i}f_{{\rm O}i}, \tag{6}$$

$$w_{\rm me2} = \frac{1}{M_{\rm s}^2}\sum_{i=1}^{3} L_{2i}f_{2i}, \tag{7}$$

$$f_{\rm O1} = \varepsilon_{11}(M_{1,2}M_3 - M_{1,3}M_2) + \varepsilon_{22}(M_{2,3}M_1 - M_{2,1}M_3) + \varepsilon_{33}(M_{3,1}M_2 - M_{3,2}M_1),$$

$$
\begin{aligned}
f_{\mathrm{O}2} &= \varepsilon_{11}(M_{3,1}M_2 - M_{2,1}M_3) + \varepsilon_{22}(M_{1,2}M_3 - M_{3,2}M_1) + \varepsilon_{33}(M_{2,3}M_1 - M_{1,3}M_2),\\
f_{\mathrm{O}3} &= \varepsilon_{11}M_1(M_{2,3} - M_{3,2}) + \varepsilon_{22}M_2(M_{3,1} - M_{1,3}) + \varepsilon_{33}M_3(M_{1,2} - M_{2,1}),\\
f_{\mathrm{O}4} &= \gamma_{23}(M_{1,3}M_3 - M_{1,2}M_2) + \gamma_{13}(M_{2,1}M_1 - M_{2,3}M_3) + \gamma_{12}(M_{3,2}M_2 - M_{3,1}M_1),\\
f_{\mathrm{O}5} &= \gamma_{23}(M_{3,1}M_3 - M_{2,1}M_2) + \gamma_{13}(M_{1,2}M_1 - M_{3,2}M_3) + \gamma_{12}(M_{2,3}M_2 - M_{1,3}M_1),\\
f_{\mathrm{O}6} &= \gamma_{23}M_1(M_{3,3} - M_{2,2}) + \gamma_{13}M_2(M_{1,1} - M_{3,3}) + \gamma_{12}M_3(M_{2,2} - M_{1,1}),
\end{aligned}
\tag{8}
$$

$$
\begin{aligned}
f_{21} &= \gamma_{23}\gamma_{12}M_1M_3 + \gamma_{23}\gamma_{13}M_1M_2 + \gamma_{12}\gamma_{13}M_2M_3,\\
f_{22} &= \gamma_{23}^2M_1^2 + \gamma_{12}^2M_3^2 + \gamma_{13}^2M_2^2,\quad f_{23} = M^2(\gamma_{23}^2 + \gamma_{12}^2 + \gamma_{13}^2).
\end{aligned}
\tag{9}
$$

方程 (2) 中第一项源自交换各向异性, A_{e} 表示其强度; 第二项源自磁晶各向异性, A_{c} 表示其强度. 方程 (4) 将磁弹相互作用分为三部分, 其中 $w_{\mathrm{me}0}$ 给出的泛函形式与 P 理论一致, $w_{\mathrm{me}1}$ 与 $w_{\mathrm{me}2}$ 则给出两类高阶磁弹耦合相互作用, $K, L_i(i = 1,2,3), L_{\mathrm{O}i}$ $(i = 1\text{—}6)$, L_{2i} $(i = 1,2,3)$ 等为磁弹耦合系数. 后面会看到, $w_{\mathrm{me}1}$ 描述的部分对于理解材料弹性常数 C_{11} 以及 C_{33} 随外磁场的变化至关重要, 而 $w_{\mathrm{me}2}$ 描述的部分对于理解材料弹性常数 C_{44} 以及 C_{66} 随外磁场的变化至关重要. 从泛函展开的角度而言, $w_{\mathrm{me}2}$ 是 $w_{\mathrm{me}1}$ 的高阶项, $w_{\mathrm{me}1}$ 又是 $w_{\mathrm{me}0}$ 的高阶项, 因此在讨论某些特定问题时 $w_{\mathrm{me}2}$ 可忽略不计.

若材料的应变 ε_{ij} 被约束 (或说材料受到位移约束), 则磁弹耦合对手征磁体平衡态性质的影响可通过分析 w_{me} 对于方程 (1) 中其他他项的影响获得. 例如, $w_{\mathrm{me}0}$ 中的项会影响朗道展开二次项 $\alpha(T - T_0)\boldsymbol{M}^2$ 的系数. 在给定应变约束 ε_{ij} 时, 磁弹耦合对平衡态性质的影响不仅依赖于材料的磁弹耦合系数 (K, L_1, L_2, L_3 等), 更依赖于其与相应热力学参数 (在本例中为 α) 的相对大小. 为方便讨论, 可将方程 (1) 给出的泛函重整化为如下的形式:

$$
\begin{aligned}
&\tilde{w}(\boldsymbol{m}, \varepsilon_{ij})\\
&= \sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial r_i}\right)^2 + 2\boldsymbol{m}\cdot(\nabla\times\boldsymbol{m}) - 2\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{m}\\
&\quad + t\boldsymbol{m}^2 + \boldsymbol{m}^4 + \tilde{w}_{\mathrm{an}} + \tilde{w}_{\mathrm{el}} + \tilde{w}_{\mathrm{me}},
\end{aligned}
\tag{10}
$$

其中 $\tilde{w}(\boldsymbol{m}, \varepsilon_{ij}) = \dfrac{\beta}{G^2}w(\boldsymbol{M}, \varepsilon_{ij})$, 而

$$
\begin{aligned}
&\boldsymbol{r} = \frac{\boldsymbol{x}}{L_D},\quad \boldsymbol{b} = \frac{\boldsymbol{B}}{B},\quad \boldsymbol{m} = \frac{\boldsymbol{M}}{M_0},\quad L_D = \frac{2A}{D},\\
&G = \frac{D^2}{4A},\quad B = 2GM_0,\\
&M_0 = \sqrt{\frac{G}{\beta}},\quad t = \frac{\alpha(T - T_0)}{G}.
\end{aligned}
\tag{11}
$$

$\boldsymbol{x}$ 与 $\boldsymbol{r}$ 分别为重整化前后坐标矢量, 通过这一变换得到的 $\tilde{w}(\boldsymbol{m}, \varepsilon_{ij})$ 是无量纲化的磁极化 $\boldsymbol{m}$ 以及应变 ε_{ij} 的泛函, 且 $\tilde{w}_{\mathrm{an}}$, $\tilde{w}_{\mathrm{el}}$ 与 $\tilde{w}_{\mathrm{me}}$ 的表达式形式可通过如下变换从方程 (2)—(9) 直接导出:

$$
\begin{aligned}
&M_i \to m_i,\ M_{i,j} \to m_{i,j},\ A_{\mathrm{e}} \to \tilde{A}_{\mathrm{e}},\ A_{\mathrm{c}} \to \tilde{A}_{\mathrm{c}},\\
&C_{11} \to \tilde{C}_{11},\ C_{12} \to \tilde{C}_{12},\ C_{44} \to \tilde{C}_{44},\ \frac{K}{M_{\mathrm{s}}^2} \to \tilde{K},\\
&\frac{L_i}{M_{\mathrm{s}}^2} \to \tilde{L}_i,\ \frac{L_{\mathrm{O}k}}{M_{\mathrm{s}}^2} \to \tilde{L}_{\mathrm{O}k},\ \frac{L_{2i}}{M_{\mathrm{s}}^2} \to \tilde{L}_{2i},\\
&(i,j = 1,2,3;\quad k = 1,2,\cdots,6).
\end{aligned}
\tag{12}
$$

方程 (12) 中的重整化系数与原系数之间满足

$$
\begin{aligned}
&\tilde{A}_{\mathrm{e}} = \frac{A_{\mathrm{e}}}{A},\ \tilde{A}_{\mathrm{c}} = \frac{A_{\mathrm{c}}}{\beta},\ \tilde{K} = \frac{K}{GM_{\mathrm{s}}^2},\\
&\tilde{L}_1 = \frac{L_1}{GM_{\mathrm{s}}^2},\ \tilde{L}_2 = \frac{L_2}{GM_{\mathrm{s}}^2},\ \tilde{L}_3 = \frac{L_3}{GM_{\mathrm{s}}^2},\\
&\tilde{L}_{2i} = \frac{L_{2i}}{GM_{\mathrm{s}}^2}\ (i = 1,2,3),\\
&\tilde{L}_{\mathrm{O}i} = \frac{2L_{\mathrm{O}i}}{DM_{\mathrm{s}}^2}\ (i = 1,2,\cdots,6),\\
&\tilde{C}_{11} = \frac{\beta}{G^2}C_{11},\ \tilde{C}_{12} = \frac{\beta}{G^2}C_{12},\\
&\tilde{C}_{44} = \frac{\beta}{G^2}C_{44}.
\end{aligned}
\tag{13}
$$

与方程 (1) 相比, 方程 (10) 的形式更具普适性. 此时磁弹相互作用对斯格明子及其晶格的影响完全取决于方程 (13) 中列出的重整化系数.

3 斯格明子晶格相的波本质及其平衡态性质

自斯格明子晶格相在手征磁体中被发现以来, 一个备受争议的基本问题是应该将其理解为耦合的自旋密度波还是拓扑磁性层展粒子的简单堆砌. “粒子”派认为 SkX 中的斯格明子之间存在

相互作用, 然而这种相互作用仅仅扰动了其中斯格明子的边缘区域, 而每个斯格明子仍然具有一个面内轴对称的"核"[7,75]. 反之, "波动"派认为被广泛观测到的具有六角对称的SkX可被近似为一个常向量与三个具有不同波矢方向的自旋密度波的叠加[12,29,37]. 在大部分体材料[12,28,29]与相应薄膜[13−15,30,31]中, 斯格明子都以晶格态存在; 同时人们还发现其他层展磁性粒子(如双斯格明子[76,77]以及反斯格明子等[78])均形成相应的晶态. 这些实验现象说明层展晶态的波-粒本质争议具有一般性. 同时, 这一问题的解答至少具有以下两重显著的价值: 1) 层展晶态的波表述与粒子表述在数学上互不相容, 因此只有解决这一议题才能明确任何层展晶格的准确数学表达式; 2) 两种表述具有不同的局部对称性, 因此这一议题的答案决定了层展晶态中的粒子是否保持孤立层展粒子的许多物理性质(例如拓扑保护). 不考虑磁弹耦合作用时(即在方程(10)中忽略$\tilde{w}_{\rm an}$以及$\tilde{w}_{\rm me}$), Hu[38]运用泛函分析证明了任何长程有序的层展晶态具有波本质, 也就是说这些状态对应的数学表达式可写为一个傅里叶级数. 对于任一二维层展晶态, 其序参量可写为如下形式的n阶傅里叶表述:

$$\boldsymbol{m}_{{\rm F}n}=\boldsymbol{m}_0+\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n_i}\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{ij}}\,{\rm e}^{{\rm i}\boldsymbol{q}_{ij}\cdot\boldsymbol{r}}, \tag{14}$$

其中n_i表示第i阶展开中波矢的个数; $\boldsymbol{q}_{ij}$表示第i阶展开中第j个波矢; $|\boldsymbol{q}_{i1}|=|\boldsymbol{q}_{i2}|=|\boldsymbol{q}_{i3}|=\cdots=|\boldsymbol{q}_{in_i}|=s_iq$; $|\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{i1}}|=|\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{i2}}|=|\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{i3}}|=\cdots=|\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{in_i}}|=m_{qi}$, $|\boldsymbol{q}_{1j}|<|\boldsymbol{q}_{2j}|<|\boldsymbol{q}_{3j}|<\cdots<|\boldsymbol{q}_{nj}|$. s_i表示i阶展开波矢模长与1阶展开波矢模长q的比值, 为一个递增的正实数序列, 其取值与晶格结构有关. 六角晶格对应的s_i值见表1. 应注意方程(14)以及下文中, ${\rm i}=\sqrt{-1}$, 与下标i具有不同含义.

将方程(14)形式的解代入方程(10), 积分后可得

$$\begin{aligned}\overline{w}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n},\varepsilon_{ij})&=-\frac{(t-1)^2}{4}-b^2+(\boldsymbol{m}_0-\boldsymbol{b})^2\\&\quad+\overline{w}_{\rm int}+\overline{w}_{\rm per}+\overline{w}_{\rm an}+\overline{w}_{\rm me}+\overline{w}_{\rm el},\end{aligned} \tag{15}$$

其中

$$\overline{w}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n},\varepsilon_{ij})=\frac{1}{V}\int\tilde{w}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n},\varepsilon_{ij}){\rm d}V;$$

$\overline{w}_{\rm an}$, $\overline{w}_{\rm me}$以及$\overline{w}_{\rm el}$具有类似的定义; 而

$$\overline{w}_{\rm int}=\frac{1}{V}\int\left(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n}^2+\frac{t-1}{2}\right)^2{\rm d}V,$$

$$\overline{w}_{\rm per}=\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n_i}(\boldsymbol{m}^*_{\boldsymbol{q}_{ij}})^{\rm T}\boldsymbol{A}_{ij}\boldsymbol{m}_{q_{ij}}.$$

这里$\boldsymbol{m}^*_{q_{ij}}$表示$\boldsymbol{m}_{q_{ij}}$的复共轭, 而

$$\boldsymbol{A}_{ij}=\begin{bmatrix}1+(s_iq)^2&0&2{\rm i}q_{ijy}\\0&1+(s_iq)^2&-2{\rm i}q_{ijx}\\-2{\rm i}q_{ijy}&2{\rm i}q_{ijx}&1+(s_iq)^2\end{bmatrix}, \tag{16}$$

其中$|\boldsymbol{q}_{ij}|=s_iq=\sqrt{q_{ijx}^2+q_{ijy}^2}$, 这里$q_{ijx}$与$q_{ijy}$分别为$\boldsymbol{q}_{ij}$的$x$与$y$方向分量. $\boldsymbol{A}_{ij}$对应三个不同的特征值$(s_iq-1)^2$, $1+(s_iq)^2$以及$(s_iq+1)^2$, 它们的相应单位特征向量可写为

$$\boldsymbol{P}_{ij1}=\frac{1}{\sqrt{2}s_iq}[-{\rm i}q_{ijy},{\rm i}q_{ijx},s_iq]^{\rm T},$$

$$\boldsymbol{P}_{ij2}=\frac{1}{s_iq}[q_{ijx},q_{ijy},0]^{\rm T},$$

$$\boldsymbol{P}_{ij3}=\frac{1}{\sqrt{2}s_iq}[{\rm i}q_{ijy},-{\rm i}q_{ijx},s_iq]^{\rm T}.$$

因此$\boldsymbol{m}_{q_{ij}}$可以展开为

$$\boldsymbol{m}_{q_{ij}}=c_{ij1}\boldsymbol{P}_{ij1}+c_{ij2}\boldsymbol{P}_{ij2}+c_{ij3}\boldsymbol{P}_{ij3}, \tag{17}$$

而

$$c_{ijk}=c_{ijk}^{\rm re}+{\rm i}c_{ijk}^{\rm im}, \tag{18}$$

其中$c_{ijk}^{\rm re}$与$c_{ijk}^{\rm im}$是实的待解变量. 假设$\varepsilon_{ij}=0$, 任意一种层展晶态解由变量$\boldsymbol{m}_0$, $c_{ijk}^{\rm re}$, $c_{ijk}^{\rm im}$以及q确定, 它们的取值则通过对方程(15)中的$\overline{w}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n},0)$求极小值来确定. 运用方程(17), $\overline{w}_{\rm per}$可表述为

表1 六角晶格对应傅里叶表述的详细信息

Table 1. Detail information related to the Fourier representation of hexagonal lattices.

下标i取值	1	2	3	4	5	6	7	8
n_i	6	6	6	12	6	6	12	6
s_i	1	$\sqrt{3}$	2	$\sqrt{7}$	3	$2\sqrt{3}$	$\sqrt{13}$	4
q_{ij}的可能取值	$(1,0)$	$(0,\sqrt{3})$	$(2,0)$	$(2,\sqrt{3})$	$(3,0)$	$(0,2\sqrt{3})$	$(1,2\sqrt{3})$	$(4,0)$

$$\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n_i}[|c_{ij1}|^2(s_iq-1)^2+|c_{ij2}|^2(1+(s_iq)^2)+|c_{ij3}|^2(s_iq+1)^2].$$

$\overline{w}_{\rm per}=0$ 对应的解是: $q=1$; 对任意的 i,j, $|c_{ij2}|=|c_{ij3}|=0$; 而对 $i\neq 1$, $|c_{ij1}|=0$. 由于 $\overline{w}_{\rm per}$ 总是半正定的, 并且 $\overline{w}_{\rm per}$ 中包含对于层展晶态的稳定性起主导作用的交换相互作用以及DM相互作用, 因此 $\overline{w}_{\rm per}=0$ 的解往往可作为数值求解任意一种层展晶态解的起点.

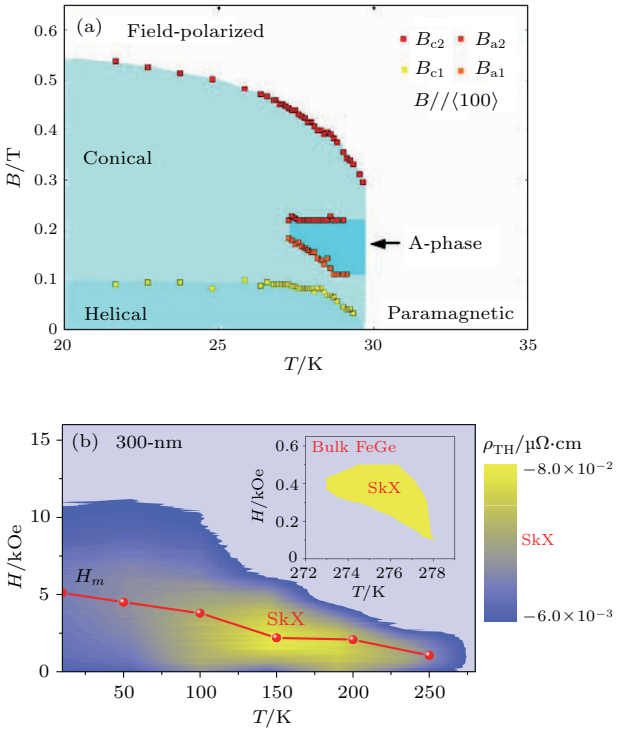


图 2 (a) MnSi 体材料磁场-温度相图[12], 其中 A-phase 指斯格明子晶格相; (b) FeGe 薄膜磁场-温度相图[31], 其中高亮且标 SkX 的区域为稳定的斯格明子晶格相, 内插图高亮标注的区域为 FeGe 体材料稳定的斯格明子晶格相

Fig. 2. (a) Magnetic field-temperature phase diagram of bulk MnSi[12], in which A-phase stands for the skyrmion lattice phase; (b) magnetic field-temperature phase diagram of FeGe film[31], in which the region highlighted and labeled with SkX is the stable skyrmion lattice phase, the highlighted region in the inset represents the stable skyrmion lattice phase of bulk FeGe.

4 材料的受力与变形对斯格明子晶格性质的影响

手征磁体作为铁磁体中的一小类, 具备内禀的磁弹耦合性质. SkX 作为手征磁体中的磁极化可能呈现的一种宏观状态, 必然受到外力作用的影响. 本节我们从两个方面探讨材料的受力与变形对磁性 SkX 性质的影响.

4.1 外力与变形对斯格明子晶格稳定性的影响

斯格明子晶格相最初在 MnSi 体材料中被发现时[12], 只能稳定存在于温度-磁场相图右下方的一个狭小的口袋状区域中. 随后, 人们在实验中观测到在外延生长的 $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$[13], FeGe[14,31] 以及 MnSi[56] 薄膜中, SkX 在相图中的稳定区域与体材料相比大大增加. 由于外延生长的薄膜与基底之间总是存在失配应变, 这一实验现象由此成为应力应变能够影响斯格明子晶格稳定性的第一个证据. 在理论上, Butenko 等[43] 在自由能密度泛函中引入单轴各向异性项, 发现能够通过调控各向异性的大小来稳定非中心对称的铁磁体中的斯格明子晶格相, 并认为这一机制可以解释外延薄膜中斯格明子晶格相的稳定性. 该理论的遗憾之处在于自由能密度泛函中并不显含应变, 因此无法得知单轴各向异性是如何通过外延薄膜受到的失配应变产生的[79]. 此后, Nii 等[48] 在 MnSi 的单轴拉伸压缩实验中得到更直接的证据: 单轴拉伸或压缩能够有效地调节斯格明子晶格相在相图中的稳定区域. Hu 与 Wang[71] 基于第 2 节给出的热力学模型定量解释了这一实验结果, 我们在此简述其思路.

首先, 在给定的温度、磁场以及应力条件下, 我们通过方程 (10) 给出的自由能密度泛函求出给定应力边界条件下的应变解. 由本构关系 $\tilde{\sigma}_{ij}=\partial\tilde{w}(\boldsymbol{m},\varepsilon_{ij})/\partial\varepsilon_{ij}$, 有

$$\begin{aligned}
\tilde{\sigma}_{11}&=\tilde{C}_{11}(\varepsilon_{11}-\varepsilon^*_{11})+\tilde{C}_{12}(\varepsilon_{22}-\varepsilon^*_{22}+\varepsilon_{33}-\varepsilon^*_{33}),\\
\tilde{\sigma}_{22}&=\tilde{C}_{11}(\varepsilon_{22}-\varepsilon^*_{22})+\tilde{C}_{12}(\varepsilon_{11}-\varepsilon^*_{11}+\varepsilon_{33}-\varepsilon^*_{33}),\\
\tilde{\sigma}_{33}&=\tilde{C}_{11}(\varepsilon_{33}-\varepsilon^*_{33})+\tilde{C}_{12}(\varepsilon_{11}-\varepsilon^*_{11}+\varepsilon_{22}-\varepsilon^*_{22}),\\
\begin{bmatrix}\tilde{\sigma}_{23}\\ \tilde{\sigma}_{13}\\ \tilde{\sigma}_{12}\end{bmatrix}&=\boldsymbol{D}\begin{bmatrix}\gamma_{23}-\gamma^*_{23}\\ \gamma_{13}-\gamma^*_{13}\\ \gamma_{12}-\gamma^*_{12}\end{bmatrix},
\end{aligned}\tag{19}$$

其中 $\tilde{\sigma}_{ij}$ 表示重整化的应力分量, 满足 $\tilde{\sigma}_{ij}=\dfrac{\beta}{G^2}\sigma_{ij}.\varepsilon^*_{ij}$ 与 γ^*_{ij} 共同表征本征应变 (材料的总应变为弹性应变与本征应变之和) 的分量, 且具有如下具体形式:

$$\varepsilon^*_{11} = K^*m^2 - L^*_1 m^2_1 - L^*_2 m^2_3 + L^*_{\rm O1}(m_3 m_{1,2} - m_2 m_{1,3}) + L^*_{\rm O2}(m_3 m_{2,1} - m_2 m_{3,1}) + L^*_{\rm O3} m_1 (m_{2,3} - m_{3,2}),$$
$$\varepsilon^*_{22} = K^*m^2 - L^*_1 m^2_2 - L^*_2 m^2_1 + L^*_{\rm O1}(m_1 m_{2,3} - m_3 m_{2,1}) + L^*_{\rm O2}(m_1 m_{3,2} - m_3 m_{1,2}) + L^*_{\rm O3} m_2 (m_{3,1} - m_{1,3}),$$
$$\varepsilon^*_{33} = K^*m^2 - L^*_1 m^2_3 - L^*_2 m^2_2 + L^*_{\rm O1}(m_2 m_{3,1} - m_1 m_{3,2}) + L^*_{\rm O2}(m_2 m_{1,3} - m_1 m_{2,3}) + L^*_{\rm O3} M_3 (m_{1,2} - m_{2,1}),$$
$$\begin{bmatrix}\gamma^*_{23}\\ \gamma^*_{13}\\ \gamma^*_{12}\end{bmatrix} = \boldsymbol{D}^{-1}\begin{bmatrix}\sigma^*_{23}\\ \sigma^*_{13}\\ \sigma^*_{12}\end{bmatrix}, \tag{20}$$

其中

$$\boldsymbol{D} = \begin{bmatrix}(\tilde{C}^*_{44} + 2\tilde{L}_{22}m^2_1) & \tilde{L}_{21}m_1m_2 & \tilde{L}_{21}m_1m_3\\ \tilde{L}_{21}m_1m_2 & (\tilde{C}^*_{44} + 2\tilde{L}_{22}m^2_2) & \tilde{L}_{21}m_2m_3\\ \tilde{L}_{21}m_1m_3 & \tilde{L}_{21}m_2m_3 & (\tilde{C}^*_{44} + 2\tilde{L}_{22}m^2_3)\end{bmatrix},$$
$$\sigma^*_{23} = -\tilde{L}_3 m_2 m_3 + \tilde{L}_{\rm O6} m_1 (m_{2,2} - m_{3,3}) + m_2(\tilde{L}_{\rm O4} m_{1,2} + \tilde{L}_{\rm O5} m_{2,1}) - m_3(\tilde{L}_{\rm O4} m_{1,3} + \tilde{L}_{\rm O5} m_{3,1}),$$
$$\sigma^*_{13} = -\tilde{L}_3 m_1 m_3 + \tilde{L}_{\rm O6} m_2 (m_{3,3} - m_{1,1}) + m_3(\tilde{L}_{\rm O4} m_{2,3} + \tilde{L}_{\rm O5} m_{3,2}) - m_1(\tilde{L}_{\rm O4} m_{2,1} + \tilde{L}_{\rm O5} m_{1,2}),$$
$$\sigma^*_{12} = -\tilde{L}_3 m_1 m_2 + \tilde{L}_{\rm O6} m_3 (m_{1,1} - m_{2,2}) + m_1(\tilde{L}_{\rm O4} m_{3,1} + \tilde{L}_{\rm O5} m_{1,3}) - m_2(\tilde{L}_{\rm O4} m_{3,2} + \tilde{L}_{\rm O5} m_{2,3}). \tag{21}$$

在方程(20), (21)中, 具有上标“*”的参数定义如下:

$$K^* = \frac{-\tilde{C}_{11}\tilde{K} + \tilde{C}_{12}(\tilde{K} + \tilde{L}_1 + \tilde{L}_2)}{(\tilde{C}_{11} - \tilde{C}_{12})(\tilde{C}_{11} + 2\tilde{C}_{12})},$$
$$L^*_1 = \frac{\tilde{L}_1}{\tilde{C}_{11} - \tilde{C}_{12}},\quad L^*_2 = \frac{\tilde{L}_2}{\tilde{C}_{11} - \tilde{C}_{12}},$$
$$L^*_{\rm O1} = \frac{-\tilde{C}_{11}\tilde{L}_{\rm O1} + \tilde{C}_{12}(-\tilde{L}_{\rm O1} + \tilde{L}_{\rm O2} + \tilde{L}_{\rm O3})}{(\tilde{C}_{11} - \tilde{C}_{12})(\tilde{C}_{11} + 2\tilde{C}_{12})},$$
$$L^*_{\rm O2} = \frac{\tilde{C}_{11}\tilde{L}_{\rm O2} - \tilde{C}_{12}(\tilde{L}_{\rm O1} - \tilde{L}_{\rm O2} + \tilde{L}_{\rm O3})}{(\tilde{C}_{11} - \tilde{C}_{12})(\tilde{C}_{11} + 2\tilde{C}_{12})},$$
$$L^*_{\rm O3} = \frac{\tilde{C}_{12}(\tilde{L}_{\rm O1} + \tilde{L}_{\rm O2}) - (\tilde{C}_{11} + \tilde{C}_{12})\tilde{L}_{\rm O3}}{(\tilde{C}_{11} - \tilde{C}_{12})(\tilde{C}_{11} + 2\tilde{C}_{12})},$$
$$\tilde{C}^*_{44} = \tilde{C}_{44} + 2\tilde{L}_{23}m^2.$$

对于任意非共线的周期磁极化态, 弹性应变的解都可以分解为均匀部分与周期部分: $\varepsilon_{ij} = \bar{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}, \tilde{\sigma}_{ij}) + \hat{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}, \tilde{\sigma}_{ij})$, 其中 $\bar{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}, \tilde{\sigma}_{ij}) = \dfrac{1}{V}\displaystyle\int_{\rm V} \varepsilon_{ij}\,{\rm d}V$. 因此, $\bar{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}, \tilde{\sigma}_{ij})$ 可通过对方程(19)进行体积分来求解, 而 $\hat{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}, \tilde{\sigma}_{ij})$ 的求解方法会在5.1节介绍. 值得注意的是, 由方程(19)可知即使材料不受任何外力(即 $\tilde{\sigma}_{ij} = 0$), 材料内部均匀应变仍然可解为 $\bar{\varepsilon}_{ij} = \dfrac{1}{V}\displaystyle\int_{\rm V} \varepsilon^*_{ij}\,{\rm d}V$. 由此公式求出的均匀应变称作磁性材料的磁致伸缩应变.

其次, 选择一个特定的磁性相, 以斯格明子晶格相为例, 则 $\boldsymbol{m}$ 具有方程(14)的形式. 将此具体形式代入上面求出的 $\bar{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}, \tilde{\sigma}_{ij})$ 以及 $\hat{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}, \tilde{\sigma}_{ij})$ 的表达式中, 再以 $\varepsilon_{ij} = \bar{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n}, \tilde{\sigma}_{ij}) + \hat{\varepsilon}_{ij}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n}, \tilde{\sigma}_{ij})$ 替代方程(10)中的应变分量, 则推导后可得 $\tilde{w} = \tilde{w}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n}, \tilde{\sigma}_{ij})$. 求 $\overline{w}(\boldsymbol{m}_{{\rm F}n}, \tilde{\sigma}_{ij})$ 的极小值, 以确定 $\boldsymbol{m}_{{\rm F}n}$.

再次, 对所有可能出现的磁性相(如螺旋相、圆锥相、铁磁相等), 重复上一步的求解过程. 然后比较所有磁性相对应的自由能极小值, 找到其中的最小值, 则对应的相就是给定磁场、温度以及应力条件下的平衡态.

最后, 改变磁场以及温度条件, 重复上述过程, 则最终可以得到给定应力条件下手征磁体的磁场-温度相图. 任意其他两个热力学参数构成的相图可以用类似的方法求得.

表2 MnSi体材料的热力学参数[71]

Table 2. Thermodynamic parameters of bulk MnSi[71].

第一组参数	$C_{11}=283.3$ GPa, $C_{12}=64.1$ GPa, $C_{44}=117.9$ GPa, $A=1.27\times10^{-23}$ J·A^{-2}·m^{-1}, $D=1.14\times10^{-14}$ J·A^{-2}, $M_{\rm s}=1.63\times10^5$ A·m^{-1}, $\alpha=6.44\times10^{-7}$ J·A^{-2}·m^{-1}·K^{-1}, $\beta=3.53\times10^{-16}$ J·A^{-4}·m, $T_0=26$ K, $A_e=-0.05$ A, $A_c=0$
第二组参数	$K=-2\times10^7$ J·A^{-2}·m^{-1}, $L_1=-0.70\times10^6$ J·A^{-2}·m^{-1}, $L_2=0.60\times10^6$ J·A^{-2}·m^{-1}, $L_3=1.65\times10^6$ J·A^{-2}·m^{-1}, $L_{\rm O1}=-0.57\times10^{-4}$ J·A^{-2}·m^{-2}, $L_{\rm O2}=1.15\times10^{-4}$ J·A^{-2}·m^{-2}, $L_{\rm O3}=-0.57\times10^{-4}$ J·A^{-2}·m^{-2}, $L_{22}=-1.01\times10^8$ J·A^{-2}·m^{-1}, $L_{23}=2.03\times10^7$ J·A^{-2}·m^{-1}.

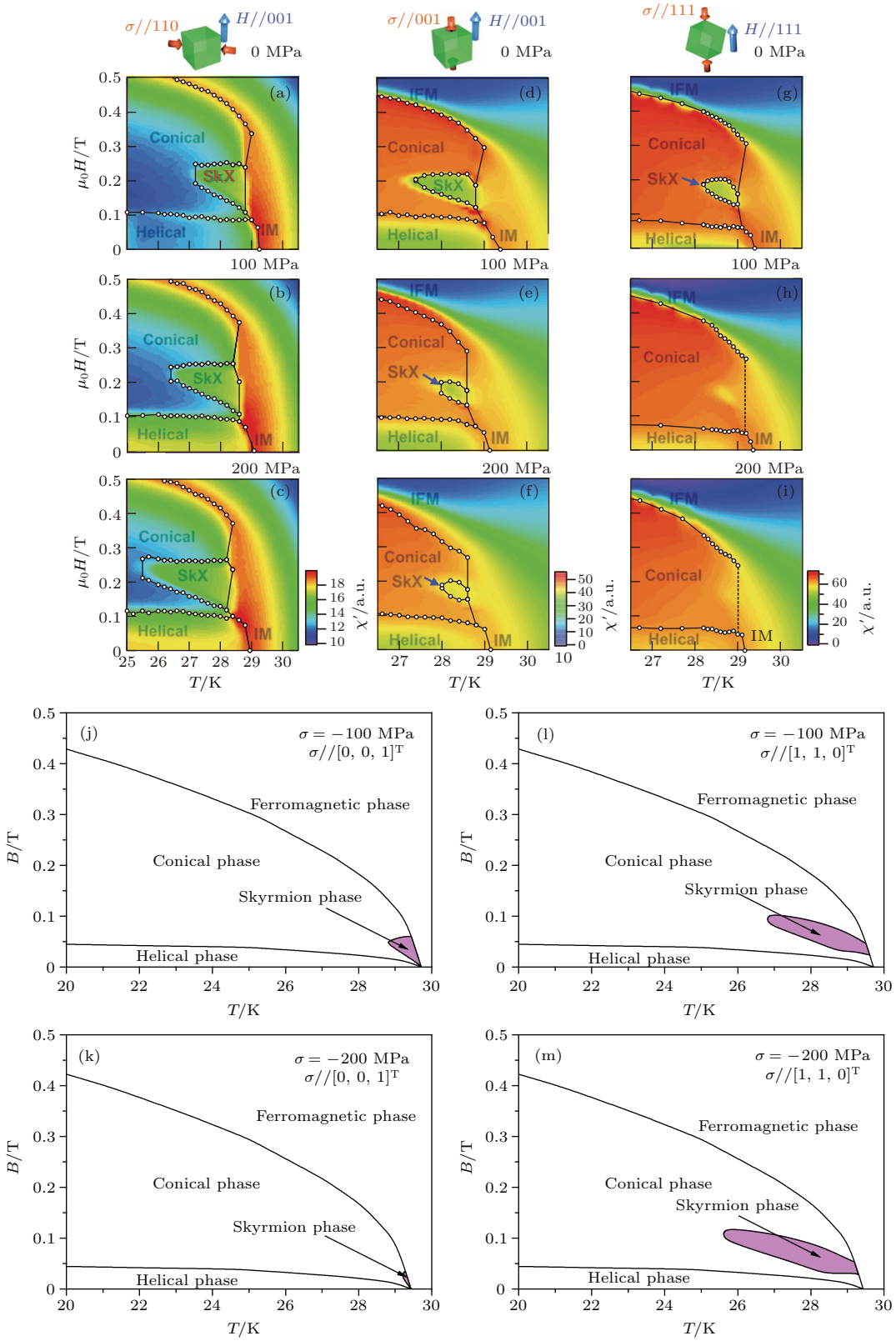


图 3 MnSi 体材料在不同方向受单轴压缩对应的温度-磁场相图的实验结果[48]与理论计算结果[71] (a)—(c) 磁场方向沿 z 轴, 压力作用于 $[1, 1, 0]^{\mathrm{T}}$ 方向; (d)—(f) 磁场与压力作用方向均沿 z 轴; (g)—(i) 磁场与压力作用方向均沿 $[1, 1, 1]^{\mathrm{T}}$ 方向; (j)—(m) 磁场方向均沿 z 轴, 压力方向 (j), (k) 沿 z 轴, (l), (m) 沿 $[1, 1, 0]^{\mathrm{T}}$ 方向

Fig. 3. Experimental results[48] and theoretical calculation results[71] of temperature-magnetic field phase diagram of bulk MnSi subjected to uniaxial compression in different direction: (a)–(c) The magnetic field is along z-axis, the pressure is along $[1, 1, 0]^{\mathrm{T}}$ direction; (d)–(f) the magnetic field and the pressure are all along z-axis; (g)–(i) the magnetic field and the pressure are all along $[1, 1, 1]^{\mathrm{T}}$ direction; (j)–(m) the magnetic field is along z-axis, the pressure is along (j), (k) z-axis, (l), (m) $[1, 1, 0]^{\mathrm{T}}$ direction.

基于这一思路, 可计算MnSi体材料在四种不同条件的单轴压缩作用下的磁场-温度相图(见图3(j)—(m)), 对比可知其与相应的实验结果[48](见图3(a)—(i))定量地符合. 由此可得出结论: 面外单轴压缩缩小SkX在磁场-温度相图中的稳定区域, 而面内单轴压缩扩大斯格明子晶格在磁场-温度相图中的稳定区域. 进一步分析可知[71], 对这一现象起决定性作用的是$\tilde{w}_{\rm me0}$中的$\tilde{L}_1(m_1^2\varepsilon_{11}+m_2^2\varepsilon_{22}+m_3^2\varepsilon_{33})$这一项.

4.2 斯格明子晶格的层展弹性力学

2015年, Shibata等[28]发现FeGe薄膜在0.3%的单向拉伸应变作用下, 材料内部的SkX出现了高达20%的单向层展应变. 随后, 在针对MnSi的单向拉伸实验中, Fobes等[47]观察到类似的现象. 这说明手征磁体底层的原子晶格与层展的SkX同样具有"弹性", 即在外力作用下会发生变形, 且两种晶格的弹性刚度相差较大(对于FeGe来说相差两个量级). Hu与Wang[62]在第2, 3节介绍的热力学模型的基础上, 推导了描述斯格明子晶格"层展弹性"的线性本构方程, 并且将方程中的线性系数解析表达为底层材料热力学参数的函数. 下面简介这一理论的基本思想和结果.

在方程(14)中我们给出斯格明子晶格的傅里叶表述时, 曾给出了$|\boldsymbol{q}_{i1}|=|\boldsymbol{q}_{i2}|=|\boldsymbol{q}_{i3}|=\cdots=|\boldsymbol{q}_{in_i}|=s_iq$, $|\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{i1}}|=|\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{i2}}|=|\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{q}_{i3}}|=\cdots=|\boldsymbol{m}_{in_i}|=m_{qi}$的假设. 这一假设将SkX的结构固定为六角晶格, 然而考虑材料自身的各向异性(反映在方程(10)中的$\tilde{w}_{\rm an}$), 或者外荷载的作用时, 这种六角对称会被打破, 从而导致斯格明子晶格结构的变形. 为了在数学上描述这种变形, 我们首先不失一般性地选择$\boldsymbol{q}_{11}$, $\boldsymbol{q}_{12}$作为斯格明子晶格的倒格矢. 与原子晶格相仿, SkX的倒格矢与正格矢之间总是保持着如下的正交关系:

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{a}_1\cdot\boldsymbol{q}_{11}=2\pi,\quad \boldsymbol{a}_1\cdot\boldsymbol{q}_{12}=0,\\&\boldsymbol{a}_2\cdot\boldsymbol{q}_{11}=0,\quad \boldsymbol{a}_2\cdot\boldsymbol{q}_{12}=2\pi,\end{aligned}\tag{22}$$

其中$\boldsymbol{a}_1$, $\boldsymbol{a}_2$为斯格明子晶格的正格矢. 当晶格发生变形时, 原始正格矢$\boldsymbol{a}_1^{\rm u}$, $\boldsymbol{a}_2^{\rm u}$变化为变形后的正格矢$\boldsymbol{a}_1^{\rm d}$, $\boldsymbol{a}_2^{\rm d}$. 根据柯西-波恩定律[80], 我们引入层展应变$\varepsilon_{ij}^{\rm e}$ $(i,j=1,2)$以及层展扭转角$\omega^{\rm e}$, 将变形前的正格矢映射到变形后的正格矢

$$\boldsymbol{a}_i^{\rm d}=\begin{bmatrix}1+\varepsilon_{11}^{\rm e} & \varepsilon_{12}^{\rm e}+\omega^{\rm e}\\ \varepsilon_{12}^{\rm e}-\omega^{\rm e} & 1+\varepsilon_{22}^{\rm e}\end{bmatrix}\boldsymbol{a}_i^{\rm u}\quad(i=1,2),\tag{23}$$

而层展应变与层展扭转角又可通过层展位移场$u_i^{\rm e},(i=1,2)$定义: $\varepsilon_{ij}^{\rm e}=\dfrac{1}{2}(u_{i,j}^{\rm e}+u_{j,i}^{\rm e})$ $(i,j=1,2)$, $\omega^{\rm e}=\dfrac{1}{2}(u_{1,2}^{\rm e}-u_{2,1}^{\rm e})$. 将方程(23)代入方程(22), 变形后的倒格矢$\boldsymbol{q}_{11}^{\rm d}$与$\boldsymbol{q}_{12}^{\rm d}$可表示为$\varepsilon_{ij}^{\rm e}$与$\omega^{\rm e}$的函数, 而$\boldsymbol{q}_{13}^{\rm d}$可通过关系$\boldsymbol{q}_{11}^{\rm d}+\boldsymbol{q}_{12}^{\rm d}+\boldsymbol{q}_{13}^{\rm d}=0$求出. 对于二维六角晶格, 不失一般性地假设$\boldsymbol{q}_{11}^{\rm u}=q[0,1]^{\rm T}$, $\boldsymbol{q}_{12}^{\rm u}=q\left[-\dfrac{\sqrt{3}}{2},-\dfrac{1}{2}\right]^{\rm T}$, 推导后可得

$$\begin{aligned}\boldsymbol{q}_{11}^{\rm d}&=\frac{q}{s}[\omega^{\rm e}-\varepsilon_{12}^{\rm e},1+\varepsilon_{11}^{\rm e}]^{\rm T},\\ \boldsymbol{q}_{12}^{\rm d}&=\frac{q}{2s}[-\sqrt{3}-\sqrt{3}\varepsilon_{22}^{\rm e}+\varepsilon_{12}^{\rm e}-\omega^{\rm e},-1-\varepsilon_{11}^{\rm e}+\sqrt{3}(\varepsilon_{12}^{\rm e}+\omega^{\rm e})]^{\rm T},\end{aligned}\tag{24}$$

其中$s=1+\varepsilon_{11}^{\rm e}+\varepsilon_{22}^{\rm e}+\varepsilon_{11}^{\rm e}\varepsilon_{22}^{\rm e}-(\varepsilon_{12}^{\rm e})^2+(\omega^{\rm e})^2$. 在此基础上, 描述可变形斯格明子晶格相的独立变量可整合为如下四个矢量:

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\rm e}=[\varepsilon_{11}^{\rm e},\varepsilon_{22}^{\rm e},\varepsilon_{12}^{\rm e},\omega^{\rm e}]^{\rm T},\tag{25}$$

$$\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}=[\bar{\varepsilon}_{11},\bar{\varepsilon}_{22},\bar{\varepsilon}_{33},\bar{\gamma}_{23},\bar{\gamma}_{13},\hat{\gamma}_{12}]^{\rm T},\tag{26}$$

$$\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}=[U_1^{{\rm c}q_{11}},U_2^{{\rm c}q_{11}},U_3^{{\rm c}q_{11}},U_1^{{\rm s}q_{11}},U_2^{{\rm s}q_{11}},U_3^{{\rm s}q_{11}},U_1^{{\rm c}q_{12}},\cdots,U_3^{{\rm s}q_{12}},U_1^{{\rm c}q_{13}},\cdots,U_3^{{\rm s}q_{13}},U_1^{{\rm c}q_{21}},\cdots]^{\rm T},\tag{27}$$

$$\boldsymbol{m}^{\rm a}=[m_{01},m_{02},m_{03},c_{111}^{\rm re},c_{121}^{\rm re},c_{131}^{\rm re},c_{112}^{\rm re},\cdots,c_{133}^{\rm re},c_{111}^{\rm im},c_{121}^{\rm im},c_{131}^{\rm im},c_{112}^{\rm im},\cdots,c_{133}^{\rm im},c_{211}^{\rm re},\cdots]^{\rm T}.\tag{28}$$

这里我们将弹性应变拆分为如下形式:

$$\varepsilon_{ij}(\boldsymbol{r})=\bar{\varepsilon}_{ij}+\frac{1}{2}\sum_{\boldsymbol{q}\neq0}[-(U_i^{{\rm c}\boldsymbol{q}}q_j+U_j^{{\rm c}\boldsymbol{q}}q_i)\sin\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}+(U_i^{{\rm s}\boldsymbol{q}}q_j+U_j^{{\rm s}\boldsymbol{q}}q_i)\cos\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}],\tag{29}$$

其中 $\bar{\varepsilon}_{ij}$ 为均匀应变, 而周期应变由周期位移场 $\sum_{\boldsymbol{q}\neq 0}(\boldsymbol{U}^{\mathrm{c}\boldsymbol{q}}\cos\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}+\boldsymbol{U}^{\mathrm{s}\boldsymbol{q}}\sin\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r})$ 产生 ($\boldsymbol{U}^{\mathrm{c}\boldsymbol{q}}=[U_1^{\mathrm{c}\boldsymbol{q}},U_2^{\mathrm{c}\boldsymbol{q}},U_3^{\mathrm{c}\boldsymbol{q}}]^{\mathrm{T}}$, $\boldsymbol{U}^{\mathrm{s}\boldsymbol{q}}=[U_1^{\mathrm{s}\boldsymbol{q}},U_2^{\mathrm{s}\boldsymbol{q}},U_3^{\mathrm{s}\boldsymbol{q}}]^{\mathrm{T}}$), 上述求和遍历所有与磁极化存在相互作用的非零波矢 $\boldsymbol{q}$. 由方程 (27) 和 (28) 可知, 矢量 $\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}$ 与 $\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}}$ 的分量数目依赖于傅里叶表述的阶数. 当 $n\leqslant 3$ 时, $\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}$ 含 $18n$ 个分量, 而 $\boldsymbol{m}^{\boldsymbol{q}}$ 含 $18n+3$ 个分量. 因此, 手征磁体在斯格明子晶格相的平均自由能密度可表示成 $\overline{w}(\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}},\bar{\boldsymbol{\varepsilon}},\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}},\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}})$. 在给定温度与外磁场下, 可通过对 $\overline{w}$ 求极小值确定平衡态时 $\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}},\bar{\boldsymbol{\varepsilon}},\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}},\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}}$ 对应的取值.

为研究独立变量之间的线性耦合, 我们对系统施加一个微扰场, 对应的线性本构关系可写为

$$\mathrm{d}\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{e}}=\boldsymbol{C}^{\mathrm{e}}\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}}+\boldsymbol{h}^{\mathrm{T}}\mathrm{d}\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}+\boldsymbol{\kappa}^{\boldsymbol{q}}\mathrm{d}\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}+\boldsymbol{g}^{\mathrm{em}}\mathrm{d}\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}},\tag{30}$$

$$\mathrm{d}\bar{\boldsymbol{\sigma}}=\boldsymbol{C}\mathrm{d}\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}+\boldsymbol{h}\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}}+\boldsymbol{g}^{\mathrm{m}}\mathrm{d}\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}},\tag{31}$$

$$\mathrm{d}\boldsymbol{b}^{\mathrm{a}}=\mu^{\mathrm{a}}\mathrm{d}\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}}+(\boldsymbol{g}^{\mathrm{m}})^{\mathrm{T}}\mathrm{d}\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}+(\boldsymbol{\xi}^{\mathrm{m}})^{\mathrm{T}}\mathrm{d}\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}+(\boldsymbol{g}^{\mathrm{em}})^{\mathrm{T}}\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}},\tag{32}$$

$$\mathrm{d}\boldsymbol{F}^{\boldsymbol{q}}=\boldsymbol{C}^{\boldsymbol{q}}\mathrm{d}\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}+(\boldsymbol{\kappa}^{\boldsymbol{q}})^{\mathrm{T}}\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}}+\boldsymbol{\xi}^{\mathrm{m}}\mathrm{d}\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}},\tag{33}$$

其中

$$\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{e}}=[\sigma_{11}^{\mathrm{e}},\sigma_{22}^{\mathrm{e}},\sigma_{12}^{\mathrm{e}},\mathcal{T}^{\mathrm{e}}]^{\mathrm{T}},\tag{34}$$

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}}=[\bar{\sigma}_{11},\bar{\sigma}_{22},\bar{\sigma}_{33},\bar{\tau}_{23},\bar{\tau}_{13},\bar{\tau}_{12},]^{\mathrm{T}},\tag{35}$$

$$\boldsymbol{b}^{\mathrm{a}}=[b_1,b_2,b_3,d_{111}^{\mathrm{re}},d_{121}^{\mathrm{re}},d_{131}^{\mathrm{re}},d_{112}^{\mathrm{re}},\cdots,d_{133}^{\mathrm{re}},d_{111}^{\mathrm{im}},\cdots,d_{133}^{\mathrm{im}},d_{211}^{\mathrm{re}},\cdots]^{\mathrm{T}},\tag{36}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{F}^{\boldsymbol{q}}=\frac{1}{2}(&-\sigma_{1l}^{sq_{11}}q_l,-\sigma_{2l}^{sq_{11}}q_l,-\sigma_{3l}^{sq_{11}}q_l,\sigma_{1l}^{cq_{11}}q_l,\sigma_{2l}^{cq_{11}}q_l,\sigma_{3l}^{cq_{11}}q_l,-\sigma_{1l}^{sq_{12}}q_l,-\sigma_{2l}^{sq_{12}}q_l,\cdots,\\&\sigma_{3l}^{cq_{12}}q_l,-\sigma_{1l}^{sq_{13}}q_l,\cdots,\sigma_{3l}^{cq_{13}}q_l,-\sigma_{1l}^{sq_{21}}q_l,\cdots,\sigma_{3l}^{cq_{23}}q_l,\cdots)^{\mathrm{T}},\end{aligned}\tag{37}$$

而

$$\begin{aligned}&C_{ij}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\bar{\varepsilon}_i\partial\bar{\varepsilon}_j}\right)_0,\quad h_{ij}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\bar{\varepsilon}_i\partial\varepsilon_j^{\mathrm{e}}}\right)_0,\quad g_{ij}^{\mathrm{m}}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\bar{\varepsilon}_i\partial m_j^{\mathrm{a}}}\right)_0,\\&C_{ij}^{\mathrm{e}}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_i^{\mathrm{e}}\partial\varepsilon_j^{\mathrm{e}}}\right)_0,\quad \kappa_{ij}^{\boldsymbol{q}}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_i^{\mathrm{e}}\partial U_j^{\boldsymbol{q}}}\right)_0,\quad g_{ij}^{\mathrm{em}}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_i^{\mathrm{e}}\partial m_j^{\mathrm{a}}}\right)_0,\\&\mu_{ij}^{\mathrm{a}}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial m_i^{\mathrm{a}}\partial m_j^{\mathrm{a}}}\right)_0,\quad \xi_{ij}^{\mathrm{m}}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial U_i^{\boldsymbol{q}}\partial m_j^{\mathrm{a}}}\right)_0,\quad C_{ij}^{\boldsymbol{q}}=\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial U_i^{\boldsymbol{q}}\partial U_j^{\boldsymbol{q}}}\right)_0.\end{aligned}\tag{38}$$

方程 (34)—(37) 中定义的向量 $\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{e}}$, $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$, $\boldsymbol{b}^{\mathrm{a}}$, $\boldsymbol{F}^{\boldsymbol{q}}$ 分别是 $\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}},\bar{\boldsymbol{\varepsilon}},\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}},\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}}$ 对应的热力学共轭变量, 其中的 $\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{e}}$ 分量称作层展应力分量, $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$ 为矢量形式的均匀弹性应力, $\boldsymbol{b}^{\mathrm{a}}$ 的前三个分量为均匀外磁场分量, 其他分量为周期变化的磁场的幅值, $\boldsymbol{F}^{\boldsymbol{q}}$ 的分量与外加的周期应力场有关. 而所有变量的前缀 "d" 表示对变量的小扰动. 方程 (30)—(33) 给出描述斯格明子晶格层展弹性变形的线性本构关系. 由这组方程可知, 均匀应力场、周期应力场、均匀磁场、周期磁场以及层展应力场均可导致斯格明子晶格的弹性变形, 而对应的线性系数矩阵可通过方程 (38) 给出的定义由平均自由能密度 $\overline{w}(\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}},\bar{\boldsymbol{\varepsilon}},\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}},\boldsymbol{m}^{\mathrm{a}})$ 解析求得. 其中我们将 $\boldsymbol{C}^{\mathrm{e}}$ 称为层展弹性刚度矩阵, 将 $\boldsymbol{h}$ 称为层展压弹系数矩阵.

考虑一种特殊情形, 即系统只受到均匀应力荷载扰动, 此时有 $\mathrm{d}\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{e}}=0$, $\mathrm{d}\boldsymbol{b}^{\mathrm{a}}=0$, $\mathrm{d}\boldsymbol{F}^{\boldsymbol{q}}=0$. 而方程 (30)—(33) 可简化为

$$\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}}=\boldsymbol{\lambda}\mathrm{d}\bar{\boldsymbol{\varepsilon}},\tag{39}$$

或者

$$\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{e}}=\boldsymbol{\lambda}(\boldsymbol{C}^{*}+\boldsymbol{h}^{*}\boldsymbol{\lambda})^{-1}\mathrm{d}\bar{\boldsymbol{\sigma}},\tag{40}$$

其中

$$\boldsymbol{\lambda}=-(\boldsymbol{C}^{\mathrm{e}**})^{-1}(\boldsymbol{h}^{*})^{\mathrm{T}},\tag{41}$$

而

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{C}^{*}=\boldsymbol{C}-\boldsymbol{g}^{\mathrm{m}}(\boldsymbol{\mu}^{a*})^{-1}(\boldsymbol{g}^{\mathrm{m}})^{\mathrm{T}},\\&\boldsymbol{h}^{*}=\boldsymbol{h}-\boldsymbol{g}^{\mathrm{m}}(\boldsymbol{\mu}^{a*})^{-1}(\boldsymbol{g}^{\mathrm{em}*})^{\mathrm{T}},\\&\boldsymbol{C}^{\mathrm{e}**}=\boldsymbol{C}^{\mathrm{e}*}-\boldsymbol{g}^{\mathrm{em}*}(\boldsymbol{\mu}^{\mathrm{a}*})^{-1}(\boldsymbol{g}^{\mathrm{em}*})^{\mathrm{T}},\\&\boldsymbol{C}^{\mathrm{e}*}=\boldsymbol{C}^{\mathrm{e}}-\boldsymbol{\kappa}^{\boldsymbol{q}}(\boldsymbol{C}^{\boldsymbol{q}})^{-1}(\boldsymbol{\kappa}^{\boldsymbol{q}})^{\mathrm{T}},\\&\boldsymbol{g}^{\mathrm{em}*}=\boldsymbol{g}^{\mathrm{em}}-\boldsymbol{\kappa}^{\boldsymbol{q}}(\boldsymbol{C}^{\boldsymbol{q}})^{-1}\boldsymbol{\xi}^{\mathrm{m}},\\&\boldsymbol{\mu}^{\mathrm{a}*}=\boldsymbol{\mu}^{\mathrm{a}}-(\boldsymbol{\xi}^{\mathrm{m}})^{\mathrm{T}}(\boldsymbol{C}^{\boldsymbol{q}})^{-1}\boldsymbol{\xi}^{\mathrm{m}}.\end{aligned}\tag{42}$$

我们将方程 (41) 定义的 4×6 矩阵 $\boldsymbol{\lambda}$ 称作层展应变率矩阵. 它表征受外力作用时, 底层材料应变与表层斯格明子晶格层展应变之间的比值.

由于从现有实验结果难以获取 FeGe 完整的热力学参数, 图 4 中给出了 FeGe 薄膜层展变形的实验结果 [28] 与 MnSi 体材料层展变形的理论计算结果的对比 [62]. 在针对 MnSi 体材料层展弹性的计算中发现其层展弹性性质对于外磁场的变化非常敏感. 值得注意的是, 随着外磁场的增加, MnSi 内斯格明子晶格的起主导作用的层展应变率矩阵系数 λ_{ij} 均会发生“变号现象”, 也就是说, 在相同形式的外力荷载作用下, 低场下的斯格明子晶格与高场下的斯格明子晶格会表现出截然相反的层展变形模式.

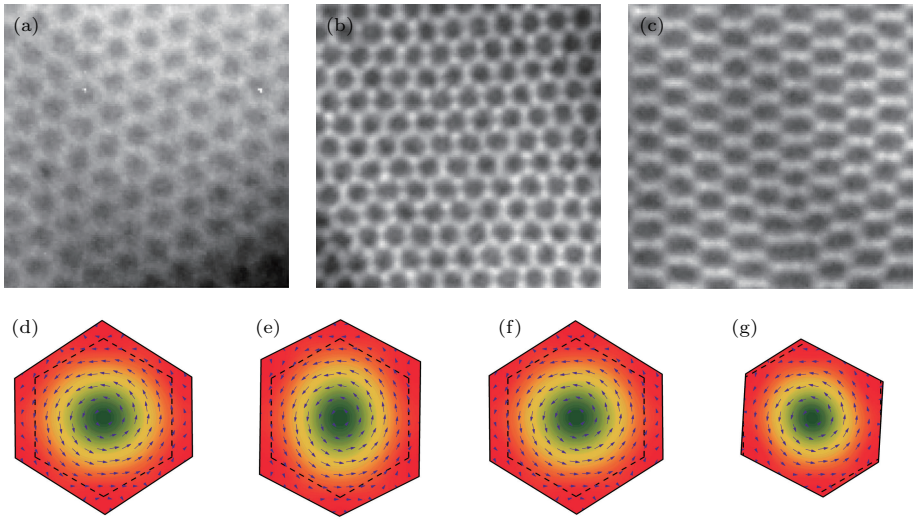


图 4 (a)—(c) 洛伦兹力 TEM 观测的 FeGe 薄膜在单向拉伸前 (a), (b), 后 (c) 的斯格明子晶格 [28], 其中 (a) 观测温度 260 K, (b), (c) 观测温度 94 K; (d)—(g) 理论计算 MnSi 体材料内的斯格明子晶格在受到应力作用前 (每张小图中黑色虚线)、后 (边框实线) 的魏格纳-塞兹原胞示意图 [62], 图中背景颜色反映磁极化 z 轴分量的空间分布, 分布箭头表示反映磁极化面内分量的空间分布, 其中箭头长短表示面内极化分量大小; (d)—(f) 分别受到 x, y 以及 z 方向大小 0.02 的单向拉伸变形; (g) 受到 xy 平面内大小 0.02 的剪切变形

Fig. 4. (a)–(c) Observed Lorentz TEM images of the skyrmion lattices in FeGe film before (a), (b) and after (c) uniaxial tension [28], the observation temperatures of (a) and (b), (c) are 260 K and 94 K, respectively; (d)–(g) theoretically calculated Wigner-Seitz cell of skyrmion lattice in bulk MnSi before (region enclosed by black dotted lines) and after (region enclosed by black full lines) stress loads [62], the background color reflects the magnitude of z-component of magnetization, the arrows reflect the distribution and magnitude of in-plane components of magnetization; (d)–(f) uniaxial tensile deformations of 0.02 along x-, y- and z-direction; (g) shear deformation of 0.02 in xy-plane.

5 斯格明子晶格对材料力学性质的影响

由于材料的磁弹耦合效应, SkX 的存在会反过来影响带料的力学性质. 本节从两个方面分析这种影响.

5.1 斯格明子晶格的内禀弹性场及表面形貌

5.1.1 斯格明子晶格的内禀弹性场

在 4.1 节我们发现材料的磁弹耦合效应使其在不受任何外力的情况下仍然会产生应变. 由于斯格明子晶格相的极化随空间周期分布, 产生的应变包含一部分均匀的磁致伸缩应变, 和一部分周期变化的应变 [81]. 后者对应于一个随空间周期变化的本征应变问题 [82], 其解析解由 Hu 和 Wang [63] 给出. 由该解析解可知斯格明子晶格相对应于一个非平凡的周期应力, 因此在任意自由表面无法满足其自由边界条件. 非平凡的周期应力在自由表面的释放导致材料表面产生一个周期位移, 由此形成凹凸不平的表面形貌. Wan 等 [64] 求解了这一问题的解析解. 本小节我们简要介绍这两个问题的求解思路.

将本构方程 (19) 代入到平衡方程中, 同时代入小变形假设下的几何方程, 则有

$$\begin{aligned}
&\tilde{C}_{11}u_{1,11}+\tilde{C}_{44}(u_{1,22}+u_{1,33})+(\tilde{C}_{12}+\tilde{C}_{44})(u_{2,12}+u_{3,13})=X_1,\\
&\tilde{C}_{11}u_{2,22}+\tilde{C}_{44}(u_{2,11}+u_{2,33})+(\tilde{C}_{12}+\tilde{C}_{44})(u_{1,12}+u_{3,23})=X_2,\\
&\tilde{C}_{11}u_{3,33}+\tilde{C}_{44}(u_{3,22}+u_{3,11})+(\tilde{C}_{12}+\tilde{C}_{44})(u_{2,23}+u_{1,13})=X_3, \qquad (43)\\
&X_1=\tilde{C}_{11}\varepsilon^*_{11,1}+\tilde{C}_{12}(\varepsilon^*_{22,1}+\varepsilon^*_{33,1})+\tilde{C}_{44}(\gamma^*_{12,2}+\gamma^*_{13,3}),\\
&X_2=\tilde{C}_{11}\varepsilon^*_{22,2}+\tilde{C}_{12}(\varepsilon^*_{11,2}+\varepsilon^*_{33,2})+\tilde{C}_{44}(\gamma^*_{12,1}+\gamma^*_{23,3}),\\
&X_3=\tilde{C}_{11}\varepsilon^*_{33,3}+\tilde{C}_{12}(\varepsilon^*_{22,3}+\varepsilon^*_{11,3})+\tilde{C}_{44}(\gamma^*_{23,2}+\gamma^*_{13,1}). \qquad (44)
\end{aligned}$$

这里, $X_i(i=1,2,3)$ 可看作由本征应变引起的体力.

假设磁极化 $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r})$ 及位移 $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r})$ 为空间周期函数, 表示为

$$\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r})=\sum_{\boldsymbol{q}}\boldsymbol{m}^{\boldsymbol{q}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}},\quad \boldsymbol{u}(\boldsymbol{r})=\sum_{\boldsymbol{q}}\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}, \qquad (45)$$

当系统不受外部力学载荷时, $\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}$ 可通过求解手征磁体的本征应变问题得到

$$\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}=\boldsymbol{K}_{\boldsymbol{q}}^{-1}\boldsymbol{X}^{\boldsymbol{q}}, \qquad (46)$$

$$\boldsymbol{K}_{\boldsymbol{q}}=-\begin{bmatrix}
\tilde{C}_{11}q_1^2+\tilde{C}_{44}(q_2^2+q_3^2) & (\tilde{C}_{11}+\tilde{C}_{44})q_1q_2 & (\tilde{C}_{11}+\tilde{C}_{44})q_1q_3\\
(\tilde{C}_{11}+\tilde{C}_{44})q_1q_2 & \tilde{C}_{11}q_2^2+\tilde{C}_{44}(q_1^2+q_3^2) & (\tilde{C}_{11}+\tilde{C}_{44})q_2q_3\\
(\tilde{C}_{11}+\tilde{C}_{44})q_1q_3 & (\tilde{C}_{11}+\tilde{C}_{44})q_2q_3 & \tilde{C}_{11}q_3^2+\tilde{C}_{44}(q_1^2+q_2^2)
\end{bmatrix}, \qquad (47)$$

$\boldsymbol{X}^{\boldsymbol{q}}$ 由 $\boldsymbol{X}=[X_1,X_2,X_3]^{\mathrm{T}}=\sum_{\boldsymbol{q}}\boldsymbol{X}^{\boldsymbol{q}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}$ 求得.

当系统的磁极化状态确定时, 其弹性场由方程 (46) 完全确定. SkX 或任意一种层展晶态的磁极化可表示成如方程 (14) 所示的一个傅里叶级数, 对于每一个特定的波矢 $\boldsymbol{q}$, 可运用方程 (43)—(47) 给出的方法求出 $\boldsymbol{U}^{\boldsymbol{q}}$, 从而最终解出对应的周期位移解. 由位移解 $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r})$ 可求出总应变 $\varepsilon_{ij}(\boldsymbol{r})$, 从而确定弹性应变 $\varepsilon_{ij}(\boldsymbol{r})-\varepsilon^*_{ij}$, 并最终通过方程 (19) 求出周期应力解. 由方程 (20), (21), (44) 可知本征应变引起的体力 $\boldsymbol{X}$ 是磁极化 $\boldsymbol{m}$ 的非线性函数, 因此位移解 $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r})$ 和应力解包含 $\boldsymbol{m}$ 的高阶项. Hu 与 Wang [63] 采取 "3Q" 近似描述斯格明子晶格 [12], 求解了相应的本征位移场与应力场, 发现后两者均由三个 "3Q" 周期场构成, 波矢模长分别为 q, $\sqrt{3}q$ 以及 $2q$, 其中 q 为极化 "3Q" 波矢的模长.

可以证明 [63], SkX 的本征位移解和应力解与其磁极化分布具有相同的晶格矢量及周期. 对于手征磁体, 该周期由 DM 相互作用及交换能密度决定, 而与底层原子晶格的周期无关, 这直接证明处于磁性斯格明子晶格相的材料发生了公度-非公度相变.

周期弹性场为平衡磁极化的函数, 因此会随着温度和磁场变化. 温度从 0 K 升高到临界温度时, 磁极化强度逐渐减小到零, "3Q" 结构中的矢量也会慢慢减小, 但其结构形貌几乎不发生变化. 另一方面, 本征位移场 (如图 5 (a)—(d) 所示) 与应力场对外加磁场的变化很敏感. 这种变化是由于波矢模长为 q 的 "3Q" 本征位移场与应力场随着磁场的增加会发生 "构型翻转".

5.1.2 斯格明子晶格的表面构型

我们在 5.1.1 小节求解了体材料在斯格明子晶格相时的本征弹性场, 没有考虑表面边界条件的作用. 本小节我们考虑表面自由边界条件的影响, 研究半无限大立方螺旋磁体的弹性问题.

对于一个稳定在斯格明子晶格相的半无限大材料, 为了满足应力自由边界条件, 必须在表面施加与斯格明子引起的本征应力等大反向的面力:

$$\begin{bmatrix}F_1\\F_2\\F_3\end{bmatrix}=-\begin{bmatrix}\tilde{\sigma}_{11}&\tilde{\sigma}_{12}&\tilde{\sigma}_{13}\\\tilde{\sigma}_{12}&\tilde{\sigma}_{22}&\tilde{\sigma}_{23}\\\tilde{\sigma}_{13}&\tilde{\sigma}_{23}&\tilde{\sigma}_{33}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}0\\0\\1\end{bmatrix}=-\begin{bmatrix}\tilde{\sigma}_{13}\\\tilde{\sigma}_{23}\\\tilde{\sigma}_{33}\end{bmatrix}, \qquad (48)$$

其中, $\hat{\sigma}_{i3}(i=1,2,3)$ 由体材料本征应力解获得. 此时处于斯格明子晶格相的半无限大立方螺旋磁体的弹性场解可分解为两部分, 一部分为 5.1.1 小节求出的体材料本征弹性场的解, 另一部分则是在半无限大体表面施加周期面力 $\boldsymbol{F}$ 导致的弹性场. 对于立方晶体而言, 后者可以使用艾里应力函数法求解. 解的形式在平面内周期变化, 沿面外方向指数

衰减并伴有周期振荡.

图 5 (e)—(h) 分别表示 4 K 条件下 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 T 时总的法向位移场. 如图所示, 斯格明子晶格的表面构型由具有周期排列的鼓包与谷地构成. 与本征弹性场类似, 此表面构型随外磁场的变化非常敏感.

当材料中存在电流场 [21,83] 或温度梯度场 [84] 时, 斯格明子会发生运动. 对于以速度 $\boldsymbol{v}$ 运动的斯格明子, 描述其磁极化需引入平移变换 $\boldsymbol{r} \to \boldsymbol{r} - \boldsymbol{v}t$, 则有 $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{m}(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{v}t)$. 相应地, 本征弹性场的解以及表面构型的解也应将 $\boldsymbol{r}$ 变为 $\boldsymbol{r} - \boldsymbol{v}t$. 因此, 本征弹性场以及表面位移场随着斯格明子一起运动. 如 4.2 节所述, 当材料受到力学荷载时, SkX 会产生层展变形. 变形 SkX 的波矢可表达为层展应变的函数. 此时, 波矢的变化直接影响本征弹性场以及表面位移场对应的波矢. 也就是说, 它们随 SkX 的变形而变形. 从材料力学性质的角度考虑, 这说明斯格明子的出现赋予了材料新的力学性质. 反过来从斯格明子的角度考虑, 材料内禀的磁弹耦合赋予斯格明子这种磁性拓扑粒子“力学性质”. 更广泛地说, 拥有更丰富多场耦合性质的材料内部产生的斯格明子将具备更多样的物理性质. 类似的例子是多重铁性材料中发现的周期分布的电极化场构型 [85].

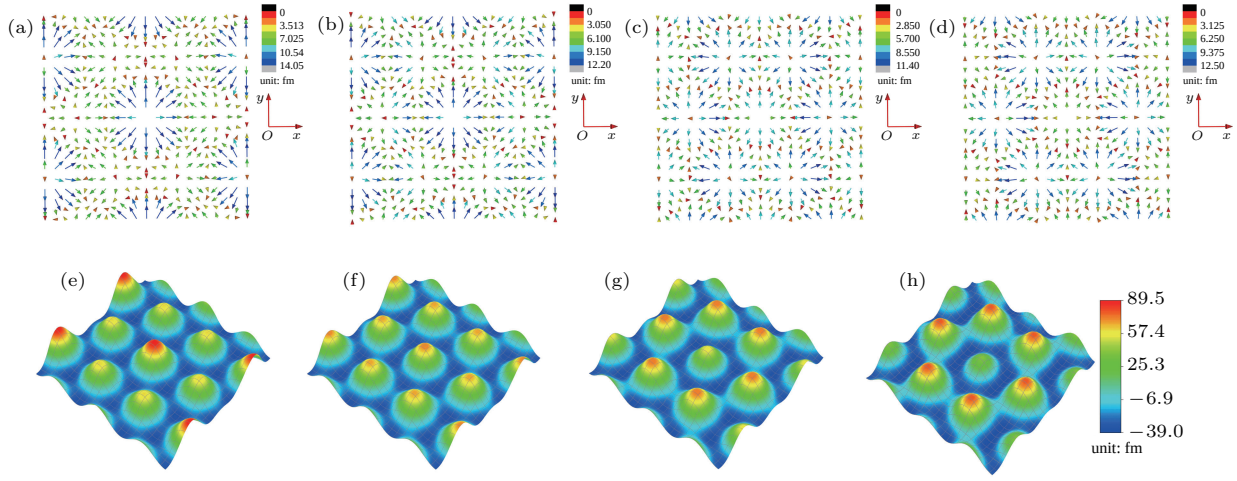


图 5 (a)—(d) MnSi 体材料内 SkX 对应的内禀周期位移场随磁场的变化图 [63], 计算温度 4 K, 磁场 (a) 0.1 T, (b) 0.2 T, (c) 0.3 T, (d) 0.4 T; (e)—(h) MnSi 处于斯格明子晶格相时的表面构型随磁场的变化 [64], 计算条件与 (a)—(d) 一一对应相同

Fig. 5. (a)–(d) Intrinsic periodic displacement fields corresponding to SkX in bulk MnSi in different magnetic field [63], the calculation temperature is 4 K, the magnetic field is (a) 0.1 T, (b) 0.2 T, (c) 0.3 T, (d) 0.4 T; (e)–(h) surface configurations of MnSi hosting skyrmion lattice phase in different magnetic field [64], the calculation conditions are the same as (a)–(d).

5.2 手征磁体材料弹性系数随磁场的变化

SkX 对材料力学性质的影响还体现在材料弹性系数在圆锥-斯格明子晶格相变以及斯格明子晶格-圆锥相变的过程中会发生跳跃, 且各个系数的变化规律各异. Hu 与 Wang [71] 基于 2, 3 节的热力学框架构建了这一问题的分析方法, 下面简述其思路.

根据热力学理论 [86], 方程 (10) 给出了系统的 Helmholtz 自由能密度, 可由此对应变求二阶偏导得出材料在给定磁极化以及温度下的弹性系数: $(\widetilde{C}_{ij})_{\mathrm{T,m}} = \dfrac{\partial^2 \overline{w}}{\partial \varepsilon_i \partial \varepsilon_j}$ $(i,j = 1,2,\cdots,6)$, 其中矢量 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 与方程 (26) 形式相同. 然而实际测量材料弹性常数的环境却是在给定外磁场以及温度的条件下进行的. 因此我们需要使用雅各比变换的方法 [87] 通过 Helmholtz 自由能密度求得给定温度、磁场下的弹性系数. 具体求解方法如下.

假设在约化温度 t 以及约化磁场 $\boldsymbol{b} = [0,0,b_3]^{\mathrm{T}}$ 作用下, 材料的平衡态是斯格明子晶格相. 则磁极化可用 n 阶傅里叶表述写为 $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{m}_{\mathrm{F}n}(m_{03}, c^{\mathrm{re}}_{111}, c^{\mathrm{re}}_{121}, c^{\mathrm{re}}_{131}, c^{\mathrm{re}}_{112}\cdots, c^{\mathrm{re}}_{133}, c^{\mathrm{im}}_{111}, c^{\mathrm{im}}_{121}, c^{\mathrm{im}}_{131}, c^{\mathrm{im}}_{112}, \cdots, c^{\mathrm{im}}_{133}, c^{\mathrm{re}}_{211}, \cdots)$, 其中 m_{03} 的热力学共轭变量为 b_3, 而 $c^{\mathrm{re}}_{111}, c^{\mathrm{re}}_{121}, c^{\mathrm{re}}_{131}, c^{\mathrm{re}}_{112}, \cdots, c^{\mathrm{re}}_{133}, c^{\mathrm{im}}_{111}, c^{\mathrm{im}}_{121}, c^{\mathrm{im}}_{131}, c^{\mathrm{im}}_{112}, \cdots, c^{\mathrm{im}}_{133}, c^{\mathrm{re}}_{211}, \cdots$ 的热力学共轭变量为 $d^{\mathrm{re}}_{111}, d^{\mathrm{re}}_{121}, d^{\mathrm{re}}_{131}, d^{\mathrm{re}}_{112}, \cdots, d^{\mathrm{re}}_{133}, d^{\mathrm{im}}_{111}, \cdots, d^{\mathrm{im}}_{133}, d^{\mathrm{re}}_{211}, \cdots$. 给定温度、磁场下的弹性常数可以推导为

$$(\widetilde{C}_{ijkl})_{t,b_3,d^{\rm re}_{111},\cdots}=\left[\frac{\partial(\overline{\sigma}_{ij},b_3,d^{\rm re}_{111},d^{\rm re}_{121},d^{\rm re}_{131},d^{\rm re}_{112},\cdots,d^{\rm re}_{133},d^{\rm im}_{111},\cdots,d^{\rm im}_{133},d^{\rm re}_{211},\cdots)}{\partial(\varepsilon_{kl},m_{03},c^{\rm re}_{111},c^{\rm re}_{121},c^{\rm re}_{131},c^{\rm re}_{112},\cdots,c^{\rm re}_{133},c^{\rm im}_{111},\cdots,c^{\rm im}_{133},c^{\rm re}_{211},\cdots)}\Big/\frac{\partial(\varepsilon_{kl},b_3,d^{\rm re}_{111},d^{\rm re}_{121},d^{\rm re}_{131},d^{\rm re}_{112},\cdots,d^{\rm re}_{133},d^{\rm im}_{111},\cdots,d^{\rm im}_{133},d^{\rm re}_{211},\cdots)}{\partial(\varepsilon_{kl},m_{03},c^{\rm re}_{111},c^{\rm re}_{121},c^{\rm re}_{131},c^{\rm re}_{112},\cdots,c^{\rm re}_{133},c^{\rm im}_{111},\cdots,c^{\rm im}_{133},c^{\rm re}_{211},\cdots)}\right]_{t,b_3}. \tag{49}$$

此表达式的复杂性随着傅里叶表述阶数n的增大而急剧升高. 对于最简单的“3Q”表述, 我们有$\boldsymbol{m}=\boldsymbol{m}_{\rm tripleQ}(m_0,m_{q1},q)$, 此时上式简化为

$$(\widetilde{C}_{ijkl})_{t,b_3,b_{q1}}=\left[\frac{\partial(\overline{\sigma}_{ij},b_3,b_{q1})/\partial(\varepsilon_{kl},m_0,m_{q1})}{\partial(\varepsilon_{kl},b_3,b_{q1})/\partial(\varepsilon_{kl},m_0,m_{q1})}\right]_{t,b_3}, \tag{50}$$

将 $\overline{\sigma}_{ij}=\dfrac{\partial\overline{w}}{\partial\varepsilon_{ij}}$, $b_3=\dfrac{\partial\overline{w}}{\partial m_0}$ 以及 $b_{q1}=\dfrac{\partial\overline{w}}{\partial m_{q1}}$ 代入方程 (50), 有

$$\begin{aligned}(\widetilde{C}_{ijkl})_{t,b_3,b_{q1},\varepsilon_{ij}=0}=&\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_{ij}\partial\varepsilon_{kl}}+\frac{1}{\dfrac{\partial^2\overline{w}}{\partial m_0^2}\dfrac{\partial^2\overline{w}}{\partial m_{q1}^2}-\left(\dfrac{\partial^2\hat{w}}{\partial m_0\partial m_{q1}}\right)^2}\left[\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_{ij}\partial m_0}\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial m_0\partial m_{q1}}\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_{kl}\partial m_{q1}}\right.\right.\\&\left.-\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_{kl}\partial m_0}\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial m_{q1}^2}\right)+\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_{ij}\partial m_{q1}}\left(\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_{kl}\partial m_0}\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial m_0\partial m_{q1}}\right.\\&\left.\left.-\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial m_0^2}\frac{\partial^2\overline{w}}{\partial\varepsilon_{kl}\partial m_{q1}}\right)\right].\end{aligned} \tag{51}$$

图6给出了上述理论计算的MnSi各个弹性常数随磁场的变化曲线[71]以及对应的实验结果. 可以看到所有参数的理论预报与实验测量定量符合.

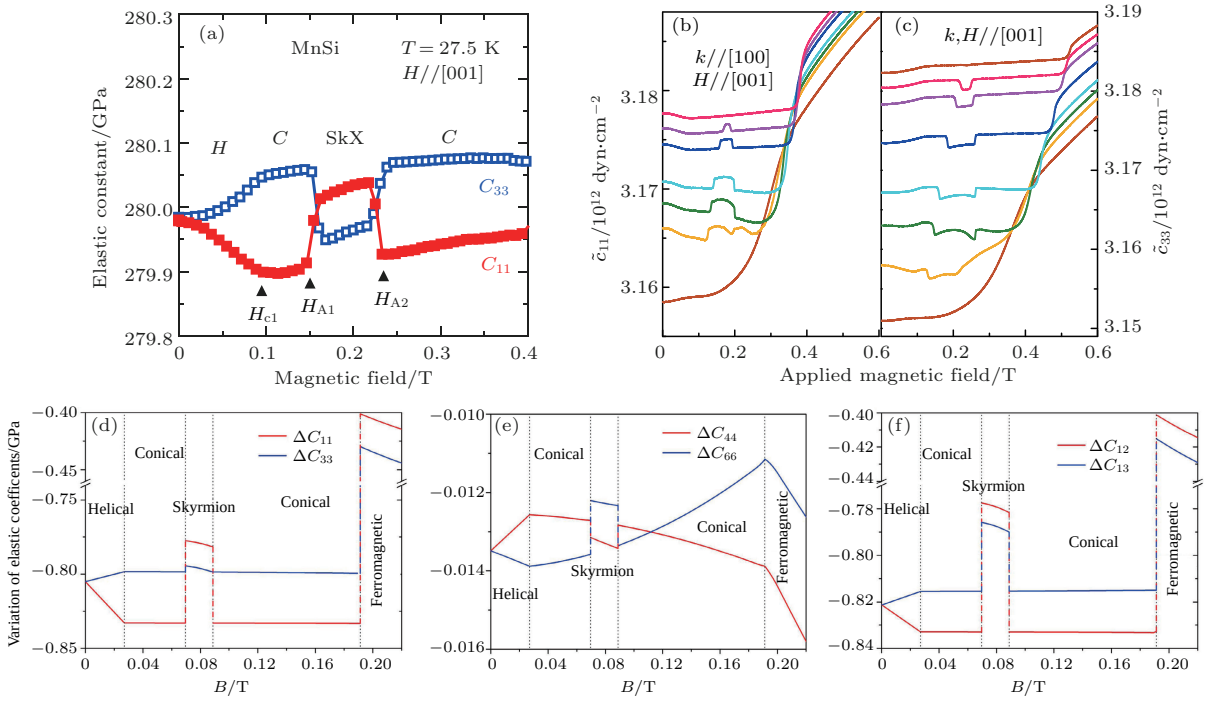


图6 MnSi弹性常数随磁场变化的实验与理论[71]结果对比 (a) 实验测得C_{11}与C_{33}随磁场变化曲线[39]; (b) 实验测得C_{44}与C_{66}的变化量随磁场变化曲线[66]; (d)—(f) 理论计算的所有弹性常数变化量随磁场的变化曲线

Fig. 6. Comparison of experimental and theoretical results[71] of the MnSi elastic coefficients varying with magnetic field: (a) Experimental measurement of C_{11} and C_{33} as a function of magnetic field[39]; (b) experimental measurement of C_{11} and C_{33} as a function of magnetic field[66]; (d)–(f) theoretical calculation of elastic coefficients as a function of magnetic field.

6 展 望

综上所述, 对于磁性SkX的磁弹现象及其机理的研究在近年来取得了长足的进展, 并越来越受到关注. 然而, 现阶段这一领域的研究大多数有以下三个局限性: 1) 研究对象局限于简单的磁性斯格明子晶格; 2) 外力荷载局限于单轴拉伸; 3) 研究问题局限于静态问题. 我们认为对这三个局限的打破对应于此新兴领域的三个发展方向.

首先是研究对象的拓宽. 一方面, 导致斯格明子等手性自旋层展结构出现的DM相互作用不仅可以来源于体材料内禀的中心对称破缺, 也可以来源于表面引起的中心对称破缺. 实际上, 表面或界面导致的手性相互作用为新型手性层展结构的探索打开了一扇新的大门. 薄膜与多层结构中陆续发现大量新颖的层展自旋结构以及现象, 读者可参考相关综述深入了解[32,88−91]. 另一方面, 磁性斯格明子并不一定只能出现在铁磁材料中. 近期人们成功地在反铁磁体[92−95]和亚铁磁体[96,97]中观测到斯格明子的存在, 且相应的动力学性质与铁磁材料中的斯格明子存在显著差异. 这些新型手性自旋结构是否存在与斯格明子类似的磁弹耦合现象以及是否能够通过施加外力进行调控, 是亟待研究的问题.

其次是荷载形式的多样化. 一种方式是施加造成非均匀应力场的荷载形式, 例如考虑弯曲变形对斯格明子晶格的影响, 又如考虑柱体扭转这种具有手性的变形形式对材料内部斯格明子晶格的影响. 另一种方式是考虑材料内部缺陷或微结构引起的局域弹性场对斯格明子及其晶格的影响. 对此, 实验上已经知道材料内部的缺陷不但会使运动中的斯格明子发生“钉扎”现象[98], 更可能产生新的自旋准粒子构型[99]乃至层展“磁单极”[100]. 固体力学广为人知的一个结论是: 远场作用下, 缺陷周围必然出现奇异且迅速衰减的应力场. 因此, 斯格明子及其晶格与缺陷的相互作用有可能以局域化的应力、应变场为媒介, 其中物理机制的明晰对实际材料中斯格明子及其晶格的性能调控非常重要.

最后是动力学相关问题的研究, 此方面问题的探究也分为两个层次. 一是力学荷载作用下斯格明子及其晶格在电流或温度梯度等外场作用下的动力学行为. 上文已经提到, 外力作用为材料引入附加的各向异性, 从而必然导致斯格明子动力学性质乃至运动轨迹的各向异性. 基于简化的磁弹耦合泛函, Li等[60]在此方面进行了初步理论研究. 为考虑更复杂的荷载形式以及获得更准确的定量结论, 有必要基于本文综述的磁弹耦合泛函进行深入探讨. 二是从根本上明晰斯格明子与声子等元激发的动态耦合, 探究基于弹性波或声子振动驱动斯格明子及其晶格的可能性. 在这方面, Ogawa等[101]在实验上发现激光脉冲驱动磁泡运动时是通过耦合的声子与自旋波——称作磁弹耦合波——实现的. Ivanov等[69]解释中子散射实验与第一性原理计算, 证实FeSi中出现的非共线磁性相导致材料声子的重整化. Nepal等[102]在理论上发现可以通过反向传播的表面波驱动斯格明子. 整体上说此方向的研究方兴未艾, 而这些现有的工作为我们进一步探索提供了一定思路.

参考文献

[1] Skyrme T H R 1961 *Proc. R. Soc. Lond. A* **260** 127
[2] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
[3] Bäuerle C, Bunkov Y M, Fisher S N, Godfrin H, Pickett G R 1996 *Nature* **382** 332
[4] Durrer R, Kunz M, Melchiorri A 2002 *Phys. Rep.* **364** 1
[5] Brey L, Fertig H A, Côté R, MacDonald A H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 2562
[6] Al Khawaja U, Stoof H 2001 *Nature* **411** 918
[7] Roessler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
[8] Dzyaloshinskii I E 1957 *JETP* **5** 1259
[9] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
[10] Dzyaloshinskii I 1964 *JETP* **19** 960
[11] Fert A, Levy P M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1538
[12] Muehlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boeni P 2009 *Science* **323** 915
[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] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
[15] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
[16] Bogdanov A N, Rößler U K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037203
[17] Bode M, Heide M, von Bergmann K, Ferriani P, Heinze S, Bihlmayer G, Kubetzka A, Pietzsch O, Blügel S, Wiesendanger R 2007 *Nature* **447** 190
[18] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 301
[19] Onose Y, Okamura Y, Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 037603
[20] Buettner F, Moutafis C, Schneider M, Krueger B, Guenther C M, Geilhufe J, von Schmising C K, Mohanty J, Pfau B, Schaffert S, Bisig A, Foerster M, Schulz T, Vaz C A F, Franken J H, Swagten H J M, Klaeui M, Eisebitt S 2015 *Nat. Phys.* **11** 225
[21] Jonietz F, Muehlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Muenzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Boeni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648
[22] Zang J, Mostovoy M, Han J H, Nagaosa N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804
[23] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Boeni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602

[24] Franz C, Freimuth F, Bauer A, Ritz R, Schnarr C, Duvinage C, Adams T, Bluegel S, Rosch A, Mokrousov Y, Pfleiderer C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 186601
[25] Litzius K, Lemesh I, Krueger B, Bassirian P, Caretta L, Richter K, Buettner F, Sato K, Tretiakov O A, Foerster J, Reeve R M, Weigand M, Bykova L, Stoll H, Schuetz G, Beach G S D, Klaeui M 2017 *Nat. Phys.* **13** 170
[26] Chen G 2017 *Nat. Phys.* **13** 112
[27] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Jungfleisch M B, Pearson J E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2017 *Nat. Phys.* **13** 162
[28] Shibata K, Iwasaki J, Kanazawa N, Aizawa S, Tanigaki T, Shirai M, Nakajima T, Kubota M, Kawasaki M, Park H S, Shindo D, Nagaosa N, Tokura Y 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 589
[29] Karube K, White J S, Reynolds N, Gavilano J L, Oike H, Kikkawa A, Kagawa F, Tokunaga Y, Ronnow H M, Tokura Y, Taguchi Y 2016 *Nat. Mater.* **15** 1237
[30] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Bluegel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
[31] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201
[32] Jiang W, Chen G, Liu K, Zang J, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2017 *Phys. Rep.: Rev. Sect. Phys. Lett.* **704** 1
[33] Yu X, DeGrave J P, Hara Y, Hara T, Jin S, Tokura Y 2013 *Nano Lett.* **13** 3755
[34] Du H, DeGrave J P, Xue F, Liang D, Ning W, Yang J, Tian M, Zhang Y, Jin S 2014 *Nano Lett.* **14** 2026
[35] Du H, Ning W, Tian M, Zhang Y 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401
[36] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C, Chen X, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
[37] Adams T, Muehlbauer S, Pfleiderer C, Jonietz F, Bauer A, Neubauer A, Georgii R, Boeni P, Keiderling U, Everschor K, Garst M, Rosch A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 217206
[38] Hu Y 2017 arXiv:1702.01059v2
[39] Nii Y, Kikkawa A, Taguchi Y, Tokura Y, Iwasa Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 267203
[40] Cevey L, Wilhelm H, Schmidt M, Lortz R 2013 *Phys. Status Solidi B: Basic Solid State Phys.* **250** 650
[41] Lobanova I I, Glushkov V V, Sluchanko N E, Demishev S V 2016 *Sci. Rep.* **6** 22101
[42] Nakajima T, Oike H, Kikkawa A, Gilbert E P, Booth N, Kakurai K, Taguchi Y, Tokura Y, Kagawa F, Arima T H 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602562
[43] Butenko A B, Leonov A A, Roessler U K, Bogdanov A N 2010 *Phys. Rev. B* **82** 052403
[44] Wilson M N, Butenko A B, Bogdanov A N, Monchesky T L 2014 *Phys. Rev. B* **89** 094411
[45] Zhang S S L, Phatak C, Petford-Long A K, Heinonen O G 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 242405
[46] Chen J, Cai W P, Qin M H, Dong S, Lu X B, Gao X S, Liu J M 2017 *Sci. Rep.* **7** 7392
[47] Fobes D M, Luo Y, Leon-Brito N, Bauer E D, Fanelli V R, Taylor M A, DeBeer-Schmitt L M, Janoschek M 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 192409
[48] Nii Y, Nakajima T, Kikkawa A, Yamasaki Y, Ohishi K, Suzuki J, Taguchi Y, Arima T, Tokura Y, Iwasa Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 8539
[49] Chacon A, Bauer A, Adams T, Rucker F, Brandl G, Georgii R, Garst M, Pfleiderer C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267202
[50] Deutsch M, Makarova O L, Hansen T C, Fernandez-Diaz M T, Sidorov V A, Tsvyashchenko A V, Fomicheva L N, Porcher F, Petit S, Koepernik K, Rößler U K, Mirebeau I 2014 *Phys. Rev. B* **89** 180407
[51] Deutsch M, Bonville P, Tsvyashchenko A V, Fomicheva L N, Porcher F, Damay F, Petit S, Mirebeau I 2014 *Phys. Rev. B* **90** 144401
[52] Wu H C, Chandrasekhar K D, Wei T Y, Hsieh K J, Chen T Y, Berger H, Yang H D 2015 *J. Phys. Appl. Phys.* **48** 475001
[53] Ritz R, Halder M, Franz C, Bauer A, Wagner M, Bamler R, Rosch A, Pfleiderer C 2013 *Phys. Rev. B* **87** 134424
[54] Levatic I, Popcevic P, Surija V, Kruchkov A, Berger H, Magrez A, White J S, Ronnow H M, Zivkovic I 2016 *Sci. Rep.* **6** 21347
[55] Karhu E, Kahwaji S, Monchesky T L, Parsons C, Robertson M D, Maunders C 2010 *Phys. Rev. B* **82** 184417
[56] Karhu E A, Roessler U K, Bogdanov A N, Kahwaji S, Kirby B J, Fritzsche H, Robertson M D, Majkrzak C F, Monchesky T L 2012 *Phys. Rev. B* **85** 094429
[57] Ghimire N J, McGuire M A, Parker D S, Sales B C, Yan J Q, Keppens V, Koehler M, Latture R M, Mandrus D 2012 *Phys. Rev. B* **85** 224405
[58] Liu Y, Lei N, Zhao W, Liu W, Ruotolo A, Braun H B, Zhou Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 022406
[59] Chen G, N'Diaye A T, Kang S P, Kwon H Y, Won C, Wu Y, Qiu Z Q, Schmid A K 2015 *Nat. Commun.* **6** 6598
[60] Li Z, Zhang Y, Huang Y, Wang C, Zhang X, Liu Y, Zhou Y, Kang W, Koli S C, Lei N 2017 *J. Magn. Magn. Mater.* **455** 19
[61] Kang S P, Kwon H Y, Won C 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 203902
[62] Hu Y, Wang B 2017 ArXiv:1608.04840v4
[63] Hu Y, Wang B 2016 *Sci. Rep.* **6** 30200
[64] Wan X, Hu Y, Wang B 2018 *J. Phys.: Condens. Matter* **30** 245001
[65] Petrova A E, Stishov S M 2009 *J. Phys. Condens. Matter* **21** 196001
[66] Petrova A E, Stishov S M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 214402
[67] Luo Y, Lin S, Leroux M, Wakeham N, Fobes D M, Bauer E D, Betts J B, Thompson J D, Migliori A, Janoschek M, Maiorov B 2017 ArXiv:1711.08873
[68] Zhang X X, Nagaosa N 2017 *New J. Phys.* **19** 043012
[69] Ivanov A, Lamago D, Goering E, Weber F, Löhneysen H v, Mignot J M, Wang L, Steffens P, Heid R, Krannich S, Keller T, Sidis Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 8961

[70] Watanabe H, Parameswaran S A, Raghu S, Vishwanath A 2014 *Phys. Rev. B* **90** 045145
[71] Hu Y, Wang B 2017 *New J. Phys.* **19** 123002
[72] Kittel C 1949 *Rev. Mod. Phys.* **21** 541
[73] Plumer M L, Walker M B 1982 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **15** 7181
[74] Bak P, Jensen M H 1980 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13** L881
[75] Schuette C, Iwasaki J, Rosch A, Nagaosa N 2014 *Phys. Rev. B* **90** 174434
[76] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198
[77] Wang W, Zhang Y, Xu G, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z, Zhang X, Li X, Liu E, Wang S, Cai J, Wang F, Li J, Hu F, Wu G, Shen B, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
[78] Nayak A K, Kumar V, Ma T, Werner P, Pippel E, Sahoo R, Damay F, Rößler U K, Felser C, Parkin S 2017 *Nature* **548** 561
[79] Johnson M T, Bloemen P J H, den Broeder F J A, de Vries J J 1996 *Rep. Prog. Phys.* **59** 1409
[80] Born M, Huang K 1998 *Dynamical Theory of Crystal Lattices* (Oxford: Oxford University Press)
[81] Walker M B 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1261
[82] Mura T 1982 *Micromechanics of Defects in Solids* (Netherlands: Springer)
[83] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 2231
[84] Kong L, Zang J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 067203
[85] Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 060403
[86] Line M E, Glass A M 1977 *Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials* (Oxford: Clarendon Press)
[87] Landau L D, Lifshitz E M 1980 *Statistical Physics* (Part 1) (Oxford: Butterworth-Heinemann)
[88] Wiesendanger R 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16044
[89] Hellman F, Hoffmann A, Tserkovnyak Y, Beach G S D, Fullerton E E, Leighton C, MacDonald A H, Ralph D C, Arena D A, Dürr H A, Fischer P, Grollier J, Heremans J P, Jungwirth T, Kimel A V, Koopmans B, Krivorotov I N, May S J, Petford-Long A K, Rondinelli J M, Samarth N, Schuller I K, Slavin A N, Stiles M D, Tchernyshyov O, Thiaville A, Zink B L 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 025006
[90] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
[91] Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040
[92] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
[93] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 064406
[94] Göbel B, Mook A, Henk J, Mertig I 2017 *Phys. Rev. B* **96** 060406
[95] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795
[96] Kim S K, Lee K J, Tserkovnyak Y 2017 *Phys. Rev. B* **95** 140404
[97] Tanaka M, Sumitomo S, Adachi N, Honda S, Awano H, Mibu K 2017 *AIP Adv.* **7** 055916
[98] Hanneken C, Kubetzka A, von Bergmann K, Wiesendanger R 2016 *New J. Phys.* **18** 055009
[99] Rybakov F N, Borisov A B, Bluegel S, Kiselev N S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 117201
[100] Milde P, Koehler D, Seidel J, Eng L M, Bauer A, Chacon A, Kindervater J, Muehlbauer S, Pfleiderer C, Buhrandt S, Schuette C, Rosch A 2013 *Science* **340** 1076
[101] Ogawa N, Koshibae W, Beekman A J, Nagaosa N, Kubota M, Kawasaki M, Tokura Y 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 8977
[102] Nepal R, Güngördü U, Kovalev A A 2017 ArXiv:1711.03041

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Magnetoelastic phenomena and mechanisms of magnetic skyrmion crystal*

Hu Yang-Fan† Wan Xue-Jin Wang Biao‡

(*Sino-French Institute of Nuclear Engineering and Technology, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519082, China*)

(Received 1 February 2018; revised manuscript received 31 March 2018)

Abstract

Recently, a novel two-dimensional spin structure with non-trivial topological properties, called magnetic skyrmion, has been found in many chiral magnets. In most cases, magnetic skyrmions assemble spontaneously and form a lattice structure, called magnetic skyrmion crystal (SkX). SkX, as a novel macroscopic magnetic phase, may interact with different types of external fields through the intrinsic multi-field coupling of the material, resulting in many peculiar physical phenomena. It is found that due to the intrinsic magnetoelastic coupling of chiral magnets, SkX not only influences the mechanical properties of the materials, but also has "emergent elastic properties" when subjected to external forces. In this review, we first introduce and categorize various types of SkX-related magnetoelastic phenomena, and then introduce a unified theoretical framework to analyze these magnetoelastic phenomena. Specifically, we establish the Landau-Ginzburg free energy functional with a comprehensive description of the magnetoelastic effect for B20 chiral magnets obtained through symmetry analysis, and prove that SkX should be described by a Fourier series due to its wave nature. We show quantitative agreement between theoretical results and experimental results for three types of phenomena: 1) the temperature-magnetic field phase diagrams of MnSi suffering uniaxial compression, it is found that uniaxial compression in the direction $[0,\ 0,\ 1]^{\mathrm{T}}$ constricts the stable region of the skyrmion phase in the phase diagram, while uniaxial compression in the direction $[1,\ 1,\ 0]^{\mathrm{T}}$ extends the stable region of the skyrmion phase in the phase diagram; 2) the emergent elastic behavior of SkX, it is found that this property derives from the magnetoelastic effect of the underlying material, and the linear constitutive equation (with coefficient matrix $\boldsymbol{\lambda}$) which determines the emergent deformation of SkX, is briefly introduced; 3) the variations of elastic coefficients C_{11}, C_{33}, C_{44}, and C_{66} with the external magnetic field for MnSi, and the predictions of the variation of C_{12} and C_{13} are provided by the theory. Based on the theoretical framework, the analytical solutions of the eigenstrain problems for chiral magnets hosting SkX and the surface configuration of SkX in a half-space magnet are introduced. In this process, we show how to use the theoretical framework to deal with different problems. Finally, we make a summary and suggest several directions for the future development of this field.

Keywords: skyrmion crystal, chiral magnet, magnetoelastic coupling, emergent elasticity

PACS: 62.20.de, 75.10.–b, 75.80.+q **DOI:** 10.7498/aps.67.20180251

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11772360, 11302267, 11472313, 11572355) and Pearl River Nova Program of Guangzhou, China (Grant No. 201806010134).

† Corresponding author. E-mail: huyf3@mail.sysu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wangbiao@mail.sysu.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

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 FePtmagnetic 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:

$$Q = \frac{1}{4\pi}\iint q\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y,$$
$$q = \boldsymbol{m}\cdot\left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x}\times\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right), \tag{1}$$

其中 q 为拓扑密度, $\boldsymbol{m}$ 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 (Dzyaloshinkii-Moriya interaction, DMI) [9−11] 的竞争. DMI 的哈密顿量表达式为

$$H_{\mathrm{DM}} = -\boldsymbol{D}_{ij}\cdot(\boldsymbol{s}_i\times\boldsymbol{s}_j), \tag{2}$$

其中 $\boldsymbol{s}_i$ 与 $\boldsymbol{s}_j$ 是两个相邻的原子自旋, $\boldsymbol{D}_{ij}$ 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 Cu_2OSeO_3 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

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

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Fe_3Sn_2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].

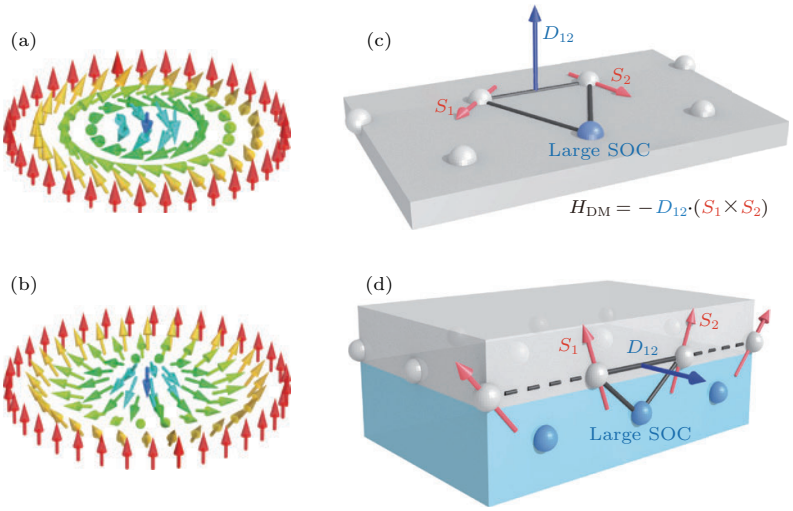


图1 磁斯格明子结构以及DMI示意图[33] (a) 布洛赫类型的斯格明子; (b) 奈尔类型的斯格明子; (c) 块体类型DMI; (d) 界面类型DMI

Fig. 1. Structure of magntic 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/m^2, 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

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

其中 $E_{\rm Ex}$ 代表交换能, $E_{\rm Deg}$ 代表退磁能, $E_{\rm Ani}$ 代表各向异性能, $E_{\rm Zeem}$ 代表外场能, $E_{\rm DM}$ 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:

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

其中 $H_{\rm eff}$ 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 Langdau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程来描述[49,50]:

$$\frac{{\rm d}\boldsymbol{m}}{{\rm d}t} = -\gamma \boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H}_{\rm eff} + \frac{\alpha}{M_{\rm s}} \boldsymbol{m} \times \frac{{\rm d}\boldsymbol{m}}{{\rm d}t}, \quad (5)$$

其中 γ 为旋磁比, α 为吉尔伯特阻尼因子, $M_{\rm s}$ 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:

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

其中, $\boldsymbol{F}$ 是磁斯格明子受到边界以及钉扎作用力; $\boldsymbol{G}$ 为回旋矢量, 其符号取决于磁斯格明子数的正负; $\boldsymbol{v}$ 是磁斯格明子的运动速度; $\boldsymbol{D}$ 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]

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

$\boldsymbol{u}$ 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]

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

其中 $\boldsymbol{F}_{\rm STT}$ 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.

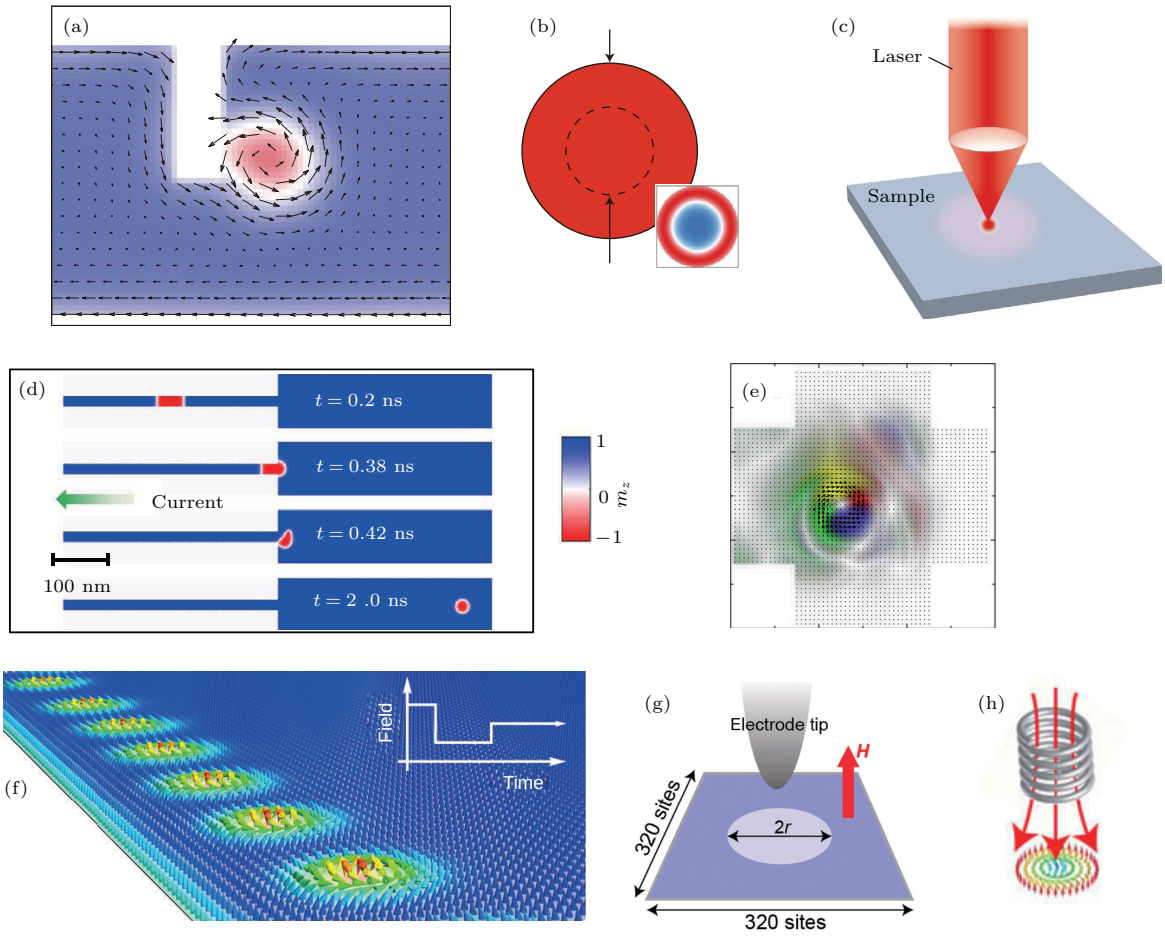


图 2 微磁学模拟磁斯格明子的激发 (a) 在正方形缺陷结构中激发磁斯格明子[56]; (b) 自旋极化电流激发磁斯格明子[34]; (c) 局部加热激发磁斯格明子[57]; (d) 磁畴壁转换为磁斯格明子[58]; (e) 自旋波激发磁斯格明子[59]; (f) 脉冲磁场激发磁斯格明子[60]; (g) 电场激发磁斯格明子[47]; (h) 螺旋线圈的奥斯特场激发磁斯格明子[41]

Fig. 2. Creation of magntic 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.

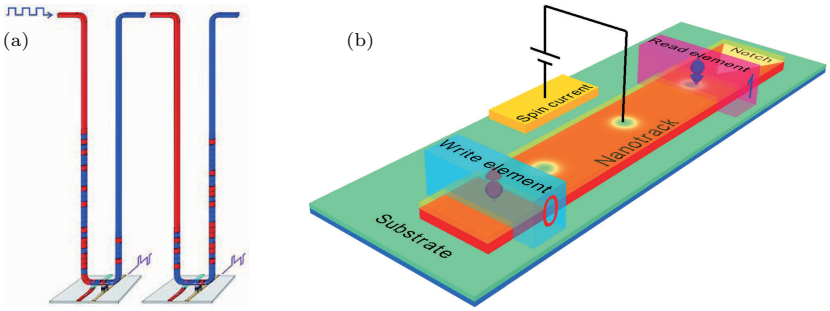


图3 赛道存储器 (a) 基于磁畴壁的赛道存储器[61]; (b) 基于磁斯格明子的赛道存储器[65]

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

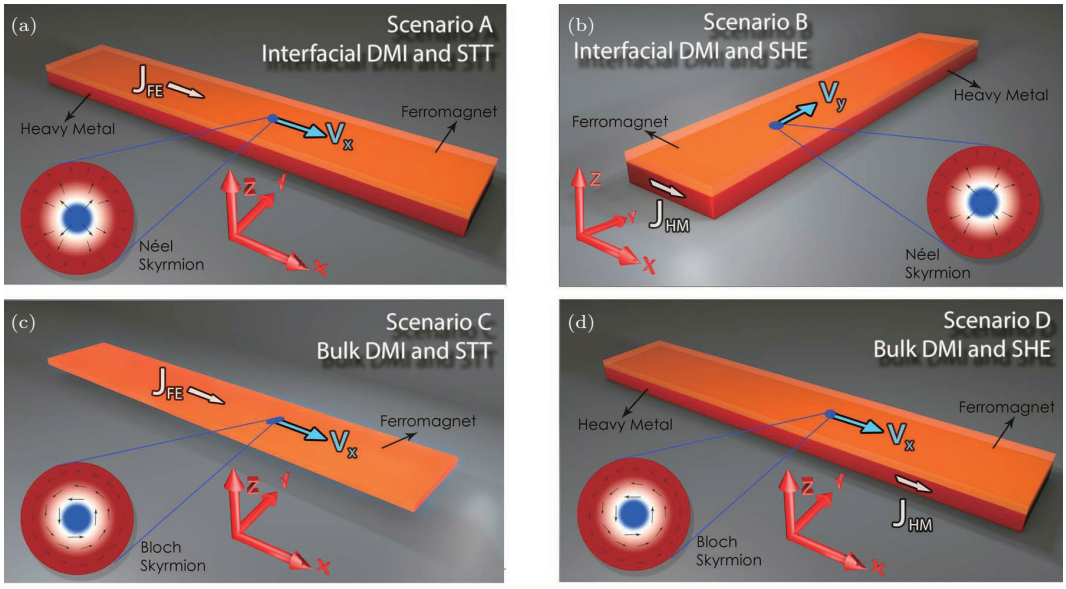


图4 基于磁斯格明子的四种赛道存储器[67]

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]:

$$K_{\rm uv} = K_{\rm u} + \theta V_{\rm b}, \tag{9}$$

其中 $V_{\rm b}$ 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

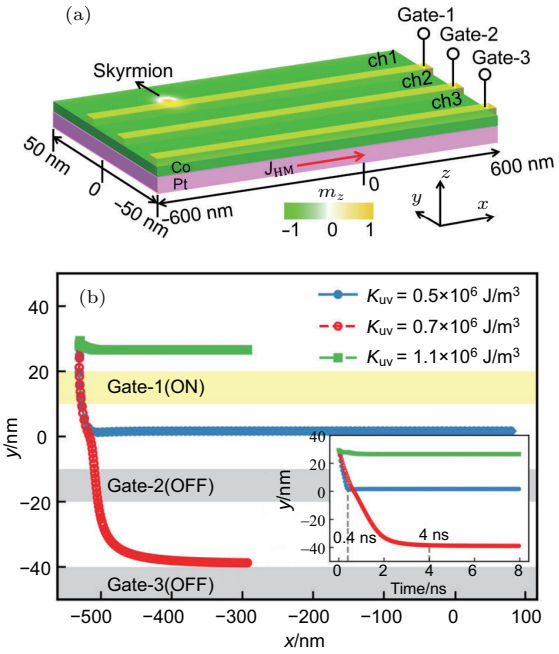


图 5 电压控制的磁斯格明子多通道赛道存储器 [79]

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

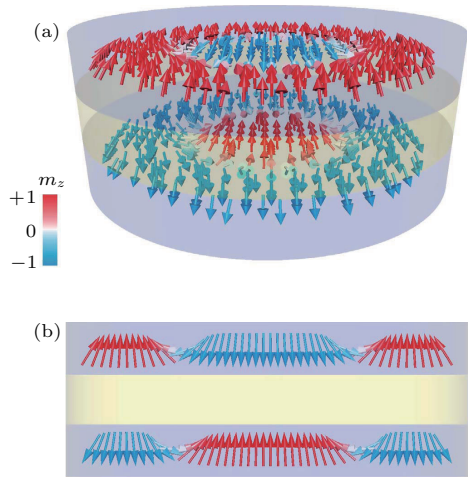


图 6 有着反铁磁耦合的双圆盘体系 [80]

Fig. 6. A pair of antiferromagneticcoupled 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/m^{2}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.

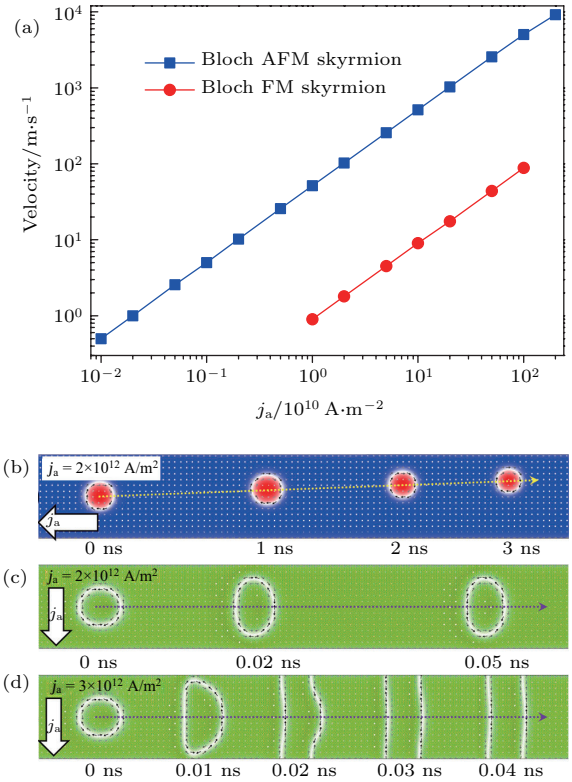


图7 对比自旋霍尔驱动的反铁磁斯格明子与磁斯格明子的运动[32]

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.

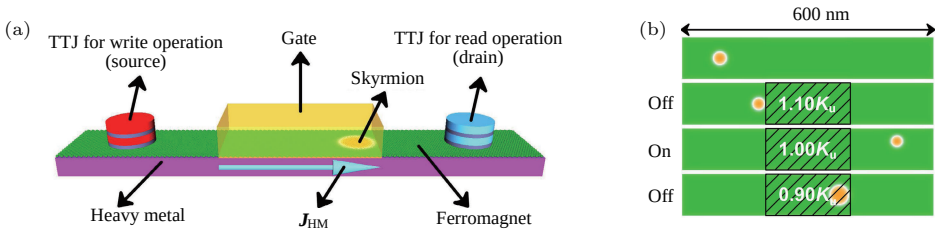


图 8 磁斯格明子晶体管 [35]

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].

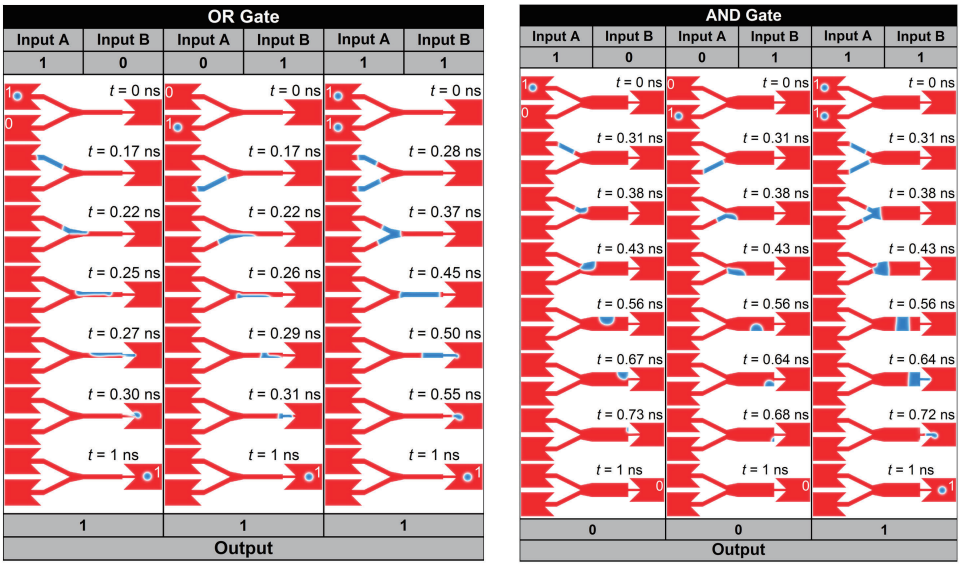


图 9 磁斯格明子“或”和“与”逻辑门 [36]

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,

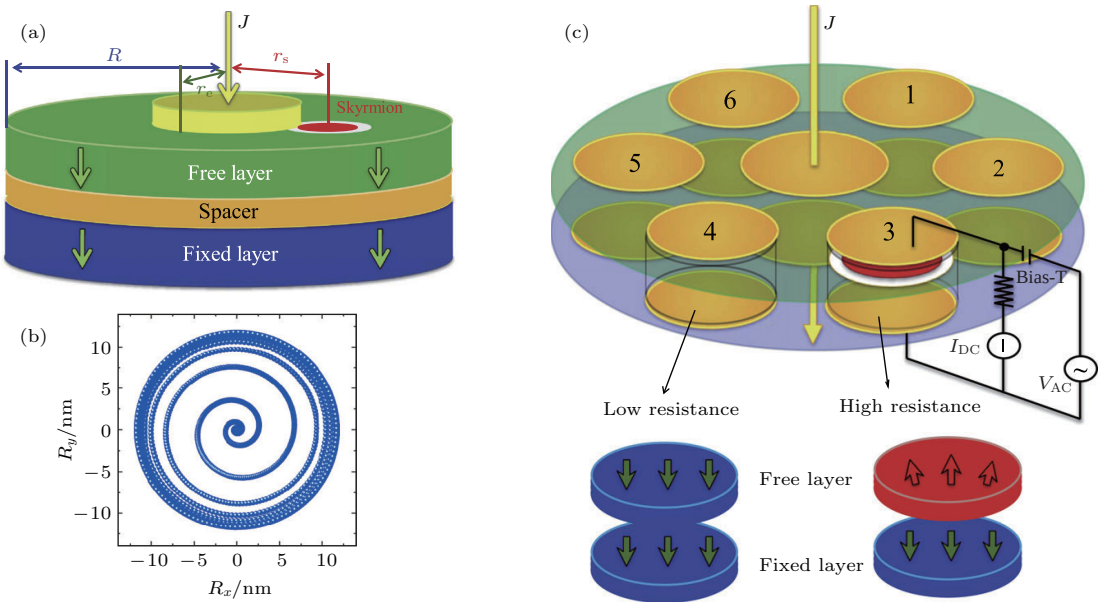


图10 电流驱动的磁斯格明子纳米振荡器[37] (a) 系统的模型示意图; (b) 磁斯格明子核的运动轨迹; (c) 输出信号探测

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.

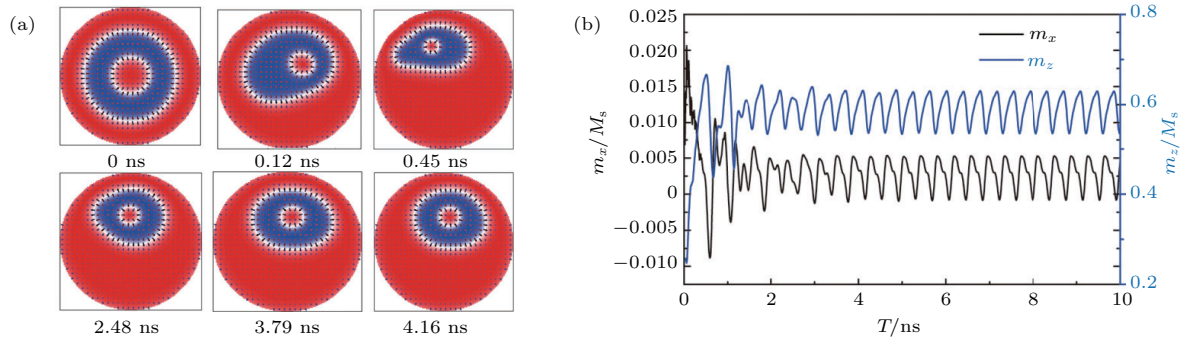


图11 电流驱动的2π-vortex纳米振荡器[39]

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Co/Ru/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

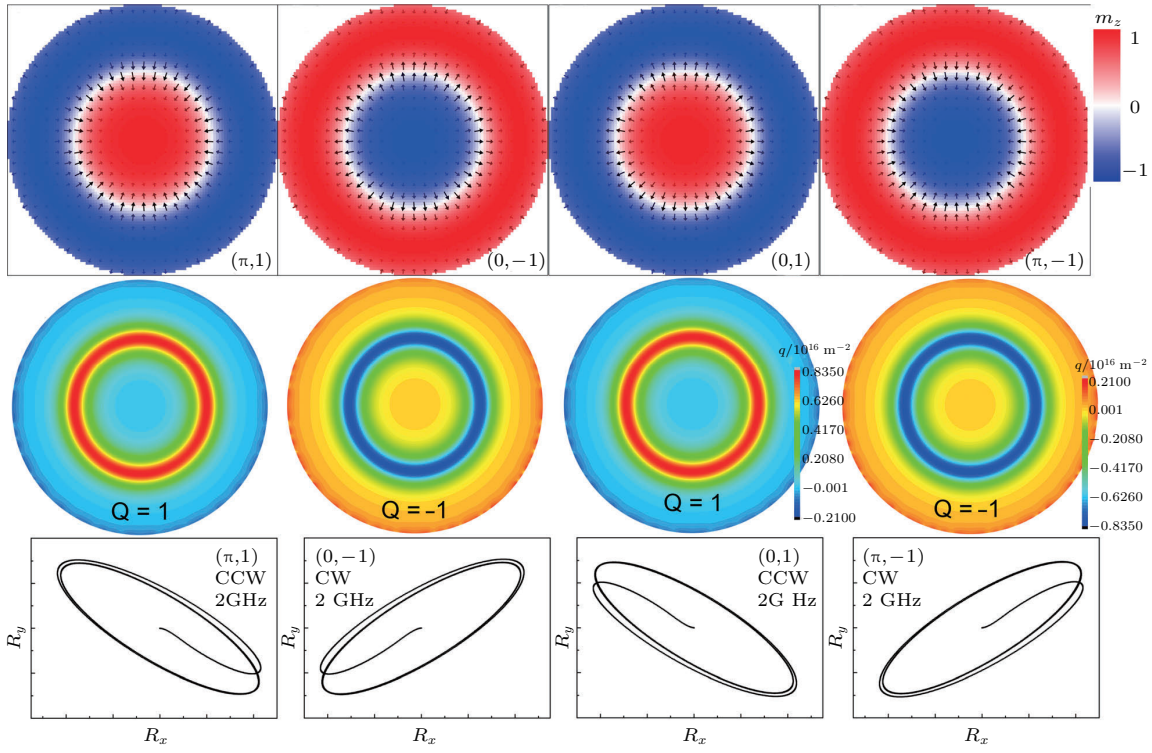


图12 面内微波磁场驱动的奈尔斯格明子动力学[91]

Fig. 12. In-plane microwave magnetic field-induced dynamics of Néel skyrmions[91].

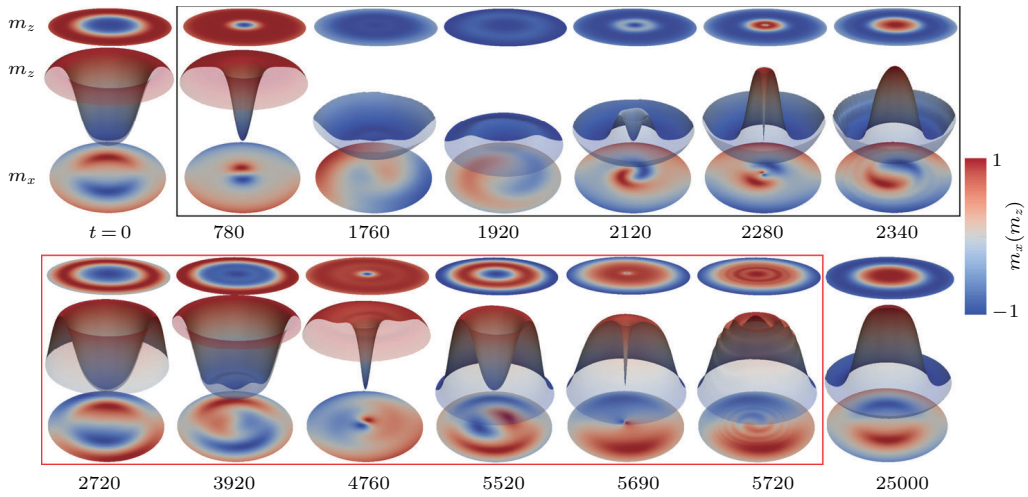


图 13 磁斯格子在面外微波磁场下的极性反转过程 [44]

Fig. 13. Polarity reveral 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型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, Rossler 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] Crépieux 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, Buhrandt 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, Mentes T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigné Y, Stashkevich A, Chérif S M, Avalle 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-Dong[1)] Song Cheng-Kun[1)] Wang Jin-Shuai[1)]
Wang Jian-Bo[1)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 Fundation of China (Grant Nos. 11574121, 51771086).

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

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展

孔令尧

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

Kong Ling-Yao

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137506 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20170235
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20170235
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

宽温域跨室温磁斯格明子材料的发现及器件研究
Observation of new-type magnetic skymrions with extremerely high temperature stability and fabrication of skyrmion-based race-track memory device
物理学报.2018, 67(13): 137509 http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180419

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

磁斯格明子的微磁学研究进展和应用
Research progress of micromagnetic magnetic skyrmions and applications
物理学报.2018, 67(13): 137504 http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180165

三维介观超导环的涡旋结构
Vortex pattern in three-dimensional mesoscopic superconducting rings
物理学报.2016, 65(4): 047501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047501

利用扫描透射X射线显微镜观测磁涡旋结构
STXM observation and quantitative study of magnetic vortex structure
物理学报.2015, 64(19): 197502 http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.197502

专题: 磁斯格明子

磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展*

孔令尧†

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2018 年 1 月 31 日收到; 2018 年 3 月 18 日收到修改稿)

具有非平庸拓扑性的新型磁结构斯格明子, 由于其拓扑稳定性、尺寸小、低电流驱动等方面的显著优势, 有望应用于自旋电子学储存器件. 拓扑和凝聚态物理学的结合, 使得斯格明子展现出很多有趣的拓扑物理现象, 吸引了众多的研究兴趣, 同时这些性质也是其电流驱动下动力学特点的重要影响因素. 本文从斯格明子的拓扑物理学基础及其自旋电子学器件应用相关动力学两个方面介绍了相关研究进展. 在拓扑物理基础方面, 介绍了斯格明子的拓扑霍尔效应、斯格明子霍尔效应以及自旋轨道转矩等拓扑性质, 由此讨论了斯格明子的动力学性质及其计算方法; 在动力学方面, 从非均匀电流驱动生成斯格明子、电流驱动下的稳定输运、产生湮灭过程的人工控制几个赛道存储应用关心的问题简要地介绍了相关微磁学模拟研究最新进展.

关键词: 磁斯格明子, 拓扑, 自旋电子器件

PACS: 75.70.Kw, 66.30.Lw, 75.10.Hk, 75.40.Mg **DOI:** 10.7498/aps.67.20170235

1 引 言

1962 年, Skyrme [1] 提出一种受拓扑保护的“粒子”, 被称为斯格明子 (skyrmion). 1975 年, Polyakov [2] 在理论上预测了一种二维 Heisenberg 自旋系统中的亚稳态, 其自旋结构与 Skyrme 提出的斯格明子一致, 首次在磁性系统中提出磁斯格明子概念. 直到 2009 年, Mühlbauer 等 [3] 在体手性 B20 材料 MnSi 单晶样品中成功地观测到磁性斯格明子在倒空间中形成的中子衍射点, 证实了磁性斯格明子的存在, 随后 Yu 等 [4] 利用洛仑兹透射电子显微镜在 $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ 单晶样品中实现实空间中的斯格明子磁成像. 随着研究的深入, 存在斯格明子的材料从体手性 B20 结构材料拓展至重金属/铁磁/绝缘体多层材料的界面手性材料中 [5−8], 界面手性材料中的斯格明子被称为奈尔 (Néel) 型斯格明子, 相对的体材料中的斯格明子称为布洛赫 (Bloch) 型.

作为实空间存在的拓扑性的准粒子, 斯格明子展现了众多的拓扑物理性质, 如 emergent 场 [9]、拓扑霍尔效应 [10−13]、斯格明子霍尔效应 [14,15]、自旋轨道转矩 [9,16] 等, 激起了众多科技工作者的研究兴趣. 有着拓扑保护的斯格明子显示出特别的稳定性, 并且可以被小到 10^2 A/cm^2 的电流驱动 [17], 比磁畴的驱动电流小了 4 个数量级 [9]. 正是由于斯格明子的稳定性、小尺寸、低电流驱动等特性, 使之有潜力作为斯格明子赛道存储器件 [18,19]. 赛道存储器是一种新型非易失性存储器, 把斯格明子和铁磁态分别作为信息的“1”和“0”约束在赛道内, 可以实现三维信息存储, 并通过电流驱动来进行读取写入 [20,21].

本文分别介绍了斯格明子的拓扑物理基础及其动力学微磁学模拟相关研究进展. 在拓扑物理基础方面, 介绍了斯格明子的结构能量、拓扑荷、拓扑霍尔效应、斯格明子霍尔效应以及自旋轨道转矩等

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504351) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: LingyaoKong@163.com

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

性质, 由此讨论了斯格明子的动力学计算方法; 在动力学方面, 从非均匀电流驱动生成斯格明子、电流驱动下的稳定输运、产生湮灭过程的人工控制等几个赛道存储应用关心的问题, 简要介绍了相关微磁学模拟研究的进展.

2 斯格明子的拓扑物理基础

2.1 手性磁体中的斯格明子

一般的传统磁性材料都具有中心反演对称性, 因而呈现出铁磁性、反铁磁性等共线的磁结构. 但在一类如MnSi[3]、$Fe_{1-x}Co_xSi$[3,22]、FeGe[23,24]、MnGe[25−27]、Cu_2OSeO_3[28,29]等中心反演对称破缺的立方结构B20型化合物中, 由于自旋、轨道、晶格等多种自由度的关联与耦合同时存在, 导致了非线性的DM (Dzyaloshinskii-Moriya)相互作用[30−32],

$$E_{\mathrm{DM}} = -\boldsymbol{D}_{ij}\cdot(\boldsymbol{S}_i\times\boldsymbol{S}_j)\,, \tag{1}$$

$\boldsymbol{S}_i$, $\boldsymbol{S}_j$ 是相邻的自旋; $\boldsymbol{D}_{ij}$ 是DM作用矢量. 在反演操作下 $\boldsymbol{S}_i$ 和 $\boldsymbol{S}_j$ 交换后, 能量的正负号发生变化, 体现了空间反演对称性的打破. (1)式对应的能量最小值的构型是 $\boldsymbol{S}_i$ 与 $\boldsymbol{S}_j$ 在垂直于 $\boldsymbol{D}_{ij}$ 的面内, 根据 $\boldsymbol{D}_{ij}$ 的符号构成手性相互垂直, 这种构型就是典型的非共线磁构型中的最近邻构型. 包含DM相互作用的体系在外磁场以及温度的作用下出现多种磁有序结构, 例如螺旋磁(helical)、铁磁、圆锥螺磁(conical)、斯格明子相[4,10,28,33−35]等. 特别地, 斯格明子是一种存在于一定温度、磁场窗口下的拓扑有序磁涡旋状结构, 图1 (a)和图1 (c)分别描述了布洛赫型和奈尔型斯格明子的二维结构. 包含最近邻海森伯相互作用、DM相互作用以及外磁场作用的哈密顿量可以写为

$$H = \sum_{\langle i,j\rangle} -J\boldsymbol{S}_i\cdot\boldsymbol{S}_j + \boldsymbol{D}_{ij}\cdot(\boldsymbol{S}_i\times\boldsymbol{S}_j) - \sum_i g\mu_{\mathrm{B}}\boldsymbol{B}\boldsymbol{S}_i, \tag{2}$$

其中 J 是相邻自旋海森伯交换相互作用系数, g 是Lande系数, μ_{B} 是玻尔磁矩.

在B20化合物中由于空间反演对称性破缺而产生的DM相互作用矢量是从一个自旋指向另外一个自旋的, 这样的DM相互作用的结果是相邻自旋倾向于相互垂直排列. 而海森伯交换相互作用(铁磁)下相邻自旋是平行的. 在这两者的共同影响下相邻的自旋呈现出一定夹角的排列方式(图1 (b)所示), 呈螺旋式(helical)旋转. 从一维来看由于相邻自旋的旋转角度是固定的, 在一维上自旋构成了

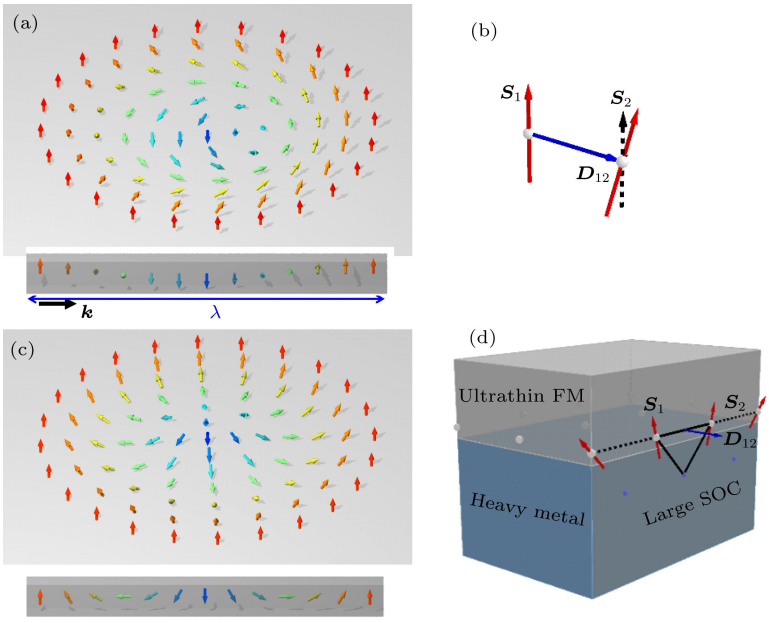


图1 典型的斯格明子构型[7] (a) 布洛赫型斯格明子示意图; (b) 海森伯相互作用与体手性DM相互作用共同作用下的最近邻自旋构型; (c) 奈尔类斯格明子示意图; (d) 自旋轨道耦合导致的界面DM相互作用

Fig. 1. Skyrmion configuration and DM interaction[7]: (a) Bloch type skyrmion; (b) neighbor spin configuration under Heisenberg interaction and bulk DM interaction; (c) Néel type skrymion; (d) interfacial DM interaction induced by spin orbital coupling.

波状结构自旋链(图1(a)). 二维中一定磁场存在时, 自旋的取向倾向与外磁场平行, 而相邻自旋又倾向一定夹角的排列方式, 此时在DM相互作用、铁磁相互作用、外磁场相互作用的共同影响下, 自旋形成了图1(a)中的斯格明子结构, 这种结构被称为布洛赫型斯格明子, 在一个斯格明子内部沿着直径各个方向都呈现出波状的结构. 根据(2)式, 不考虑外磁场时图1(b)中的相邻自旋的夹角的大小应当为$\theta \approx D_0/2J$, 图1(a)中的波长也是斯格明子的直径, 为$\lambda = 4\pi aJ/D_0$, D_0是DM作用矢量的模.

多数体手性磁体中的斯格明子存在的温度窗口非常有限, 限制了其自旋电子学应用. 随着相关研究的深入, 另一类手性磁体中的斯格明子被发现, 在二维重金属-轻铁磁金属-绝缘体的异质结中, 重金属层中的自旋轨道耦合作用使得界面反演对称被打破, 斯格明子可以在这种界面手性磁体中存在, 并且其温度窗口可能拓宽至室温[5−8]. 这种界面手性磁体中DM作用矢量$\boldsymbol{D}_{ij}$垂直于连接相邻自旋的向量$\boldsymbol{r}_{ij}$(图1(e)), 该作用矢量的符号决定了自旋结构是右手手性还是左手手性. 界面DM相互作用使得相邻自旋相互垂直, 类似的在海森伯铁磁作用的共同作用下, 相邻自旋形成如图1(d)中红色箭头显示的钟摆式旋转, 最终形成的一维自旋波的结构如图1(c)所示, 图1(c)中还显示了这些作用下的斯格明子的结构, 也就是是奈尔型斯格明子. (2)式决定了奈尔型斯格明子的直径、相邻自旋的夹角等参数都与布洛赫型的相同, 但是两者斯格明子中的相邻自旋的旋转方向是不同的.

2.2 斯格明子的拓扑荷

奈尔型的斯格明子与布洛赫型的斯格明子构型差异很大, 然而奈尔构型的斯格明子中每个自旋旋转90°就得到了布洛赫构型, 两者可以通过连续变形相互转化, 因此这两种构型是拓扑相同的. 斯格明子的磁结构投影到一个球面上, 构成了一个由手性自旋构成的闭合球面, 球面上的自旋都指向球面外, 如图2(a)所示, 球面内的自旋构型类似于一个“磁单极”的效果[36], 这样的一个球面体现了斯格明子的拓扑性质, 可以用拓扑荷(topological charge)

$$Q = \frac{1}{4\pi}\int \mathrm{d}^2 r \boldsymbol{m}\cdot(\partial_x \boldsymbol{m}\times\partial_y \boldsymbol{m}) \tag{3}$$

来表征其拓扑性质[37,38], 其中$\boldsymbol{m}$是描述自旋取向的单位矢量, 其意义是从某一点出发遍历整个球面, 这些点上的自旋连续变化的周期数, 这里的周期对应的是球面立体角4π. 可以看出, 对于每一个斯格明子, 其拓扑荷为± 1, 拓扑荷不随着其构型的扰动而变化. 从斯格明子的构型来看, 其内部的三角形网格上的三个自旋构成了一个立体张角, 如图2(b)所示. 对应到到球面投影上可以发现, 所有的这些立体角的叠加就是这个球面的立体角4π, 因此可以使用计算立体角的方式来计算斯格明子的拓扑荷[39]:

$$\exp\left(\frac{\mathrm{i}\Omega}{2}\right) = \rho^{-1}\left[1+\boldsymbol{m}_1\cdot\boldsymbol{m}_2+\boldsymbol{m}_2\boldsymbol{m}_3+\boldsymbol{m}_3\boldsymbol{m}_1 + \mathrm{i}\boldsymbol{m}_1\cdot(\boldsymbol{m}_2\times\boldsymbol{m}_3)\right], \tag{4}$$

其中$\boldsymbol{m}_1$, $\boldsymbol{m}_2$, $\boldsymbol{m}_3$为图中相邻的三个自旋方向的单位矢量; ρ是归一化系数,

$$\rho = \left[2\left(1+\boldsymbol{m}_1\cdot\boldsymbol{m}_2\right)\left(1+\boldsymbol{m}_2\cdot\boldsymbol{m}_3\right)\times\left(1+\boldsymbol{m}_3\cdot\boldsymbol{m}_1\right)\right]^{1/2}. \tag{5}$$

对斯格明子上所有的立体角求和$Q = (1/4\pi)\sum\Omega$就得到了拓扑荷.

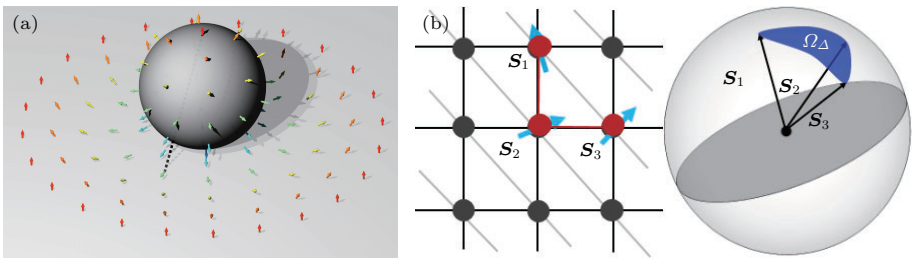


图2 斯格明子的拓扑荷[40,41] (a)斯格明子的投影变换; (b)拓扑荷的计算

Fig. 2. The topological charge of skyrmion[40,41]: (a) Stereographic projection of a skyrmion; (b) the caculation of topological charge.

由于斯格明子拓扑荷的符号是由DM作用矢量的符号决定的, 而DM作用矢量由材料、结构决定, 因此在同一个材料中一般不会同时存在拓扑荷分别为1和–1的斯格明子. 考虑到对于平庸的自旋结构, 如铁磁、vortex等其拓扑荷为0, 数值模拟中可以用拓扑荷来表征体系的斯格明子数目, 并且在单个斯格明子的情况下, 可以通过积分 $\int \mathrm{d}^2\boldsymbol{r}\,(Q_{\boldsymbol{r}}\boldsymbol{r})$ 来计算该斯格明子的中心位置[40–42]. 另外还要注意的是, 在一定的温度范围内, 由于DM相互作用和温度扰动的共同作用, 温度扰动将引入局域非结构的拓扑荷[40], 这些局域拓扑荷的总和不为零, 但不代表任何结构化的构型.

单纯地从实空间结构来理解斯格明子的拓扑性, 哈密顿量给出了最近邻相互作用, 确定了相邻的两个自旋构型, 是典型的短程有序, 在一维自旋链中形成了自旋波的形式(图1(a), 图1(c)); 然而到了二维时, 当自旋的构型以斯格明子为基态时, 整个体系通过斯格明子这种尺度上比最近邻自旋大得多的有序结构来实现能量最低, 可以说是一种中程有序. 在不同的态与这种中程有序的态相互转变中, 总要克服一定的势垒, 因此这种额外的中程有序为体系提供了额外的稳定性, 也是斯格明子稳定性的一种表现.

从拓扑的角度来分析, 在绝热近似和自旋连续转动的条件下, 非平庸拓扑自旋结构和平庸拓扑自旋结构无法相互转换[43], 意味着无法在绝热近似下通过连续的自旋转动变化来完成磁性斯格明子的产生和湮灭过程, 因此斯格明子的拓扑自旋结构是受到拓扑保护的, 增加了其稳定性. 在MnSi等的B20结构磁体的实验中就发现可以长期存在的亚稳态斯格明子[44,45], 证明了拓扑稳定性的存在. 然而斯格明子的拓扑稳定性也带来了一些问题, 比如控制斯格明子产生湮灭的人工调控手段成为一个问题, 在数值模拟中, 亚稳态的存在也同样使得计算过程变得更为复杂.

2.3 拓扑霍尔效应与斯格明子霍尔效应

根据洪德定则, 载流子的自旋总是试图与所在位置的局域电子的自旋保持平行. 当一个自由电子穿过斯格明子时, 虽然根据斯格明子的构型, 自由电子离开时和入射时的自旋方向是平行的, 然而在通过的过程中其自旋的方向是不断翻转的. 将这样的翻转过程等效为一个磁场, 就是自由电子通过斯格明子时感受到的虚拟emergent磁场 $\boldsymbol{b}_z$ [9],

$$\boldsymbol{b}_z = \frac{\hbar c}{2e}\boldsymbol{m}\cdot(\partial_x\boldsymbol{m}\times\partial_y\boldsymbol{m})\,. \tag{6}$$

对比(3)式中计算的拓扑荷可以发现, emergent磁场强度是正比于拓扑荷的 $\boldsymbol{b}_z \propto Q$, 是与斯格明子的拓扑性相关的. 当斯格明子以一定速度运动时, 运动的emergent磁场还产生一个电场, 图3显示了载流子在这些场的共同作用下将产生一个偏转, 这就是拓扑霍尔效应(topological Hall effect)[10–13,15].

当自由电子流经斯格明子时受到拓扑霍尔效应产生偏转, 而斯格明子也在自由电子的反作用下, 受到一个反向的作用力, 这个作用力是马格努斯力[38], 磁结构向着另一侧偏转, 这个效应是斯格明子霍尔效应(skyrmion Hall effect). 霍尔效应是带电粒子在磁场中运动引发的偏转现象, 电荷的正负性决定了该粒子向着相反的方向偏离. 相比之下, 拓扑荷为±1, 可以被视为准粒子的斯格明子, 在电流的自旋转移矩驱动下运动中产生的斯格明子霍尔效应也有类似的现象, 拓扑荷的符号决定了斯格明子拓扑霍尔效应的偏转方向[14,15].

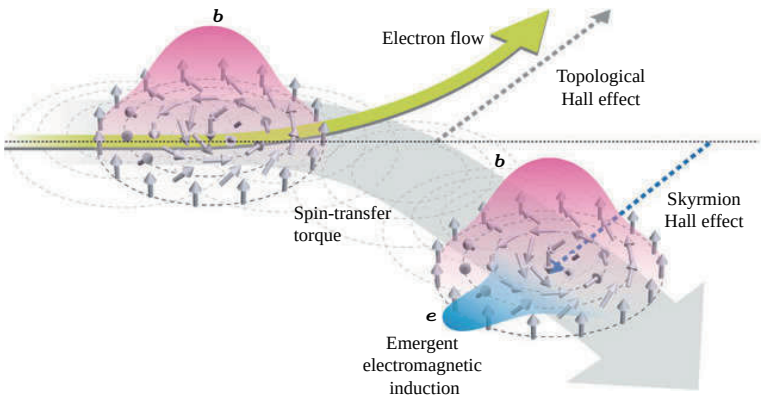


图3 拓扑霍尔效应斯格明子霍尔效应[38]

Fig. 3. Topological Hall effect and skyrmion Hall effect[38].

Magnon 描述了自旋在有限温的激发下偏离其平衡位置的程度, 可以视为携带了与局域自旋反平行的自旋. 当自由电子流经斯格明子时产生了拓扑霍尔效应, 同样携带自旋方向信息的 magnon 流也就是热流流经绝缘体斯格明子时也会产生类似的现象, magnon 与 emergent 磁场相互作用使得 magnon 流偏移, 就是拓扑 magnon 霍尔效应. 当偏移的 magnon 在材料的边界处积累时, 就会产生一个可测量的温度差, 实验 [46] 和数值模拟 [47,48] 都证实了这一现象.

2.4 手性磁体中的拓扑磁结构与相图

前面讨论了手性磁体中相邻自旋构型的取向, 在 DM 作用和海森伯交换作用的共同竞争下, 斯格明子存在于一定的磁场窗口内, 注意到斯格明子之间区域的自旋构型是铁磁态, 也说明了相邻自旋铁磁排列与螺旋排列之间的能量差不是很大, 在外磁场的调节下以及有限温的情况下将呈现出丰富的磁结构构型.

在二维体手性材料里主要有铁磁态、斯格明子态、螺旋态. 图 4 (a) 显示了在二维体手性磁体中随着磁场温度变化体系磁结构的相图. 低磁场下是螺旋态, 结构如图 4 (b) 所示, 随磁场的上升螺旋态逐渐变为斯格明子态. 在适当的磁场温度下斯格明子会排列成密堆积的结构, 如图 4 (c), 类似于晶体中的原子排列, 所以称为斯格明子晶体态 [4]. 在准一维纳米条带中, 类似的堆积结构也被称为 packed 斯格明子态 [49]. 随着纳米条带宽度的降低, 同样的堆积结构逐渐变成一维斯格明子链. 相图中介于铁磁态和斯格明子晶体态之间的斯格明子与铁磁的混合态, 也可以称之为斯格明子气体态; 当体系中只有一个斯格明子时可以称为单独斯格明子态. 在界面手性材料中, 螺旋态变成了一种类似的螺线 (spiral) 态, 如图 4 (d) 所示, 螺线态与螺旋态结构的主要差异是相邻自旋旋转方向的不同.

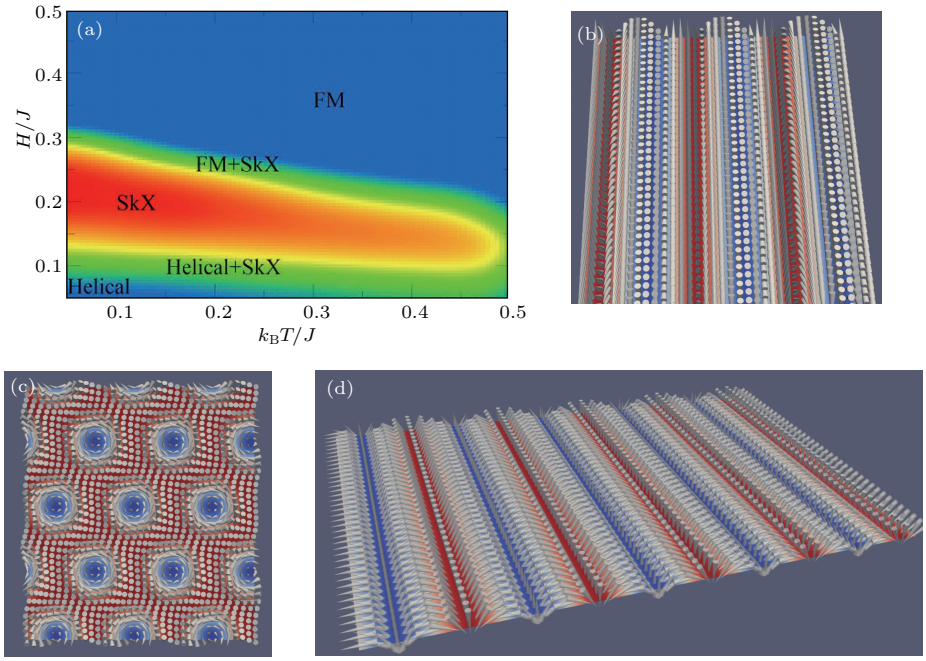


图 4 二维手性磁体中的磁结构 (a) 二维体手性材料中的相图 [42]; (b) 螺旋态结构: (c) 斯格明子晶体态; (d) 螺线态

Fig. 4. Magnetic structure in 2D chiral magnets: (a) Phase diagram in 2D bulk chiral magnetism [42]; (b) structure of helical state; (c) structure of skyrmion crystall; (d) structure of spiral state in interfacial chiral magnetism.

数值模拟中可以用蒙特卡罗方法模拟退火过程 [50] 来计算不同磁场、温度下的基态, 一般经典的 Metropolis [51] 算法就可满足要求, over-relaxation 算法、非线性共轭梯度法等可以用来加速计算 [40,52,53]. 计算基态时可以在高温 (几倍 J 的温度) 下使用随机态作为初始态, 逐步降低温度至零温, 一般每个温度计算 5×10^4 个循环就能很好地收敛 [54]. 此外在计算基态时要特别注意体系的格点数目, 前文中已经讨论了在零磁场时, 螺旋态、螺线态的周期都是确定的, 网格数量应当是周期的整数倍, 因此在蒙特卡罗计算中网格数量应当与 J, D 等参数相匹配.

2.5 斯格明子的动力学

斯格明子的自旋拓扑性质使之成为一个独特的研究实空间拓扑输运现象的平台[3,4,9,11,38,43,55]. 特别地, 在金属斯格明子材料中外加电流导致自旋转移矩效应[56,57], 由此驱动斯格明子的运动, 并且电流对斯格明子的驱动非常有效率, 临界电流密度在10^2 A/cm^{2}左右, 比一般的铁磁畴壁的驱动电流小了4个数量级[20], 同时对材料中的缺陷有强的抗干扰能力[17]. 正是由于斯格明子较小的尺寸、较低的电流操作性能, 使之有潜力成为斯格明子赛道存储器件.

在界面斯格明子材料中, 当电流流经重金属层时, 由于强的自旋轨道耦合产生自旋霍尔效应, 如图5所示. 向上和向下的自旋分离, 从而向上层注入自旋极化电流[6,58], 被称为自旋轨道转矩效应[9,16]. 自旋轨道转矩效应的作用下, 金属层中的自旋角动量注入上层轻铁磁层中, 最终推动了斯格明子的运动[16,59–62], 也是一种有效地控制斯格明子动力学的手段.

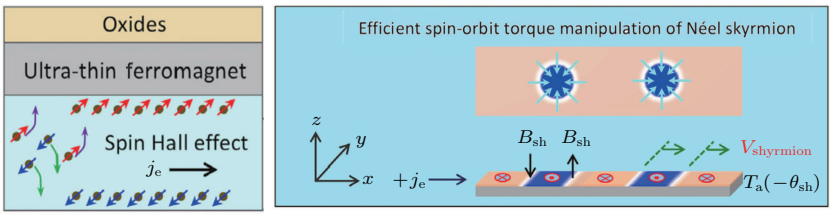


图5 界面手性磁材料中的自旋轨道转矩[63,64]

Fig. 5. Spin Orbit Torque in interfacial chiral magnets[63,64].

自旋转移矩效应和自旋轨道转矩效应都有利于斯格明子被电流驱动, 根据Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程可以给出斯格明子在电流输运下的动力学方程的形式[64]:

$$\begin{aligned}\dot{\boldsymbol{m}} = & -\gamma \boldsymbol{m}\times \boldsymbol{H}_{\rm eff} + \alpha \boldsymbol{m}\times\dot{\boldsymbol{m}} \\ & + \frac{g\mu_{\rm B}}{2eM_{\rm s}}\Big[(\boldsymbol{j}_1\cdot\nabla)\boldsymbol{m} \\ & + \frac{\theta_{\rm SH}}{t_{\rm f}}\boldsymbol{m}\times(\boldsymbol{m}\times(\hat{z}\times\boldsymbol{j}_{\rm e}))\Big], \end{aligned} \tag{7}$$

其中γ是磁回转率(gyromagnetic ratio), α是磁阻尼系数, $M_{\rm s}$是饱和磁化率. 方括号中的第一项是电流$\boldsymbol{j}_1$对应的自旋转移矩项; 第二项是自旋轨道转矩项, $\theta_{\rm SH}$是霍尔效应系数, $t_{\rm f}$是薄膜厚度, $\boldsymbol{j}_{\rm e}$是流经重金属层的电流, 这一项是针对多层膜结构中的奈尔型斯格明子计算其在电流驱动下的动力学过程. (7)式中, 等效场$\boldsymbol{H}_{\rm eff} = -\partial F/\partial(\boldsymbol{m})$包含了自旋间的相互作用以及外磁场的作用, F是磁自由能. (2)式中给出了格点模型中的哈密顿量, 在微磁学模拟中一般采用连续的模型, 相应的自由能的形式可以写为

$$F = \int {\rm d}^3 r\left[-\frac{J}{2}(\nabla\boldsymbol{m})^2 + \mathscr{E}_{\rm DM} - \mu_{\rm B}\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{m}\right], \tag{8}$$

方括号中的三项分别为海森伯交换相互作用、DM相互作用和外磁场的作用所对应的能量密度. 其中DM相互作用密度, 在体相互作用的情况下可以写为$\mathscr{E}_{\rm DMbulk} = D_0\boldsymbol{m}\cdot(\nabla\times\boldsymbol{m})$; 而界面相互作用时, 其能量密度为$\mathscr{E}_{\rm DMinter} = D_0\left(m_z(\nabla\cdot\boldsymbol{m}) - (\boldsymbol{m}\cdot\nabla)m_z\right)$, 这里的$D_0$为相应的DM作用矢量的模. 求导后可以给出有效场的形式:

$$\boldsymbol{H}_{\rm eff} = \boldsymbol{H}_{\rm exch} + \boldsymbol{H}_{\rm DM} + \boldsymbol{H}_{\rm ext}, \tag{9}$$

右端的三项分别为海森伯交换相互作用、DM相互作用以及外磁场作用对有效场的贡献, 分别为

$$\boldsymbol{H}_{\rm ext} = \mu_{\rm B}\boldsymbol{B}, \tag{10}$$

$$\boldsymbol{H}_{\rm exch} = \frac{J}{2}\Delta\boldsymbol{m}, \tag{11}$$

$$\boldsymbol{H}_{\rm DMbulk} = -D_0(\nabla\times\boldsymbol{m}), \tag{12}$$

$$\boldsymbol{H}_{\rm DMinter} = -D_0\left(\frac{\partial m_z}{\partial x}, \frac{\partial m_z}{\partial y}, -\frac{\partial m_x}{\partial x} - \frac{\partial m_y}{\partial y}\right). \tag{13}$$

有效场的形式中采用了归一化的磁矩$\boldsymbol{m}$以及相应的参数, 实际计算中需要注意参数的量纲以及正负号的选取等问题.

值得注意的是自旋转移矩项中的$\boldsymbol{j}_1$并非只针对电流, 也可以是热流或者magnon流[42,65]. 前文中已经讨论了magnon可以被视为与局域自旋反平行的自旋, 热的传播可以被视为magnon流的输运. 因此当magnon流经斯格明子时, 类似于自由电子

为载流子时的自旋转移矩效应, 也将产生移矩效应, 可以在绝缘体材料中驱动斯格明子的移动[66]. 理论上magnon很好地解释了热流下的斯格明子动力学, 而数值模拟上magnon并不是一个容易描述的物理量, 可以采用随机场$\boldsymbol{L}$来描述不同温度下自旋的热扰动, 含随机力的LLG方程[67,68]为

$$\dot{\boldsymbol{m}} = -\gamma \boldsymbol{m} \times (\boldsymbol{H}_{\rm eff} + \boldsymbol{L}) + \alpha \boldsymbol{m} \times \dot{\boldsymbol{m}}. \tag{14}$$

对于随机场$\boldsymbol{L}$有

$$\begin{aligned} &\langle L_\mu(\boldsymbol{r},t), L_\nu(\boldsymbol{r}',t')\rangle \\ &= \frac{\alpha a^2 k_{\rm B} T}{\gamma} \delta_{\mu\nu} \delta(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') \delta(t,t'), \end{aligned} \tag{15}$$

这里的a是计算网格的边长. 这里要注意含随机力的LLG方程(14)需要采用Heun算法来计算[67].

微磁学模拟中对动力学方程(7)的计算, 在时间离散上一般采用四阶龙格-库塔算法, 空间离散多数采用有限差分处理, 也可以使用有限元方法, 相比之下有限元方法在空间离散上更为精确, 但是计算开销非常大. 常用的计算软件有MuMax3[69], OOMMF[70]等, MuMax提供了基于CUDA的GPU并行计算能力, 比OOMMF计算更快但是更难增加自定义模块.

3 斯格明子自旋电子器件应用相关动力学研究进展

3.1 作为赛道存储应用的斯格明子

赛道存储器是一种新型非易失性存储器[20], 传统的磁存储如硬盘等是考虑移动存储介质从而在固定位置读取存储介质中的磁信息, 而赛道存储则考虑在一个准一维条带上用磁畴来存储信息, 使用电流驱动磁畴运动到相应的写入读取位置来实现. 经过几代的发展, 目前已经使用了自旋轨道转矩来辅助电流驱动磁畴运动、相互之间反铁磁的两条赛道来加速磁畴运动[21]. 赛道存储器的一个赛道单元上可以存储很多个数据, 并且可以实现三维记录, 所以赛道存储器有望实现超高密度的存储.

影响赛道存储器性能最重要的三个问题包括: 一是提高畴壁的移动速度, 可以加快数据的读取速度; 二是过高的临界电流密度会产生大的焦耳热以及功耗, 需要进一步降低电流密度; 三是提高赛道存储器的存储密度, 也就是单根纳米带单元中能有更多的磁畴壁、两根纳米带之间能有更小的间距.

具有稳定拓扑结构的斯格明子的尺寸非常小, 界面手性磁体中斯格明子的大小是5 nm[71], 满足了赛道存储器件的密度要求; 驱动斯格明子运动的临界电流只有10^2 A/cm^2[17], 比驱动磁畴所需的电流密度小了4个数量级[9], 解决了焦耳热问题. 此外斯格明子在纳米条带中的输运过程有跨越障碍[7]等特点. 这些特性使得斯格明子是制作超高密度赛道存储器非常好的选择[18,19].

作为赛道存储器件应用就要求斯格明子在室温具有稳定的电流操作性、可控的产生湮灭过程以及方便的可探测性. 目前室温下存在的斯格明子已经被观测到[14], 产生湮灭过程的人工控制也有很多相应的手段[41,72–77]. 然而综合来看, 室温下产生湮灭控制仍然是一个挑战[37], 此外, 方便可集成的探测手段相关研究仍在起步阶段[78].

3.2 非均匀电流下斯格明子的生成

赛道存储器性能的优化要求尽可能快地驱动斯格明子以加快数据的读取速度, 意味着要使用较强的电流密度. 斯格明子虽然也能通过几何限制区域, 然而界面手性材料中, 几何受限导致的电流密度不均匀时, 微磁学模拟发现电流驱动奈尔磁畴条带通过几何限制区域时会动态地生成斯格明子[79,80], 实验上也成功地观察到这一现象[63], 在体手性材料中微磁学模拟也预测了类似现象[81]. 这里主要讨论界面手性材料中电流驱动下动态生成斯格明子的原因[64].

前文已经讨论了在奈尔型斯格明子的界面手性材料的重金属-轻铁磁金属-绝缘体的异质结的多层膜中, 电流通过重金属层时, 由于强的自旋轨道耦合而产生自旋霍尔效应, 使得重金属层中的自旋角动量注入上层铁磁金属中, 从而产生自旋轨道转矩. 自旋轨道转矩对上层金属中磁畴壁的作用如图6(a)所示, 其对应的有效霍尔场$\boldsymbol{B}_{\rm sh}$

$$\boldsymbol{B}_{\rm sh} = B_{\rm sh}^0 \left(\hat{\boldsymbol{m}} \times \left(\hat{\boldsymbol{z}} \times \hat{\boldsymbol{j}}_{\rm e}\right)\right), \tag{16}$$

其中$\hat{\boldsymbol{m}}$是自旋矢量; $\hat{\boldsymbol{z}}$薄膜的模量单位矢量; $\hat{\boldsymbol{j}}_{\rm e}$是驱动电流方向; $B_{\rm sh}^0 = (\hbar/2e)\cdot(\theta_{\rm sh} J_{\rm c}/t_{\rm f} M_{\rm s})$, $t_{\rm f}$是铁磁层的厚度, $M_{\rm s}$是饱和磁化强度, 自旋霍尔系数$\theta_{\rm sh} = J_{\rm s}/J_{\rm c}$是重金属层中自旋流密度$J_{\rm s}$与电流密度$J_{\rm c}$的比值. 图6(a)中显示了手性磁畴中对应$\boldsymbol{B}_{\rm sh}$的强度与自旋矢量$\hat{\boldsymbol{m}}$和驱动电流$\hat{\boldsymbol{j}}_{\rm e}$的方向有关. 因此在包含条带状磁畴的纳米线中, 图6(b)区域②, ③中, 自旋矢量的取向平行于$\hat{\boldsymbol{z}}\times\hat{\boldsymbol{j}}_{\rm e}$, $\boldsymbol{B}_{\rm sh} = 0$,

所以自旋轨道转矩对这两个区域的磁畴壁没有驱动作用. 而区域①中的 $\boldsymbol{B}_{\rm sh}$ 最大, 所以这里自旋转矩效应对磁结构的驱动效果最大.

如图 6 (c) 所示, 在引入几何受限结构后, 电流分布不再均匀, 在左右两边分别是发散、汇聚的构型. 在左侧入口处电流的 y 方向分量如图 6 (d) 所示, 其结果是产生了图 6 (e) 中的等效力, 在这个等效力的作用下, 整个磁畴条带向右移动的同时, 在右侧出口处逐渐收紧, 最终生成了图 6 (e) 中的斯格明子结构.

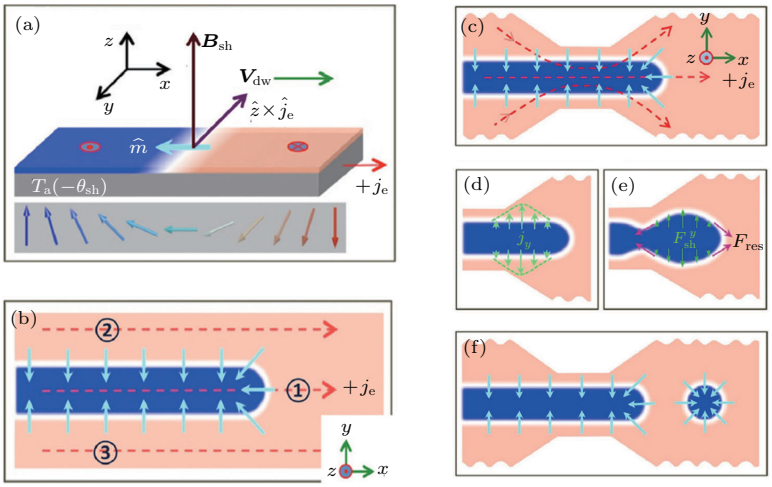


图 6 电流驱动下几何限制结构动态生成斯格明子 [63,64] (a) 自旋轨道转矩对左半边中的有效霍尔场; (b) 条带中奈尔磁畴对应的不同区域; (c) 通过几何限制位置时的电流分布; (d), (e) 电流 y 分量的分布以及对应的等效作用力; (f) 斯格明子的形成

Fig. 6. Skyrmion creation in geometrical constriction [63,64]: (a) The effective spin Hall field act on left side domain wall by spin orbital torque; (b) the three region of Néel domain wall in the stripe; (c) the distribution of electrical current in the geometrical constriction region; (d),(e) the inhomogeneoous current and effective field around the neck region; (f) the genaration of skyrmion.

3.3 电流驱动下斯格明子的稳定输运

前面讨论了拓扑霍尔效应和斯格明子霍尔效应作为斯格明子在电流驱动下的拓扑性的体现, 带来了丰富的斯格明子动力学性质. 然而, 作为信息载体的斯格明子在赛道中电流驱动之下会出现一个垂直于电流方向的速度, 最终结果是偏离到赛道边缘被钉扎或者在大的电流驱动下在边缘处湮灭 [82−86]. 这两种情况都是在赛道存储应用中不希望遇到的, 相关的理论以及数值模拟工作研究了怎样减小或者避免斯格明子拓扑效应. 例如, 通过增强垂直于赛道边缘的磁各向异性来更好地限制斯格明子在赛道内运动 [84]; 类斯格明子构型 skyrmionium 因为拓扑荷为 0, 电流驱动时没有斯格明子霍尔效应 [84,87,88]; 反铁磁斯格明子 [84,86]、反铁磁作用的斯格明子双层膜结构 [82,86] 在电流驱动下因为两个正好相反的斯格明子霍尔效应相互抵消而呈现出垂直于电流方向的速度为零的运动特性.

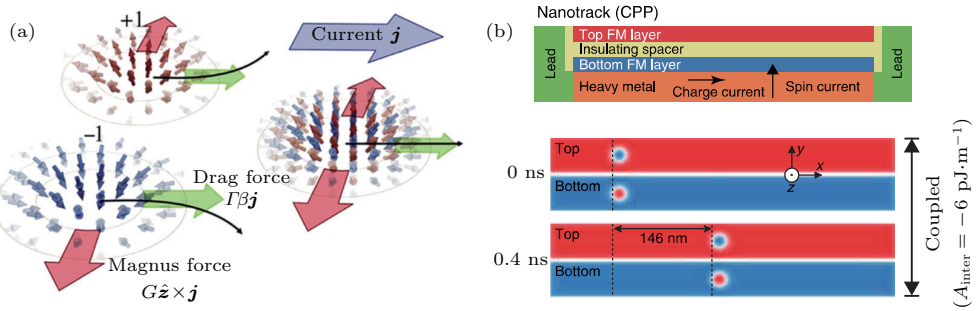


图 7 斯格明子霍尔效应的消除 (a) 反铁磁斯格明子 [83]; (b) 反铁磁耦合的双层斯格明子 [82]

Fig. 7. Elimination of skyrmion Hall effect: (a) Antiferromagnetic skyrmion [83]; (b) antiferromagnetic coupled Skyrmion bilayer [82].

反铁磁斯格明子中可以分解出拓扑荷分别为1, −1的两个子斯格明子, 如图7 (a)所示, 这两个子斯格明子受到的马格努斯力正好相反, 最终反铁磁斯格明子在电流驱动下不显现出霍尔效应. 反铁磁的斯格明子在实验上难以实现, 然而反铁磁耦合的斯格明子双层结构在Co/Ru/Co异质结上实现了[89]. 类似于反铁磁斯格明子, 这种结构也由于马格努斯合力为零而不显现斯格明子霍尔效应, 不同点在于将拓扑荷为1, −1的两个斯格明子拆成两层以反铁磁作用耦合在一起, 如图7 (b)所示. 反铁磁带来了净磁矩为零从而使得探测这样的斯格明子结构成为难题, 理论上预测了随着自旋结构重排, 反铁磁斯格明子也可以显示出拓扑霍尔效应[90], 从而可能被探测到.

3.4 斯格明子产生湮灭过程中的人工控制

赛道存储应用要求作为信息载体的斯格明子的产生湮灭过程完全可控. 受到拓扑保护的斯格明子在较低的温度下的产生湮灭过程有一个很大的势垒[91], 而较高的温度下斯格明子本身就有着很强的随机性[78]. 因此, 斯格明子的产生湮灭过程的人工控制手段就成为了一个热门话题.

从图4 (a)的相图来看, 产生湮灭斯格明子的过程可以分为两类: 一类是从螺旋态或者螺线态到斯格明子之间的相变, 另一类是从铁磁态到斯格明子态之间的相变. 螺旋态或者螺线态的构型比较接近斯格明子, 所以它们之间的相变相对容易, 静态下合适的磁场温度中, helical态的每个条带在有边界的参与时成为两端封闭、拓扑荷为1的条带状磁畴构型, 在磁场提高时会逐渐收缩或者从中间打断生成斯格明子[92], 在没有边界参与时磁畴将逐渐演化直至打断成斯格明子; 动态下前文已经讨论的非均匀电流生成斯格明子就是典型的生成方法.

然而赛道存储器材中用有无斯格明子来代表储存的数据是“1”和“0”, 因此从铁磁态到斯格明子之间的产生湮灭过程是最为重要的. 不幸的是, 受到拓扑保护的斯格明子与铁磁态之间的相互转变过程是非连续的[43], 除了(2)式中适当的磁场窗口外还需要有外部的扰动来辅助拓扑成核, 这些扰动有垂直方向的电流/极化电流脉冲[41,72,73]、激光脉冲[74,75]、磁场脉冲[76]、局部加热[77]等.

对于布洛赫型斯格明子, 垂直电流辅助产生湮灭的作用分为三类[41]: 电流的感生磁场、自旋极化电流的自旋转矩效应、电流带来的焦耳热. 其中热效应对应着随机扰动, 在不同温度扰动下有相应的概率完成拓扑成核过程从而辅助斯格明子的转变. 而感生磁场是漩涡状的, 对比布洛赫型的斯格明子可以发现漩涡状的磁场会使得自旋的构型从铁磁态向着接近斯格明子构型的方向转变, 因此有助于斯格明子的形成. 而极化电流辅助斯格明子成核时, 极化方向如图8 (a)所示, 和垂直方向有一定夹角, 极化电流的作用是使得一部分区域的自旋沿着面内排布从而使整个自旋构型更接近斯格明子. 图8 (b)中显示了奈尔型斯格明子在STM针尖极化电流辅助下的产生湮灭过程示意图[71], 注意到图中显示的极化电流的极化方向是垂直于平面的, 与布洛赫型的有着显著差异.

斯格明子的产生湮灭过程在拓扑上对应了拓扑成核过程, 既然体系无法自发的完成转变过程, 外界扰动提供了拓扑成核点来辅助转变过程. 布洛赫型的斯格明子的结构特征显示出中心点周围自旋的面内分量呈现漩涡状排列, 而拓扑成核点也应当有类似的构型, 因此其对应的外加扰动更多的呈现出漩涡状的特点; 同时奈尔型的斯格明子的构型特征是中心点附近区域的自旋在z方向的分量反平行于周围自旋, 因此对应的外界扰动更多地呈现出垂直于其所在平面的特点.

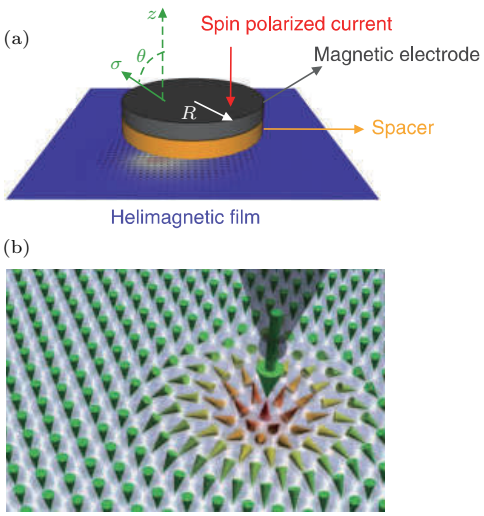


图8 自旋极化电流产生斯格明子示意图 (a) 布洛赫型[41]; (b) 奈尔型[71]

Fig. 8. Generation of skyrmion by spin polarized current: (a) Bloch type[41]; (b) Néel type[71].

4 结论与展望

斯格明子相关研究是一个迅速发展的领域, 本文从赛道存储方面简要介绍了一些电流驱动斯格

明子、产生湮灭人工控制手段及其相关的拓扑物理性质. 在这一领域仍然有很多应用与基础问题需要继续探索, 例如可集成的便捷探测手段、电流驱动下霍尔效应的消除、低磁场室温下斯格明子的控制、拓扑成核过程的拓扑保护性等, 这些问题的解决可以使斯格明子的赛道存储应用推向实际.

参考文献

[1] Skyrme T 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
[2] Polyakov A M, Belavin A A 1975 *Jetp Lett.* **22** 503
[3] Muhlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915
[4] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
[5] Thiaville A, Rohart S, Jué É, Cros V, Fert A 2012 *Europhys. Lett.* **100** 57002
[6] Hoffmann A 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 5172
[7] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 152
[8] Hellman F, Hoffmann A, Tserkovnyak Y, Beach G S, Fullerton E E, Leighton C, MacDonald A H, Ralph D C, Arena D A, Dürr H A, Fischer P, Grollier J, Heremans J P, Jungwirth T, Kimel A V, Koopmans B, Krivorotov I N, May S J, Petford L A K, Rondinelli J M, Samarth N, Schuller I K, Slavin A N, Stiles M D, Tchernyshyov O, Thiaville A, Zink B L 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 025006
[9] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 301
[10] Yi S D, Onoda S, Nagaosa N, Han J H 2009 *Phys. Rev. B* **80** 054416
[11] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
[12] Zang J, Mostovoy M, Han J H, Nagaosa N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804
[13] 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 I, Stoll H, Schütz G, Beach G S D, Kläui M 2016 *Nat. Phys.* **13** 170
[14] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, 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 *Nat. Mater.* **15** 501
[15] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Jungfleisch M B, Pearson J E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2016 *Nat. Phys.* **13** 162
[16] Liu L, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
[17] Lin S Z, Reichhardt C, Batista C D, Saxena A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214419
[18] Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040
[19] Kang W, Zheng C, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Lv W, Zhao W 2016 *IEEE Electron Dev. Lett.* **37** 924
[20] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
[21] Parkin S, Yang S H 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 195
[22] Pfleiderer C, Rosch A 2010 *Nature* **465** 880
[23] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2010 *Nat. Mater.* **10** 106
[24] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201
[25] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
[26] Kanazawa N, Kim J H, Inosov D S, White J S, Egetenmeyer N, Gavilano J L, Ishiwata S, Onose Y, Arima T, Keimer B, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134425
[27] Makarova O L, Tsvyashchenko A V, Andre G, Porcher F, Fomicheva L N, Rey N, Mirebeau I 2012 *Phys. Rev. B* **85** 205205
[28] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
[29] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pedersen B, Berger H, Lemmens P, Pfleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204
[30] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
[31] Landau L D, Lifshitz E M, Sykes J B, Bell J S, Dill E H 1961 *Electrodynamics of Continuous Media* (2nd Ed.) (Oxford: Pergamon) pp178–179
[32] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
[33] Han J H, Zang J, Yang Z, Park J H, Nagaosa N 2010 *Phys. Rev. B* **82** 094429
[34] Rößler U K, Leonov A A, Bogdanov A N 2011 *J. Phys. Conf. Ser.* **303** 012105
[35] Yu X, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **109** 8856
[36] Everschor S K, Sitte M 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 172602
[37] Rajaraman R 1987 *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory* (Oxford: Elsevier Science & Technology) pp31–32
[38] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899
[39] Berg B, Lüscher M 1981 *Nucl. Phys. B* **190** 412
[40] Hou W T, Yu J X, Daly M, Zang J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 140403
[41] Yin G, Li Y, Kong L, Lake R K, Chien C L, Zang J 2016 *Phys. Rev. B* **93** 174403
[42] Kong L, Zang J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 067203
[43] Milde P, Kohler D, Seidel J, Eng L M, Bauer A, Chacon A, Kindervater J, Muhlbauer S, Pfleiderer C, Buhrandt S, Schutte C, Rosch A 2013 *Science* **340** 1076
[44] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, Rønnow H M, Morikawa D, Taguchi Y, Tokura Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638
[45] Oike H, Kikkawa A, Kanazawa N, Taguchi Y, Kawasaki M, Tokura Y, Kagawa F 2015 *Nat. Phys.* **12** 62
[46] Onose Y, Ideue T, Katsura H, Shiomi Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Science* **329** 297
[47] Ding J, Yang X, Zhu T 2015 *IEEE Trans. Magn.* **51** 1

[48] Zhang X, Müller J, Xia J, Garst M, Liu X, Zhou Y 2017 *New J. Phys.* **19** 065001
[49] Jin C, Li Z A, Kovàcs A, Caron J, Zheng F, Rybakov F N, Kiselev N S, Du H, Blügel S, Tian M, Zhang Y, Farle M, Dunin B R E 2017 *Nat. Commun.* **8** 15569
[50] Laarhoven P J M, Aarts E H L 1987 *Simulated Annealing: Theory and Applications* (Dordrecht: Reidel) pp7–15
[51] Metropolis N, Ulam S 1949 *J. Am. Stat. Assoc.* **44** 335
[52] Creutz M 1987 *Phys. Rev. D* **36** 515
[53] Rybakov F N, Borisov A B, Blügel S, Kiselev N S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 117201
[54] Han J H 2017 *Skyrmions in Condensed Matter* (Charm: Springer) pp67–68
[55] Jonietz F, Muhlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Munzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Boni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648
[56] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
[57] Tatara G, Kohno H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 086601
[58] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod Phys.* **87** 1213
[59] Emori S, Bauer U, Ahn S M, Martinez E, Beach G S D 2013 *Nat. Mater.* **12** 611
[60] Gambardella P, Miron I M 2011 *Philosoph. Trans. Roy. Soc. A: Math. Phys. Engin. Sci.* **369** 3175
[61] Ryu K S, Thomas L, Yang S H, Parkin S 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 527
[62] Yu G, Upadhyaya P, Shao Q, Wu H, Yin G, Li X, He C, Jiang W, Han X, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **17** 261
[63] 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 2015 *Science* **349** 283
[64] Jiang W, Chen G, Liu K, Zang J, te Velthuis S G, Hoffmann A 2017 *Phys. Reports* **704** 1
[65] Mochizuki M, Yu X Z, Seki S, Kanazawa N, Koshibae W, Zang J, Mostovoy M, Tokura Y, Nagaosa N 2014 *Nat. Mater.* **13** 241
[66] Tserkovnyak Y, Mecklenburg M 2008 *Phys. Rev. B* **77** 134407
[67] García P J L, Läzaro F J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 14937
[68] Hinzke D, Nowak U 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 027205
[69] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia Sanchez F, Waeyenberge B V 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
[70] Donahue M J, Porter D P 1999 *OOMMF User's Guide* (Version 1.0) (Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology) pp1–83
[71] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636
[72] Hsu P J, Kubetzka A, Finco A, Romming N, von Bergmann K, Wiesendanger R 2016 *Nat. Nanotechnol.* **12** 123
[73] Yuan H Y, Wang X R 2016 *Sci. Rep.* **6** 22638
[74] Finazzi M, Savoini M, Khorsand A R, Tsukamoto A, Itoh A, Duò L, Kirilyuk A, Rasing T, Ezawa M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177205
[75] Fujita H, Sato M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 054421
[76] Flovik V, Qaiumzadeh A, Nandy A K, Heo C, Rasing T 2017 *Phys. Rev. B* **96** 140411
[77] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 5148
[78] Tomasello R, Ricci M, Burrascano P, Puliafito V, Carpentieri M, Finocchio G 2017 *AIP Adv.* **7** 056022
[79] Di K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Yu J, Yoon J, Qiu X, Yang H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 047201
[80] Liu Y, Yan H, Jia M, Du H, Du A 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 102402
[81] Lin S Z 2016 *Phys. Rev. B* **94** 205205
[82] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293
[83] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
[84] Purnama I, Gan W L, Wong D W, Lew W S 2015 *Sci. Reports* **5** 10620
[85] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Reports* **6** 24795
[86] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 064406
[87] Reichhardt C, Ray D, Reichhardt C J O 2015 *New J. Phys.* **17** 073034
[88] Zhang X, Xia J, Zhou Y, Wang D, Liu X, Zhao W, Ezawa M 2016 *Phys. Rev. B* **94** 094420
[89] Reichhardt C, Ray D, Reichhardt C O 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 217202
[90] Wu J, Carlton D, Park J S, Meng Y, Arenholz E, Doran A, Young A T, Scholl A, Hwang C, Zhao H W, Bokor J, Qiu Z Q 2011 *Nat. Phys.* **7** 303
[91] Rohart S, Miltat J, Thiaville A 2016 *Phys. Rev. B* **93** 214412
[92] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C, Chen X, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

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

Kong Ling-Yao†

(*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 31 January 2018; revised manuscript received 18 March 2018)

Abstract

Skyrmions, as a nontrivial topological magnetic structure, have the advantages of topological stability, small size and low driving electrical current, showing potential applications in spintronic memory device. There are several mechanisms for skyrmion formation in magnets. One major mechanism is, in chiral-lattice ferromagnets, the competition between the Dzyaloshinskii-Moriya and ferromagnetic exchange interactions, due to the lack of spatial inversion symmetry. The combination of topology and condensed physics demonstrates various new topological phenomena of skyrmions, which also determine their dynamics. In this review, recent progress on the topological physics foundation of Skyrmions, as well as their dynamics of application in spintronics devices, is reviewed.

The topological physics foundations of skyrmions is introduced. Firstly, the structure of skyrmions, which shows a special nontrivial topology in the real space, is presented accompanied with the formation of skyrmions caused by Dzyaloshinskii Moriya interactions in chiral magnets. Secondly, due to the importance of the describable method of the topology of a skyrmion, the topological charge, that characterize the topology, as well as the calculation method are introduced. Also, the arising topological stability is discussed here. Then, the typical topological effects arising from the topology of a skyrmion, including topological Hall effect and the skyrmion Hall effect are reviewed. The next is the introduction of the helical and the spiral spin configuration, the alternatives for Bloch and Néal type skyrmions respectively, which show up under lower external magnetic field with the same interaction. Also the phase transition of the helical/spiral state to skyrmions and the Monte Carlo method to simulate the spin configuration of a chiral magnet are introduced. At last, the spin orbital torque and the spin transfer torque, that describe the driven effect of a skyrmion by an electrical current or a thermal field, are reviewed. The consequence dynamics of skyrmions, the Landau-Lifshitz-Gilbert equation, are also introduced.

The recent progress of typical dynamics of skyrmions on several concerned problems in practical applications are reviewed. The applications in spintronics memory require skyrmions have steady transportation driven by electrical current and controllable creation and annihilation process. Firstly, skyrmion can be generated by the spatial non-uniform electric current with a certain geometry constrain. Especially for the Néal type skyrmion, nonuniformity of the spin orbital torque, come from the non-uniform electric current, play an important role in the skyrmion generation process. Secondly, skyrmion moves with a perpendicular velocity under an electrical current, because of the skyrmion Hall effect. So the elimination of skyrmion Hall effect is practically concerned to make the transportation steady. The anti-ferromagnetic skyrmion and antiferromagnetic coupled skyrmion bilayer are found with no skyrmion Hall effect by have two opposite component cancel out. Finally, with topological stability, skyrmions are hard to convert from and to a nontrivial topological spin configuration at low temperature. So the manipulation of skyrmion creation and annihilation are discussed accompanied with their difference of Bloch and Néal type skyrmiom.

Keywords: megnetic skyrmion, topology, spintronics

PACS: 75.70.Kw, 66.30.Lw, 75.10.Hk, 75.40.Mg **DOI:** 10.7498/aps.67.20170235

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11504351).

† Corresponding author. E-mail: LingyaoKong@163.com

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

宽温域跨室温磁斯格明子材料的发现及器件研究

侯志鹏　丁贝　李航　徐桂舟　王文洪　吴光恒

Observation of new-type magnetic skymrions with extremerely high temperature stability and fabrication of skyrmion-based race-track memory device

Hou Zhi-Peng　Ding Bei　Li Hang　Xu Gui-Zhou　Wang Wen-Hong　Wu Guang-Heng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137509 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20180419
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180419
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

强磁场下 Sm-Fe 薄膜不同晶态组织演化及磁性能调控
Evolutions of different crystalline textures in Sm-Fe film fabricated under high magnetic field and subsequent tuning magnetic properties
物理学报.2018, 67(9): 097501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180212

耦合电磁场对石墨烯量子磁振荡的影响
The coupled electromagnetic field effects on quantum magnetic oscillations of graphene
物理学报.2016, 65(2): 027502　http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.027502

基于交换作用的纳磁逻辑电路片上时钟结构研究
On-chip clocking for exchange-interaction-based nanomagnetic logic circuits
物理学报.2014, 63(22): 227503　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227503

Fe_3O_4 纳米颗粒/聚二甲基硅氧烷复合材料磁电容效应的研究
Effect of magnetic capacitance in the Fe_3O_4 nanopartides and polydimethylsiloxane composite material
物理学报.2014, 63(5): 057501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.057501

专题: 磁斯格明子

宽温域跨室温磁斯格明子材料的发现及器件研究*

侯志鹏[1)] 丁贝[1)2)] 李航[1)2)] 徐桂舟[3)] 王文洪[1)†] 吴光恒[1)]

1) (中国科学院物理研究所, 磁学国家重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (南京理工大学材料学院, 南京 210094)

(2018 年 3 月 10 日收到; 2018 年 5 月 7 日收到修改稿)

报道了阻挫型磁体 Fe_3Sn_2 单晶中宽温域跨室温磁斯格明子的发现及其“赛道型”微纳器件的初步探索. 通过合金化设计和实验, 突破晶体取向生长和克服包晶反应两个关键技术难关, 制备出了高质量的 Fe_3Sn_2 单晶. 原位洛伦兹电子显微镜结果表明, 在该材料体系中, 磁斯格明子具有多种拓扑结构, 并可以在一定磁场下相互转化. 基于高质量的 Fe_3Sn_2 单晶, 利用聚焦离子束技术, 进一步制备出了 600 nm 宽并具有磁斯格明子单链排列的“赛道性”微纳器件. 实验结果表明, 该单链磁斯格明子具有极高的温度稳定性: 单个磁斯格明子的尺寸以及相邻两个磁斯格明子之间的距离可以在室温到 630 K 宽温区内保持不变. 宽温域跨室温磁斯格明子材料 Fe_3Sn_2 的发现及单链“赛道型”微纳器件的成功制备, 从材料和器件两个方面推进了磁斯格明子材料的实用化.

关键词: 磁斯格明子, 阻挫型磁体, 室温宽温域, “赛道型”存储器

PACS: 75.75.–c, 75.75.Fk, 75.47.Np **DOI:** 10.7498/aps.67.20180419

1 引 言

磁斯格明子是一种具有拓扑保护的涡旋磁畴结构单元. 由于它具有拓扑保护性、低驱动电流密度 (比驱动传统畴壁低 5—6 个数量级) 以及磁场、温度和电场等多物理作用调控的特性, 被认为是未来高密度、高速度、低能耗存储器件的信息载体 [1−5]. 目前, 磁斯格明子多发现于具有非中心对称结构的材料体系中. 在这些材料中, 晶体结构的空间对称破缺引入 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI), 同时考虑磁交换相互作用和外磁场的 Zeeman 能, 在一定的温度和磁场范围内便可以形成具有特定手性的磁斯格明子. 现阶段, 具有手性磁斯格明子的材料主要集中于 B20 结构材料体系中, 例如 MnSi [6−9], FeGe [10,11], Cu_2OSeO_3 [12−14] 等. 然而, DMI 与磁交换作用相比普遍较弱, 因此手性磁斯格明子的温度稳定性普遍较差 (存在于低温或者稳定存在温区较窄), 极大地限制了其实际应用. 因此, 开发可以在室温宽温区稳定存在的磁性斯格明子是目前磁电子学领域的研究热点, 也是推进磁斯格明子实用化的关键.

最近, 一些课题组研究发现, 磁斯格明子同样可以在具有中心对称晶体结构的材料体系中稳定存在 [15−20]. 在这些材料中, 磁偶极相互作用、铁磁交换作用、轴各向异性以及外磁场的 Zeeman 能之间的相互作用, 同样可以起到稳定磁斯格明子的作用. 在中心对称材料体系中, 磁斯格明子与非中心对称材料中的磁斯格明子具有相同的拓扑结构, 因此它们可以具有一些共同的物理特性, 例如: 斯格明霍尔效应 [21]、拓扑霍尔效应 [20]、低的电流驱动密度 [17] 等. 然而, 在中心对称材料中, 磁斯格明

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2017YFA0303202)、国家自然科学基金 (批准号: 11604148) 和中国科学院重点研究计划 (批准号: KJZD-SW-M01) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wenhong.wang@iphy.ac.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

子没有固定的手性, 相比手性斯格明子增加了螺旋和涡旋两个自由度, 这一点与拓扑平庸的磁泡类似, 因此也有人称之为斯格明子磁泡[18]. 对于斯格明子磁泡, 稳定其存在的几种交换作用一般远大于非中心对称材料中的DMI, 因此一般被认为其比手性斯格明子具有更高的稳定温度和更宽的稳定温区, 非常有希望解决磁斯格明子温度稳定性较差的问题. 近年来, 我们课题组为了解决磁斯格明子温度稳定性较差的问题, 做了一系列系统而深入的研究. 2016年, 我们基于化学键和磁性双调控的思想, 在中心对称六角MnNiGa合金中, 首次发现了宽温域跨室温(稳定温度100—340 K)磁斯格明子(双涡旋结构), 这使得磁斯格明子的温度稳定性显著提高, 有望推进磁斯格明子基"赛道"存储器的应用[20].

2015年, Leonov和Mostovoy[22]通过计算模拟发现, 在具有轴各向异性的阻挫型磁体中也可以出现磁斯格明子. 更重要的是, Pereiro等[23]理论预测发现阻挫型磁体中的磁斯格明子具有更好的温度稳定性, 极大地激发了人们研究基于阻挫型磁斯格明子"赛道"存储器的兴趣. 然而, 这些研究都集中于理论模拟方面. 本文介绍我们最近通过磁性、输运、洛伦兹电镜测量等实验手段, 首次在六角磁阻挫Fe_3Sn_2单晶中发现宽温域跨室温磁斯格明子以及基于Fe_3Sn_2单晶制备高温度稳定性磁斯格明子基"赛道"存储器的相关工作. 在Fe_3Sn_2中, 我们将此前在MnNiGa合金中发现的双涡旋磁斯格明子的居里温度从340 K提高到630 K, 这也是是迄今为止发现的具有最宽温区(120—630 K)和最高温度稳定存在的磁性斯格明子, 具有更加广泛的应用范围.

2 实验结果与讨论

2.1 阻挫型室温宽温域磁斯格明子材料的发现

Fe_3Sn_2合金是一种少有的同时具有较高居里温度(640 K)和阻挫型自旋结构的磁性材料[24–27].

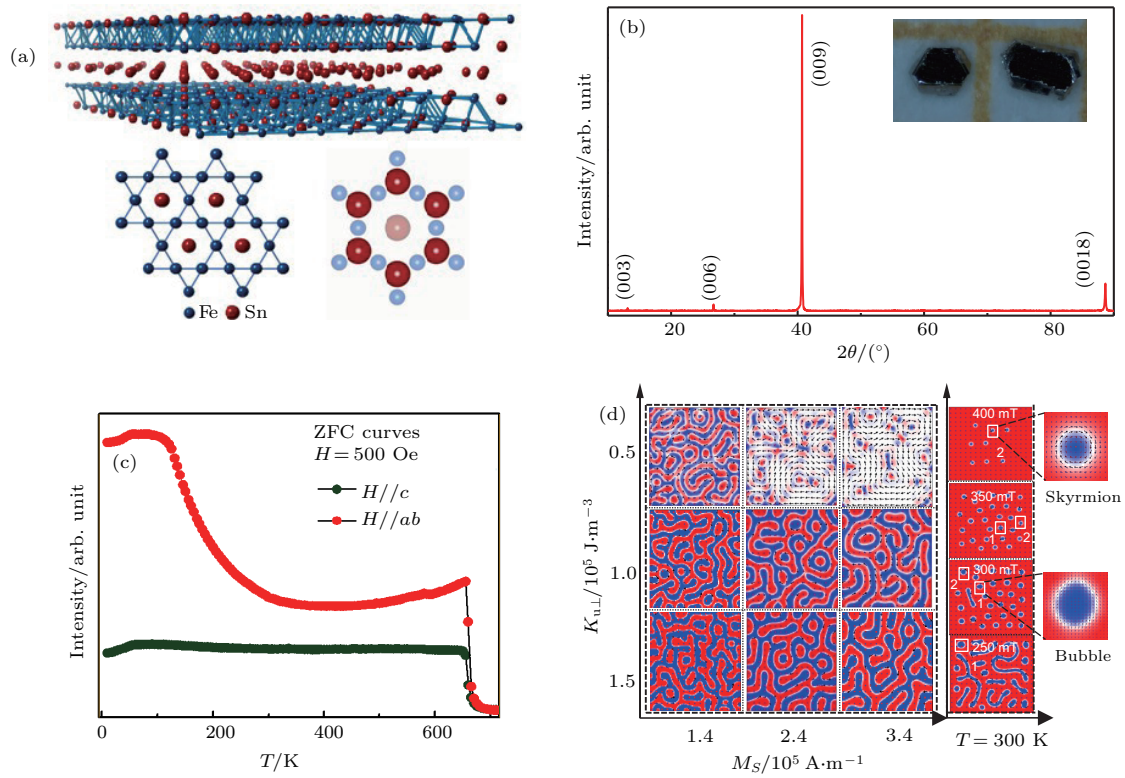


图1 Fe_3Sn_2晶体结构、磁性能、磁畴模拟 (a) Fe_3Sn_2结构示意图; (b) Fe_3Sn_2单晶样品沿c轴的X光衍射图; (c) 在500 Oe外加磁场下, 沿单晶不同轴向测量得到的磁性随温度的变化曲线; (d) 利用OOMMF软件模拟得到的200 nm厚Fe_3Sn_2单晶薄片中磁畴随轴各向异性常数K_u、饱和磁化强度和外加磁场的变化

Fig. 1. Crystal structures, magnetic properties, and theoretical stimulations of the frustrated magnet Fe_3Sn_2: (a) The crystal structure of Fe_3Sn_2; (b) the X-ray diffraction pattern with the beam along the c-axis; (c) temperature dependence of magnetization with the field-cooling (FC) model in an external magnetic field of 500 Oe between 5 K and 700 K; (d) the magnetocrystalline magnitude $K_{u\perp}$ saturated magnetization M_s, and external magnetic field dependence of magnetic domains by theoretically stimulated.

从晶体结构来看, Sn 原子层和 Fe-Sn 双原子层沿 c 轴方向交替排列成六角晶格, 同时 Fe 原子和 Sn 原子在 ab 面上排列成 kagome 格子. 图 1 (a) 为 Fe_3Sn_2 的晶体结构图. 文献报道的粉末中子衍射 [25] 和本文的磁性测量结果表明 (见图 1 (b)), 接近居里温度时, Fe_3Sn_2 的易磁化轴沿 c 轴方向, 随着温度的降低, 其逐渐向 ab 平面内偏转. 当温度低于 100 K 时, 其自旋变为无序排列, 进入自旋玻璃态 [25−27].

上述结果表明, Fe_3Sn_2 可以在 100—640 K 的极宽温度范围内具有非共线磁结构, 这使其非常有希望在外加磁场下形成具有极高温度稳定性的磁斯格明子. 我们首先利用高温 Sn 助溶剂方法制备高质量的 Fe_3Sn_2 单晶. 图 1 (c) 是 Fe_3Sn_2 单晶体在光学显微镜下的照片, 可以发现晶体呈薄片状, 并具有光洁的六角面. 通过 X 光衍射, 可以确定六角晶面的法线沿 [001] 方向. 通过能谱分析, 可以确定晶体中 Fe 元素和 Sn 元素的原子比接近 3 : 2, 与理想原子比相符合 [28]. 我们测量了单晶样品电阻率随温度变化的曲线, 经计算得到其剩余电阻比 ($R_{300\ \mathrm{K}}/R_{2\ \mathrm{K}}$) 高达 70, 这表明 Fe_3Sn_2 晶体具有非常高的质量. 通过测量在不同温度下沿 Fe_3Sn_2 晶体不同轴的 M-H 曲线, 可以得到与温度相对应的饱和磁化强度 M_s 和轴各向异性常数 K_u. 根据实验获得的参数, 首先利用 OOMMF 软件, 模拟出 Fe_3Sn_2 晶体中的磁畴随轴各向异性常数 K_u、饱和磁化强度 M_s 以及外加磁场 H 的变化, 如图 1 (d) 所示. 由此发现, 其基态磁畴形态受 M_s 影响较小而与 K_u 大小紧密相关, 最重要的是在本材料中室温和一定磁场下有磁斯格明子出现, 见图 1 (d).

为了进一步验证理论模拟结果, 我们利用聚焦离子束 (FIB) 从高质量的 Fe_3Sn_2 单晶块体中沿 (001) 方向提出长、宽、厚分别为 20 μm, 10 μm, 250 nm 的薄片, 并在室温下利用洛伦兹投射电子显微镜 (LTEM) 对其磁畴随外加磁场的变化进行了观测. 图 2 (a)—(d) 为 Fe_3Sn_2 单晶薄片中磁畴随外加磁场变化的 LTEM 图, 其中磁场沿晶体 c 轴方向. 当外磁场为零时, 样品中出现条状磁畴, 其周期约为 150 nm, 这与另一种中心对称磁体 $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ ($x = 0.175$) [29] 中条纹畴的周期

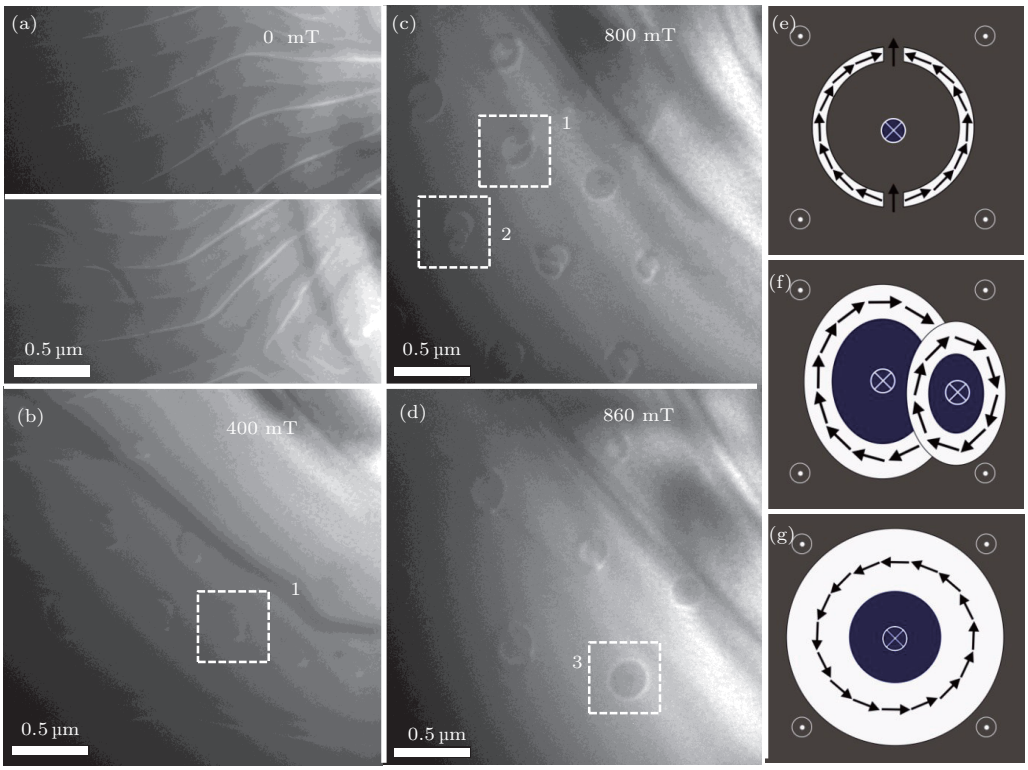


图 2 室温 Fe_3Sn_2 磁畴随磁场的变化 (a)—(d) 分别为在 0 mT, 400 mT, 800 mT, 860 mT 外加磁场下的 LTEM 图片, 白色方框内为具有不同自旋结构的磁泡; (e)—(g) “1”, “2”, “3” 类磁泡对应的自旋结构示意图

Fig. 2. The field dependence of magnetic domains at room temperature. (a)–(d) The LTEM photos under an external magnetic field of 0 mT, 400 mT, 800 mT, 860 mT, respectively. The white boxes represent three types of bubble domains. (e)–(g) The sketches for the spin textures of bubble domains.

相当, 但比 $(Mn_{1-x}Ni_x)_{65}Ga_{35}(x=0.5)$ [19] 中的磁畴宽两倍, 如图 2 (a) 所示. 随着外加磁场的增加, 条纹畴的宽度逐渐减小, 同时其末端逐渐收缩成哑铃状, 这些哑铃状的磁畴进一步收缩便可以生成平庸型磁泡. 图 2 (b) 即为哑铃状磁畴与平庸型磁泡共存的状态. 随着外加磁场的进一步增加, 哑铃状的条纹畴逐渐消失, 而磁泡数量逐渐增多. 当外加磁场大于 800 mT 时, 条纹畴完全转化为磁泡, 如图 2 (c) 和图 2 (d) 所示. 通过对不同磁场下的磁泡衬度进行分析发现, 其自旋拓扑结构随磁场的变化而改变. 在图 2 (b)—(d) 中, 我们用白色方框标识出了三种具有不同自旋结构的磁泡 (分别用数字 "1", "2", "3" 表示), 其自旋结构示意图分别对应图 2 (e)—(g). "1" 型磁泡是一种在具有单轴各向异性的铁磁性材料中常见的磁畴结构. 从图 2 (e) 可知, 其由两个手性相反的布洛赫畴壁环绕组成, 由于自旋结构不闭合, 所以其拓扑数为 0. 随着外磁场的增加, "1" 型平庸型磁泡中一条布洛赫壁逐渐收缩形成闭合的自旋结构, 这就是我们所谓的 "2" 型非平庸型磁泡. Yu 等 [29] 最近在中心对称磁体 $La_{1-x}Sr_xMnO_3(x=0.175)$ 中观测到了同样结构的非平庸型磁泡. 通过对其自旋结构进行分析可以知道其与磁斯格明子具有相同的拓扑数 1. 当磁场增加到 860 mT 时, "2" 型非平庸型磁泡中的布洛赫畴壁进一步收缩而形成了 "3" 型非平庸型磁泡. "3" 型非平庸型磁泡具有与手性材料中斯格明子相同的自旋结构, 因此其拓扑数同样为 1. "2" 型和 "3" 型非平庸型磁泡具有相同的拓扑数, 并且我们发现 "2" 型非平庸型磁泡可以随着外加磁场的增加通过畴壁移动连续变换成 "3" 型非平庸型磁泡, 因此二者是拓扑同胚的. 通过上述实验结果, 我们证明在中心对称的阻挫型磁体中同样可以产生磁斯格明子, 并可以在室温条件下稳定存在. 更有意思的是, 其并不像手性斯格明子具有单一的自旋结构, 本材料中的斯格明磁泡具有多种拓扑形态并可以随磁场连续发生变化. 我们的结果为深入探索磁斯格明子的形成和稳定机理提供了新的方向.

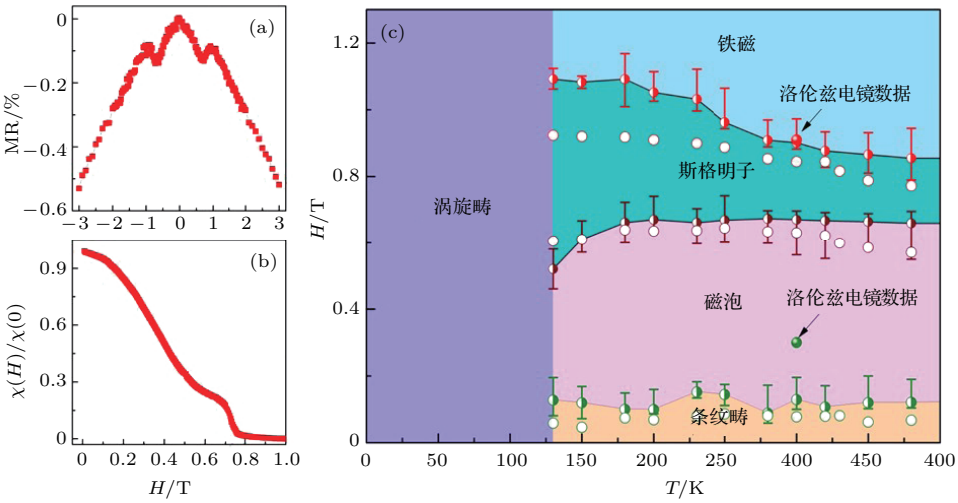


图 3 不同温度下 Fe_3Sn_2 磁畴随磁场变化的相图 (a), (b) 分别为磁电阻 MR 和归一化后的交流磁化率 $\chi(H)/\chi(0)$ 随外加磁场的变化; (c) 不同温度下 Fe_3Sn_2 磁畴随磁场变化的相图

Fig. 3. (a), (b) The field-dependent magnetoresistance MR and normalized AC-susceptibility$\chi(H)/\chi(0)$ at room temperature, respectively; (c) the phase diagram in the magnetic field versus the temperature plane.

我们进一步通过输运和磁性测量研究了在块体 Fe_3Sn_2 单晶中斯格明子磁泡的形成和湮灭过程. 图 3 (a) 和图 3 (b) 分别为 Fe_3Sn_2 单晶室温磁电阻和交流磁化率随外加磁场的变化曲线, 其中外加磁场方向垂直于单晶的 ab 平面. 从图中可以看出, 这两条曲线在 200 mT 和 800 mT 附近出现了两个明显的变化峰, 这分别与我们用 LTEM 在 Fe_3Sn_2 单晶薄片中观测到的条纹畴-平庸型磁泡转变以及平庸型磁泡-斯格明子磁泡转变磁场相近, 因此我们认为这两个变化峰可以用来表示条纹畴、平庸型磁泡、斯格明子磁泡之间的相互转化临界点. 当外加磁场高于 900 mT 时, 磁电阻和交流磁化率曲线都趋近于饱和, 这说明 Fe_3Sn_2 中的斯格明子磁泡逐渐被磁化为普通铁磁畴. 进一步在 100—400 K 温度范围内测量了磁电阻和交流磁化率随磁场的变化曲线, 归纳了不同磁畴之间转化时的临界磁场,

并绘制出温度-磁场相图, 如图3 (c)所示. 由图可知, Fe_3Sn_2单晶中的磁斯格明子具有极高的温度稳定性, 其可以在100—400 K内稳定存在, 这为我们进一步制备具有高温度稳定性的磁斯格明子基"赛道"存储器提供了材料基础.

2.2 高温度稳定性磁斯格明子基赛道存储器件制备

上述结果表明, Fe_3Sn_2中的磁斯格明子具有非常好的温度稳定性, 本小节我们将着重介绍利用FIB技术, 基于高质量的Fe_3Sn_2单晶, 制备具有高温度稳定性磁斯格明子基"赛道"存储器件方面的工作[30]. 图4 (a)—(e)是利用FIB制备"赛道"存储器的操作示意图, 具体操作步骤见示意图说明部分. 图4 (f)是"赛道"宽度为600 nm、厚度为250 nm的存储器件扫描电镜图.

为了清楚地看到其结构, 图4 (g)给出了其在STEM模式下的透射电镜图. 由图可知样品有三层结构: 最内层是600 nm宽的Fe_3Sn_2单晶层, 通过电子衍射可以知道其法线沿[001]方向; Fe_3Sn_2外面两层分别为C层和Pt层, 这两层不仅可以减少样品在洛伦兹模式下观测时边界处产生的菲涅耳条纹, 同时可以起到在减薄过程中保护Fe_3Sn_2层的作用.

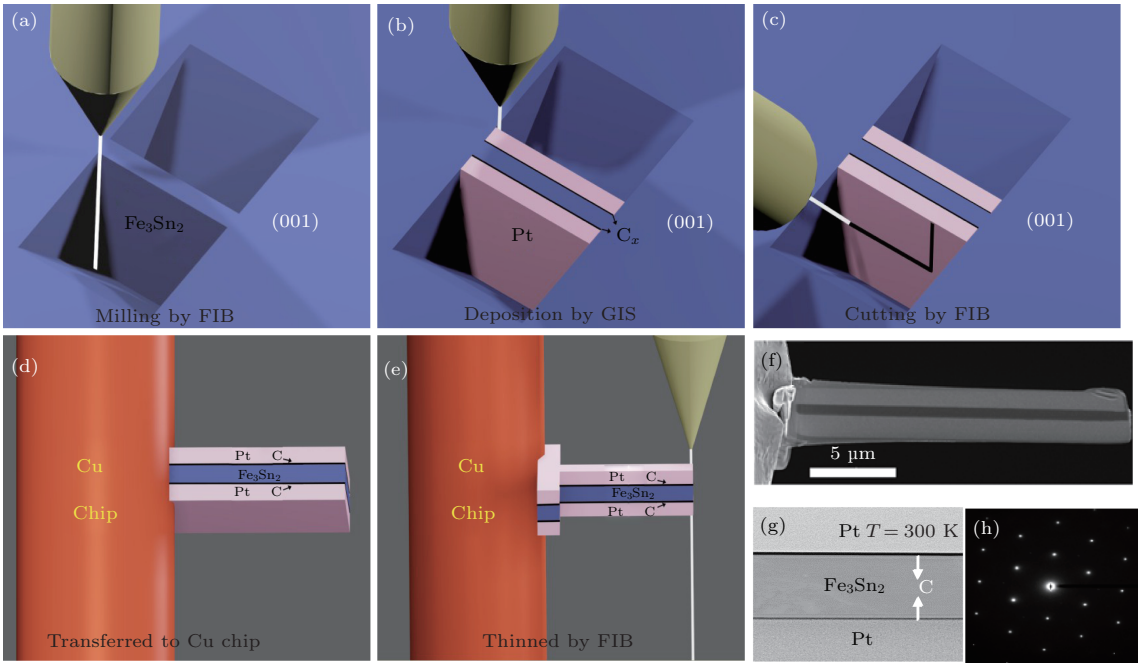


图4 基于高质量Fe_3Sn_2单晶制备"赛道"存储器件 (a)—(e) 利用FIB制备"赛道"存储器件流程图; (f) 600 nm宽、250 nm厚"赛道"样品的扫描电镜图; (g) "赛道"样品在STEM模式下的透射电镜图; (h) " 赛道"样品的电子衍射图

Fig. 4. The fabrication of race-track memory device based on high-quality Fe_3Sn_2 single crystal: (a)–(e) The processes for fabricating the race-track memory device; (f)–(h) the corresponding SEM, STEM, SEAD photos of the nanostripe with width of 600 nm and thickness of 250 nm.

接下来, 我们利用洛伦兹电镜研究了在室温下600 nm宽的"赛道"样品, 磁畴随外加磁场的变化, 其变化过程如图5 (a)—(e) 所示. 当加外磁场为零时, 样品中一系列条纹畴沿着"赛道"的长轴方向整齐排列, 其周期为180 nm, 略大于上面提到的无几何受限样品中条纹畴的周期150 nm.

随着外加磁场的增大, 条纹畴首先逐渐收缩变窄, 然后在"赛道"的边界处环绕成一个类似于"半斯格明子"的磁畴结构. 当磁场增加至130 mT以上时, 这些"半斯格明子"便逐渐从边界处分离出来, 进而收缩成一个完整的斯格明子磁泡. 由于边界自旋与磁斯格明子之间存在排斥力, 磁斯格明子最终会稳定在"赛道"的中间位置并沿其长轴方向呈整齐的单链排列. 进一步通过OOMMF软件理论模拟出600 nm宽"赛道"样品中磁畴随磁场的变化行为, 如图5 (g)—(j)所示, 与上面的实验结果完全符合, 这进一步证明了我们实验结果的合理性.

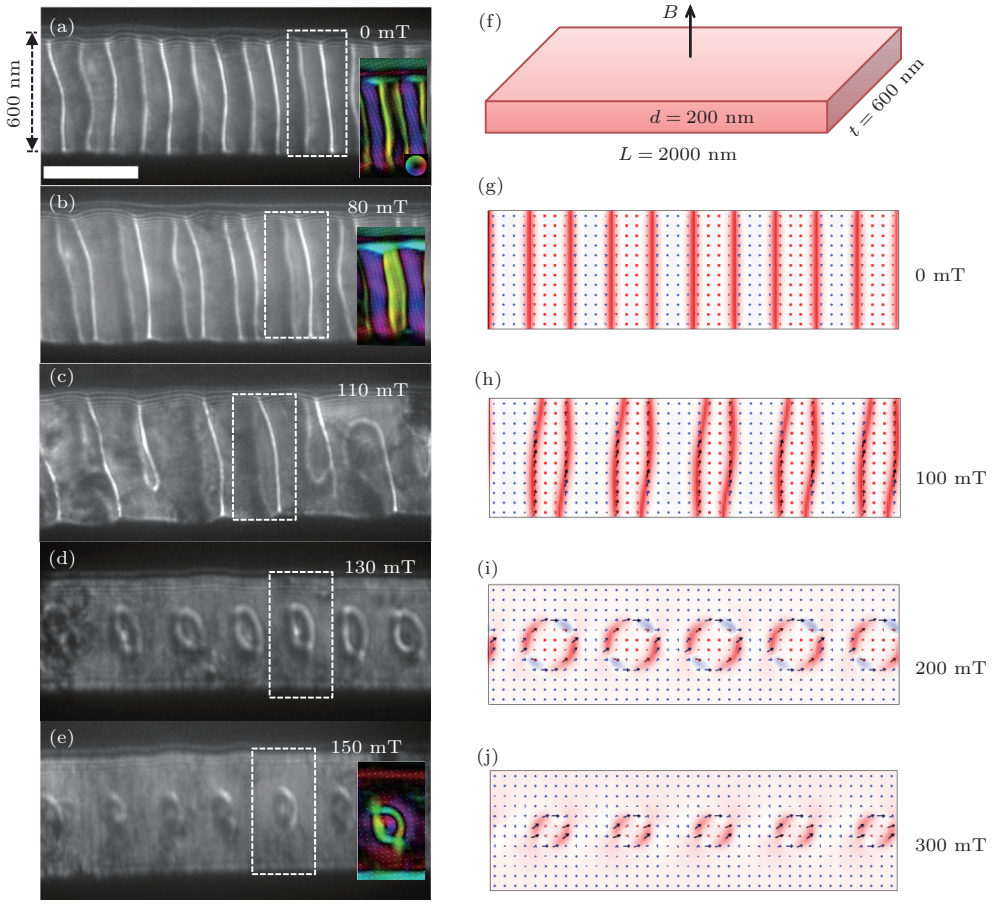


图 5 600 nm 宽“赛道”样品中磁畴随外加磁场的变化及微磁学模拟 (a)—(e) 600 nm 宽赛道样品中磁畴随外加磁场的变化; (f) 微磁学模拟所建立的模型; (g)—(j) 利用微磁学模拟的 600 nm 宽“赛道”样品中磁畴随外加磁场的变化

Fig. 5. (a)–(e) The field dependence of magnetic domains at room temperature; (f) the model used for OOMMF stimulation; (g)–(j) simulation of the evolution of the skyrmion bubbles under different magnetic fields.

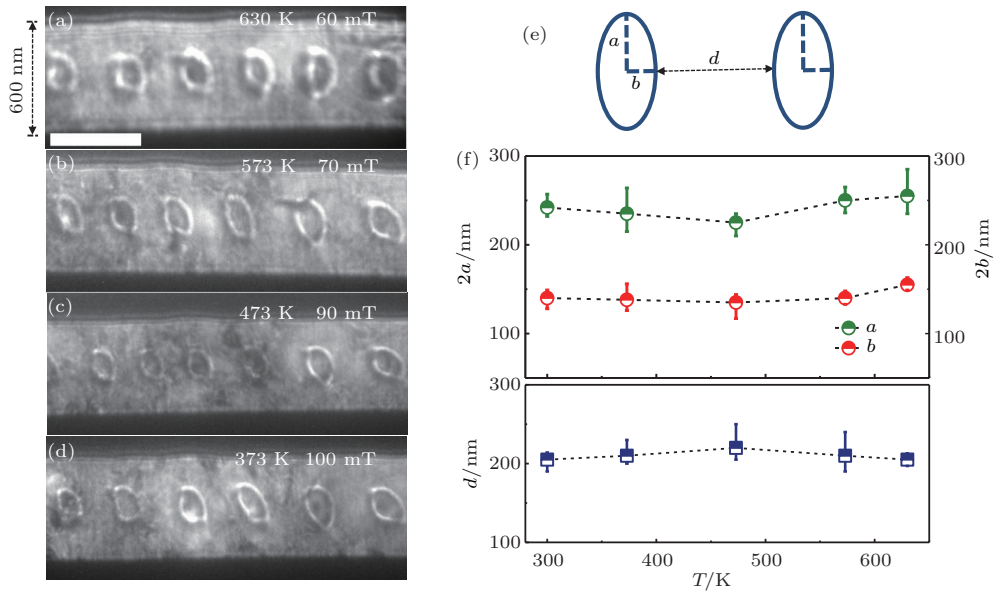


图 6 600 nm 宽“赛道”样品中斯格明子的温度稳定性研究 (a)—(d) 600 nm 宽赛道样品中斯格明子单链随温度的变化; (e) 假设斯格明子为椭圆形的示意图; (f) 斯格明子长轴、短轴以及相邻两个斯格明子之间距离随温度的变化

Fig. 6. (a)–(d) Temperature dependence of the single chain of skyrmion bubbles under their corresponding critical magnetic fields; (e) the proposed shape of a skyrmion bubble; (f) the temperature dependence of the major semi-axis a, minor semi-axis b, and average distance d between two neighboring skyrmion bubbles.

利用FIB微纳加工技术设计出人工几何边界受限, 制备出了基于Fe_3Sn_2单晶并具有磁斯格明子单链排列的“赛道”存储器件. 我们进一步利用洛伦兹电镜的双倾高温杆(Model 652, Gatan Inc.), 对其温度稳定性进行了一系列的研究. 图6 (a)—(d)展示了600 nm宽样品中磁斯格明子单链在其临界场(条纹畴恰好完全转变为斯格明子时的磁场)下随温度变化的洛伦兹电镜图片. 从图中可以看到, 一方面随着温度的上升其临界磁场显著降低, 另一方面, 磁斯格明子非常稳定, 甚至当温度高达630 K时(居里温度640 K), 其依然能够稳定存在. 这也是迄今为止报道的具有最高稳定温度的磁性斯格明子[10,19,31,32].

为了能够更加定量地研究磁斯格明子的温度稳定性, 我们将单个磁斯格明子的形状假设为椭圆形, 并分别用a和b来表示椭圆的长半轴和短半轴, 用d来表示单链中相邻两个磁斯格明子之间的距离, 如图6 (e)所示. 图6 (f)为参数a, b, d的大小随温度的变化. 从图中可得出其数值随温度的升高基本保持不变, 这进一步说明了基于Fe_3Sn_2单晶的斯格明子基“赛道”存储器具有极高的温度稳定性.

3 结 论

磁性斯格明子是一种拓扑保护的涡旋磁畴结构. 由于它的拓扑保护性、低驱动电流密度以及磁场、温度和电场等多物理作用调控的特性, 被认为是未来高密度、高速度、低能耗存储器件的信息载体. 本文报道了阻挫型磁体Fe_3Sn_2单晶中室温宽温域磁斯格明子的发现以及“赛道”存储器件的系统研究工作. Fe_3Sn_2合金是一种少有的同时具有较高居里温度(640 K)和阻挫型自旋结构的磁性材料. 我们通过理论模拟、磁输运测量、洛伦兹电镜观测相结合, 证明了磁斯格明子可以在室温下Fe_3Sn_2单晶中稳定存在, 并具有多种拓扑结构. 进一步通过微纳加工的手段, 基于Fe_3Sn_2单晶, 制备出了具有单链排列的斯格明子赛道存储器件. 对其温度稳定性研究发现, 这种磁斯格明子单链可以在630 K的高温下保持极高的温度稳定性, 将此前发现的双涡旋磁性斯格明子MnNiGa的居里温度从340 K提高到630 K, 是迄今为止发现的最宽温区(120—630 K)和最高温度稳定存在的磁性斯格明子材料, 具有更加广泛的应用范围.

参考文献

[1] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
[2] Yamada K, Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Kohno H, Thiaville A, Ono T 2007 *Nat. Mater.* **6** 269
[3] Hertel R, Schneider C M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 177202
[4] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 152
[5] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899
[6] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915
[7] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Boni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
[8] Pappas C, Lelivre-Berna E, Falus P, Bentley P M, Moskvin E, Grigoriev S, Fouquet P, Farago B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202
[9] Tonomura A, Yu X Z, Yanagisawa K, Matsuda T, Onose Y, Kanazawa N, Park H S, Tokura Y 2012 *Nano Lett.* **12** 1673
[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] Wilhelm H, Baenitz M, Schmidt M, Rößler U K, Leonov A A, Bogdanov A N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 127203
[12] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
[13] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pedersen B, Berger H, Lemmens P, Pfleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204
[14] Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 060403
[15] Lin Y S, Grundy J, Giess E A 1973 *Appl. Phys. Lett.* **23** 485
[16] Yu X Z, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 8856
[17] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198
[18] Yu X Z, Tokunaga Y, Taguchi Y, Tokura Y 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603958
[19] Wang W H, Zhang Y, Xu G, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z, Zhang X, Li X, Liu E, Wang S, Cai J, Wang F, Li J, Hu F, Wu G, Shen B, Zhang X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
[20] Phatak C, Heinonen O, Graef M D, Long A P 2016 *Nano Lett.* **16** 4141
[21] Jiang W J, Zhao 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, te Velthuis S G E 2017 *Nat. Phys.* **13** 162
[22] Leonov A O, Mostovoy M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8275
[23] Pereiro M, Yudin D, Chico H, Etz C, Eriksson O, Bergman A 2014 *Nat. Commun.* **5** 4815
[24] Caër G L, Malaman B, Roques B J 1978 *Physica F* **8** 323
[25] Fenner L A, Dee A A, Wills A S 2009 *J. Phys.: Condens. Matter* **21** 452202

[26] Wang Q, Sun S S, Zhang X, Pang F, Lei H C 2016 *Phys. Rev. B* **94** 075135
[27] Kida T, Fenner L A, Dee A A, Terasaki I, Hagiwara M, Wills A S 2011 *J. Phys.: Condens. Matter* **23** 112205
[28] Hou Z, Ren W, Ding B, Xu G, Wang Y, Yang B, Zhang Y, Liu E, Xu F, Wang W, Wu G, Zhang X, Shen B, Zhang Z 2017 *Adv. Mater.* **29** 1701144
[29] Yu X Z, Tokunaga Y, Taguchi Y, Tokura Y 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603958
[30] Hou Z P, Zhang Q, Xu G Z, Gong C, Ding B, Wang Y, Li H, Liu E K, Xu F, Zhang H W, Wu G H, Zhang X X, Wang W H 2018 *Nano Lett.* **18** 1274
[31] Phatak C, Heinonen O, Graef M D, Long A P 2016 *Nano Lett.* **16** 4141
[32] Nayak A K, Kumar V, Ma T P, Werner P, Pippel E, Shaoo R, Damay F, Rößler U K, Felser C, Parkin S S P 2017 *Nature* **548** 566

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Observation of new-type magnetic skymrions with extremerely high temperature stability and fabrication of skyrmion-based race-track memory device*

Hou Zhi-Peng[1)] Ding Bei[1)2)] Li Hang[1)2)] Xu Gui-Zhou[3)]
Wang Wen-Hong[1)†] Wu Guang-Heng[1)]

1) (*State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)
2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)
3) (*School of Materials Science and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)

(Received 10 March 2018; revised manuscript received 7 May 2018)

Abstract

Nanoscle magnetic skyrmions are topologically protected vortex-like spin textures that have been regarded as a promising candidate for the transport of information in further spintronic applications based on the racetrack memory concept due to their nanoscale dimension, stable particle-like feature, and an ultralow threshold for current-driven motion. Recently, most of the skyrmions are observed in chiral magnetic materials, such as MnSi, FeGe, Co-Mn-Zn, where the Dzyaloshinskii-Moriya interaction is active. However, their overall low thermal stability is one of the major factors hindering the practical applications. In this paper, we report the observation of a new-type magnetic skyrmion with extremerely high temperature stability in the centrosymmetric frustrated magnet Fe_3Sn_2, and the fabrication of skyrmion-based race-track memory device based on Fe_3Sn_2 by using focused ion beam. This compound is a rare example of ferromagnetic frustrated magnet that exhibits a high Curie temperature T_c up to 640 K. As the temperature decreases from 640 K to 100 K, it undergoes a spin reorientation during which the easy axis rotates gradually from the *c*-axis to the *ab*-plane. The Fe_3Sn_2 has a layered rhombohedral structure with the alternate stacking of the Sn layer and the Fe-Sn bilayer along the *c*-axis. By a high-temperature flux method, we grow high-quality Fe_3Sn_2 single crystal. The *in-situ* Lorentz transmission electron microscopy (LTEM) observations demonstrate that this compound can host skyrmions at room temperature (RT). In contrast to the skyrmions of the chiral magnets, they possess various spin textures and are transformed from topologically trivial bubbles under a high external magnetic field of 800 mT. By

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303202), National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11604148), and the Key Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. KJZD-SW-M01).

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

using the FIB technique, we fabricate a geometrically confined nanostripe with a width of 600 nm and thickness of 250 nm. The in-situ LTEM observations demonstrate that a single chain of skyrmions with uniform spin textures can be created at RT. The investigations on the temperature stability of the single skyrmion chain reveal that it shows an extremerely high temperature stability that the size of and the distance between the skyrmions in the chain can keep unchanged at temperatures varying from RT up to a record-high temperature of 630 K. The observation of a highly stable single skyrmion chain in the geometrically confined Fe_3Sn_2 nanostripe can be attributed to (1) the weak temperature-dependent magnetic anisotropy K_u of the Fe_3Sn_2 crystal, and (2) the formation of edge states at the boundaries of the nanostripes. The observation of new-type magnetic skymrion with extremerely high temperature stability and the fabrication of skyrmion-based race-track memory devices are very important steps towards the applications in skyrmion-based spintronic devices.

Keywords: magnetic skyrmions, frustrate magnet, room temperature and wide temperature window, race-track memory device

PACS: 75.75.–c, 75.75.Fk, 75.47.Np **DOI:** 10.7498/aps.67.20180419

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

斯格明子电子学的研究进展

赵巍胜 黄阳棋 张学莹 康旺 雷娜 张有光

Overview and advances in skyrmionics

Zhao Wei-Sheng Huang Yang-Qi Zhang Xue-Ying Kang Wang Lei Na Zhang You-Guang

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 131205 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180554
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180554
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

过渡金属掺杂的扶手椅型氮化硼纳米带的磁电子学特性及力-磁耦合效应
Magneto-electronic properties and mechano-magnetic coupling effects in transition metal-doped armchair boron nitride nanoribbons
物理学报.2017, 66(23): 238501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.238501

石墨烯沟道全自旋逻辑器件开关特性
Switching characteristics of all-spin logic devices based on graphene interconnects
物理学报.2017, 66(20): 208501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.208501

三角形石墨烯量子点阵列的磁电子学特性和磁输运性质
Magneto-electronic and magnetic transport properties of triangular graphene quantum-dot arrays
物理学报.2017, 66(13): 138501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.138501

功能化扶手椅型石墨烯纳米带异质结的磁器件特性
Magnetic device properties for a heterojunction based on functionalized armchair-edged graphene nanoribbons
物理学报.2016, 65(11): 118501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.118501

界面铁掺杂锯齿形石墨烯纳米带的自旋输运性能
Spin transport properties for iron-doped zigzag-graphene nanoribbons interface
物理学报.2016, 65(6): 068503 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.068503

专题: 磁斯格明子

斯格明子电子学的研究进展*

赵巍胜† 黄阳棋 张学莹 康旺 雷娜 张有光

(北京航空航天大学费尔北京研究院, 大数据科学与脑机智能高精尖创新中心, 电子信息工程学院, 北京 100191)

(2018 年 3 月 28 日收到; 2018 年 5 月 17 日收到修改稿)

在过去的半个世纪中, 微电子技术一直沿着著名的摩尔定律快速发展, 当前已经达到单芯片可集成上百亿晶体管. 然而随着晶体管尺寸的缩小, 因量子效应所产生的漏电流及其所导致的热效应使得这一定律遇到瓶颈. 自旋电子技术由于引入了电子自旋这一全新的自由度, 将有望大幅度降低器件功耗, 突破热效应枷锁. 斯格明子是一种具有拓扑保护的类粒子自旋结构, 有望成为下一代自旋电子信息载体, 引起了从物理到电子领域的广泛关注. 由于其特殊的拓扑性质, 斯格明子具备尺寸小、结构稳定、驱动阈值电流小等诸多优点, 室温下斯格明子的成核、输运及探测进一步验证了其广泛的应用潜力, 由此诞生了研究相关器件及应用的斯格明子电子学. 本综述从电子学角度首先介绍斯格明子的基础概念及发展现状、理论及实验研究方法, 重点阐述斯格明子器件的写入、调控及读取功能, 介绍了一系列具有代表性的新型信息器件; 最后, 结合斯格明子电子学现状分析了目前所面临的发展瓶颈以及未来的应用前景.

关键词: 斯格明子, 自旋电子学, 赛道存储, 类脑计算器件

PACS: 12.39.–x, 85.75.–d, 85.70.Ay **DOI:** 10.7498/aps.67.20180554

1 引 言

1965 年, 英特尔公司联合创始人戈登·摩尔 (Gordon E. Moore) 预测基于微电子技术的集成电路晶体管数量及其所对应的运算性能将每 18 个月翻一倍, 这就是著名的摩尔定律 (Moore's law) [1]. 在过去 50 年中, 这一定律描绘了从第一台家用电脑到当今随处可见的精密计算机、智能手机, 以及各式各样智能硬件的迅猛发展. 然而随着单芯片晶体管密度越来越大, 器件的功耗与散热也变得超出了可承受的范围, 摩尔定律即将失效 [2]. 芯片的工作频率无法进一步提高, 依靠多核集成的方法可以降低静态功耗, 但影响了工作性能. 另一方面, 分离的存储介质与处理芯片之间的数据传输消耗了超过芯片一半的功耗. 如何进一步降低计算系统功耗、突破芯片散热瓶颈已经成为当前电子领域所面临的核心问题.

1988 年, 法国科学家艾伯特·费尔 (Albtert Fert) 和德国科学家彼得·格林贝格 (Peter Andreas Grünberg) 共同发现了巨磁阻效应 (giant magnetoresistance, GMR) [3], 该效应很快被应用于计算机的硬盘磁头, 使其容量在 1997 年之后的十年间增长了 1000 倍, 引发了数据存储领域的产业革命, 并开创了一门新兴的学科——自旋电子学 (Spintronics) [4]. 自旋电子器件具有静态功耗低、可无限次高速读写、非易失性存储等优点, 被认为是突破当前瓶颈的关键技术, 受到了广泛关注. 随后, 自旋电子学迅速地发展起来, 并获得了一系列重要研究成果. 例如, 隧穿磁电阻效应 (tunnel magnetoresistance, TMR) [5−8]、自旋转移矩 (spin transfer torque, STT) [9,10], 自旋轨道矩 (spin orbit torque, SOT) 等 [11−14] 效应的发现, 使得实用的自旋电子器件成为可能. 2006 年, 基于自旋电

* 高等学校学科创新引智计划 (批准号: B16001)、国家科技部国际科技合作与交流项目 (批准号: 2015DFE12880) 和国家自然科学基金 (批准号: 61501013, 61627813, 61571023) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: Weisheng.zhao@buaa.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

子技术的磁阻式随机存储器(magnetic random access memory, MRAM)开始商用, 在航空航天等高可靠性领域发挥着重要作用[15]. 自2018年底, 三星(Samsung), 台积电(TSMC)、格罗方德(GlobalFoundries)、联华电子(UMC)等全球领先半导体企业都计划量产STT-MRAM, 这将推动自旋电子技术进一步的快速发展. 近年来, 磁结构中的拓扑属性及其相关应用被认为将可能成为下一代自旋电子器件的信息载体, 是目前该领域的研究热点之一.

2 斯格明子的概念定义及发现过程

斯格明子(skyrmion)一词源自英国核物理学家托尼·斯格明(Tony Skyrme). 他在60年代提出了一套用于描述介子(pion)间相互作用的非线性场理论, 并进一步预言了一种具有拓扑保护性质的类粒子稳定场结构的存在, 即斯格明子[16]. 这一结构在液晶[17], 玻色-爱因斯坦凝聚[18], 量子霍尔磁体等[19]不同领域中均有发现. 1975年, Belavin和Polyakov[20]在理论上提出了一种存在于二维铁磁体中的类粒子亚稳态, 即本文所研究的磁性斯格明子(下文中均简称为"斯格明子"). 它是一种在拓扑结构上非平庸的具有涡旋组态的手性自旋结构[21]. 相较于平庸的磁性结构, 斯格明子在能量上具有拓扑不连续性, 因而具有更高的稳定性. 20世纪90年代, 理论物理学家们又成功地预言了二维电子气的量子霍尔态中存在斯格明子[19,22]. 但是一直到2006年, Rößler 等[23]才第一次在理论上证实了自发稳定存在的斯格明子态广泛地存在于具备空间反衍对称性破缺的磁性薄膜或体材料中. 其中, 体材料主要指具有B20晶格结构的磁体, 如FeGe, MnSi等. 2009年, 在磁性材料体系中第一次在实验上观测到斯格明子, 即是在MnSi手性材料中[24−26]. 紧接着, Heinze团队[27]于2011年在Fe/Ir磁性薄膜体系中观测到了二维斯格明子阵列. 在此之后, 多种不同体系中斯格明子的拓扑自旋结构得到了广泛的研究[28−30]. 2013年, Fert团队[31,32]通过微磁学模拟建模的方法, 系统研究了单个斯格明子在多层膜纳米带结构中的产生、稳定性以及电流驱动现象, 提出斯格明子可以作为新一代自旋电子器件中的信息存储载体. 之后, 多个课题组在不同的材料和结构体系下发现了室温[33−38]、甚至高于室温条件下[39,40]稳定存在的斯格明子, 进一步从实验上证实了斯格明子相关器件的可行性; 一些全新的材料体系中的斯格明子也不断被发现[28,41,42]. 近年来, 随着对斯格明子的深入研究, 从存储[31]、逻辑[43,44]到新一代非冯·诺依曼体系计算架构[45−47]的相关的器件及应用场景被提出, 由此产生了一门新型交叉分支学科——斯格明子电子学[48−50].

3 斯格明子的拓扑稳定性及Dzyaloshinskii-Moriya相互作用

在磁性材料中, 斯格明子的产生源自多种物理机理及其之间的协同作用. 其中主要包括以下四种机理: 1) 长程磁偶极相互作用(long-ranged magnetic dipolar interactions), 在具有垂直磁各向异性的磁性薄膜中, 该相互作用与磁各向异性形成竞争, 从而产生周期性的磁条带, 并在垂直方向外磁场的作用下, 转化为斯格明子阵列, 由此所产生的斯格明子尺寸一般较大, 直径在100 nm—1 μm之间[51−53]; 2) Dzyaloshinskii-Moriya相互作用(DM相互作用)[54,55], 源自磁体晶格或磁性薄膜界面处的对称性缺失. 由于交换相互作用倾向于使相邻磁矩呈现平行或反平行排列, 而DM相互作用倾向于使相邻磁矩垂直排列, 从而降低了斯格明子在铁磁态背景中所具有的能量, 使得其能够稳定存在, 该类型的斯格明子尺寸取决于DM相互作用的大小, 通常在5—100 nm之间; 3) 阻挫交换相互作用(frustrated exchange interactions)[56]; 4) 四自旋交换相互作用(four-spin exchange interactions)[27]. 其中3)和4)情况下的斯格明子尺寸与材料晶格尺寸相当, 约1 nm. 由于在1)和2)情况下, 斯格明子及斯格明子阵列尺寸大于晶格常数, 满足连续性近似条件, 且相应的斯格明子能量密度远小于原子间的交换能J, 使得该型斯格明子能够被相对容易地产生及消灭, 并同时具有容易移动、不受晶格钉扎影响的特点. 由于DM相互作用所产生的斯格明子相对磁偶极相互作用下的斯格明子尺寸更小, 是斯格明子电子器件的理想信息载体, 因而本文着眼于研究该类型斯格明子.

相邻两原子自旋之间DM相互作用对应的哈密顿量可以用如下公式表示:

$$\boldsymbol{H}_{\rm DM} = -\boldsymbol{D}_{12}\cdot(\boldsymbol{S}_1\times\boldsymbol{S}_2), \tag{1}$$

其中 $\boldsymbol{D}_{12}$ 是DM矢量, $\boldsymbol{S}_1$ 和 $\boldsymbol{S}_2$ 是相邻两原子间的原子自旋. 这一效应产生于一种三端的间接交换机理, 即相邻两原子自旋与另一相邻的具有强自旋轨道耦合的原子相互耦合[57,58]. 由于DM矢量的方向不同, 可以形成两种不同的斯格明子, 即奈尔型(Néel type)与布洛赫型(Bloch type), 如图1所示. 其自旋周期长度均正比于交换相互作用系数 J 与DM相互作用系数 D 的比值 J/D, 在数纳米到数微米之间[59]. 体材料中的斯格明子大多都属于布洛赫型, 而薄膜材料中由于DM矢量平行于薄膜平面, 则会形成奈尔类型斯格明子.

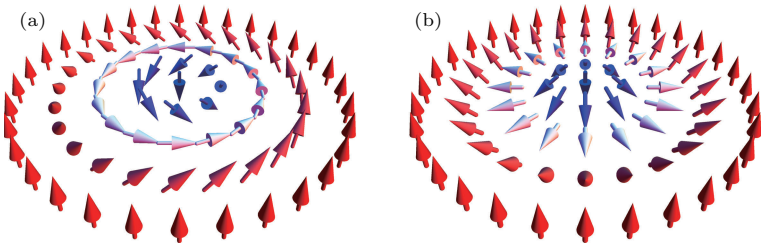


图1 (a) 布洛赫型斯格明子, 其横截面为布洛赫型的手性磁畴壁; (b) 奈尔型斯格明子, 其横截面为奈尔型的手性磁畴壁

Fig. 1. (a) Bloch-skyrmions with cross section as bloch type chiral domain walls; (b) Néel-skyrmions with cross section as Néel type chiral domain walls.

斯格明子的拓扑属性可以用斯格明子数(skyrmion number)进行描述, 其定义如下:

$$N_{\rm sk} = \frac{1}{4\pi}\iint {\rm d}^2\boldsymbol{r}\boldsymbol{n}\cdot\left(\frac{\partial\boldsymbol{n}}{\partial x}\times\frac{\partial\boldsymbol{n}}{\partial y}\right), \tag{2}$$

其中 $\boldsymbol{n}$ 为自旋单位方向矢量. 该式描述了自旋在拓扑单位圆上环绕的圈数[60]. 斯格明子所对应的斯格明子数恰好为±1, 同时也存在其他整数的情况, 例如斯格明子数为2的双斯格明子. 斯格明子数为整数的磁性结构不能连续变化为斯格明子数为0的铁磁态或是其他结构, 因而具有拓扑稳定的特性[31]. 由于其拓扑结构的特殊性质, 斯格明子相关的许多独特的拓扑现象已经引发了新一轮的研究热潮. 例如具有DM相互作用磁体中的斯格明子及其霍尔输运[61,62]、热流与斯格明子的相互作用[63], 电流驱动下斯格明子的相关运动及其控制等[64].

近年来, 由斯格明子衍生出的一系列全新的拓扑相关自旋结构也引起了广泛的关注. 南京大学丁海峰团队[65,66]预测了在无DM相互作用的磁性体系中利用层间耦合产生了人工斯格明子(artificial skyrmion), 其优点是能够在较大的温度范围内保持结构的稳定, 该结构在之后被多个美国研究团队实验验证. 中国科学院物理研究所王文洪团队[67]在MnNiGa中发现了双斯格明子(biskyrmion), 这一特殊结构在具有宽域温度稳定性(100—340 K)的同时, 可以更加容易地实现输运. 中科院强磁场科学中心的杜海峰团队及其合作者在强边界约束的手性磁纳米盘中观测到了靶斯格明子(target skyrmion), 可以在无外场的情况下稳定存在[68]. 此外, Nagaosa 团队[69]利用仿真验证了具有相反斯格明子数的拓扑涡旋结构反斯格明子(antiskyrmion). 该结构在手性磁体中无法稳定, 但是可以在偶极磁体中存在. 其斯格明子数反号, 具备许多新的拓扑性质. 另一种新的结构——多环斯格明子(skyrmionium)具有斯格明子数为零的特点[70−72]. 由于其特殊的拓扑性质, 该结构在自旋流作用下不会发生斯格明子霍尔效应, 同时具有更高的移动速率, 在动力学特性方面具有独特的优势.

4 斯格明子的主要研究方法

4.1 微磁仿真计算

为了研究斯格明子及其特殊的拓扑自旋结构在产生、电流驱动等方面的性质, Fert 等[31,32]在2013年建立了首个斯格明子微磁学模型. 他们在传统的微磁学模拟中加入了DM相互作用所对应的哈密顿量, 如(1)式所示.

在一个连续的磁化模型之中, (1)式可以进一步推导为

$$\varepsilon_{\rm DM} = D\left(m_z\frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x\frac{\partial m_z}{\partial x} + m_z\frac{\partial m_y}{\partial y} - m_y\frac{\partial m_z}{\partial y}\right), \tag{3}$$

其中 $\varepsilon_{\rm DM}$ 表示DM相互作用所对应的能量密度; m_x, m_y, m_z 分别代表 x, y, z 方向的归一化磁化强度, 即 $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/M_{\rm s}$, $M_{\rm s}$ 为样品的饱和磁化强度, 在均匀系统中可以作为常数处理. (3)式中的 D 是

一个与DM矢量相关的数值, 其大小可以用(4)式计算,

$$D = \boldsymbol{D}_{12} \quad \bar{3}/at, \tag{4}$$

其中 $\boldsymbol{D}_{12}$ 表示DM矢量 $\boldsymbol{D}_{12}$ 的模长; a 为铁磁原子的原子晶格常数, 通常在1 nm左右; t 则表示铁磁层的薄膜厚度.

将DM相互作用代入传统的微磁学模型, 求解Landau-Lifshitz-Gilbert方程(LLG方程), 从而获得铁磁材料中具体的磁化分布. 其方程形式如下[73−75]:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{M}}{\mathrm{d}t} = -\ \gamma\ \boldsymbol{M}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{eff}} + \frac{\alpha}{M_{\mathrm{s}}}\left(\boldsymbol{M}\times\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{M}}{\mathrm{d}t}\right), \tag{5}$$

其中 $\boldsymbol{M}$ 为磁化强度, $\boldsymbol{H}_{\mathrm{eff}}$ 是等效磁场, γ 是吉尔伯特旋磁比, α 则是阻尼系数. 该等效磁场又可以用(6)式表示,

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{eff}} = -\mu_0^{-1}\frac{\partial E}{\partial \boldsymbol{M}}, \tag{6}$$

μ_0 是真空磁导率, 而 E 是与磁化强度相关的平均能量密度. 该能量密度包括4种不同的贡献来源, 分别为交换能(exchange energy), 磁各向异性能(anisotropy energy), 塞曼能(zeeman energy), 退磁能(demagnetic energy)以及新加入的DM相互作用能. 因此, 总能量密度 E 可以用(7)式表达:

$$E = A\left[\quad\left(\frac{\boldsymbol{M}}{M_{\mathrm{s}}}\right)\right]^2 - K\left(\frac{\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{M}}{M_{\mathrm{s}}}\right)^2 - \mu_0\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{H} - \frac{\mu_0}{2}\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{H}_{\mathrm{d}} + \varepsilon_{\mathrm{M}}, \tag{7}$$

式中, A, K 分别表示交换能和磁各向异性能常数; $\boldsymbol{H}$ 与 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{d}}$ 分别表示外加磁场及退磁场.

通过以上方程的求解, 可以清楚地了解到铁磁材料中磁矩随着时间的变化情况. 为了进一步研究斯格明子在电流驱动下的行为, 还需加入由电流所导致的扭矩项. 根据电流自旋注入方式的不同, 可以把其分为面内注入型与垂直注入型.

面内注入的电流磁矩主要来自铁磁层中电流所导致的STT. 该磁矩包括绝热项(adiabatic torque)与非绝热项(non-adiabatic torque), 表示如下:

$$\tau_{\mathrm{adiab.}} = \frac{\gamma\hbar Pj}{2eM_{\mathrm{s}}}\boldsymbol{m}\times\left(\frac{\partial\boldsymbol{m}}{\partial x}\times\boldsymbol{m}\right), \tag{8a}$$

$$\tau_{\mathrm{non\text{-}adiab.}} = \beta\frac{\gamma\hbar Pj}{2eM_{\mathrm{s}}}\left(\boldsymbol{m}\times\frac{\partial\boldsymbol{m}}{\partial x}\right), \tag{8b}$$

式中, γ 为旋磁比, $\hbar$ 为约化普朗克常量, P 为自旋极化系数, j 为电流密度, β 为非绝热因子[76].

而对于垂直注入的自旋极化电流来说, 其所导致的自旋矩主要包括两项, 即面内项(in-plane torque)以及垂直平面项(out-of-plane torque). 表达如下[77]:

$$\tau_{\mathrm{IP}} = \frac{\gamma\hbar Pj}{2teM_{\mathrm{s}}}\boldsymbol{m}\times(\boldsymbol{m}_{\mathrm{p}}\times\boldsymbol{m}), \tag{9a}$$

$$\tau_{\mathrm{OOP}} = -\xi\frac{\gamma\hbar Pj}{2teM_{\mathrm{s}}}(\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{m}_{\mathrm{p}}), \tag{9b}$$

式中, t 为磁性薄膜厚度, ξ 为一个与面内磁矩大小相关的垂直磁矩幅度系数, $\boldsymbol{m}_{\mathrm{p}}$ 为电流的自旋极化矢量. 这一自旋注入方式通常可以通过自旋霍尔效应获得.

4.2 实验观测方法

2009年, Mühlbauer等[24]首次在实验上使用中子散射的方法观测到了斯格明子. 利用这一方法, 他们在具有B20晶体结构的MnSi块材中成功观测到斯格明子在倒空间中所形成的中子衍射点, 并给出了该体系下斯格明子存在的条件相图, 如图2所示.

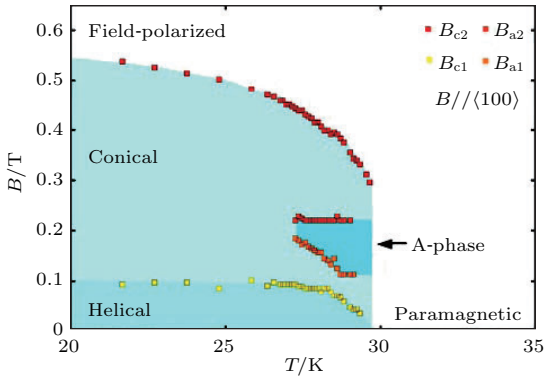


图2 MnSi的磁性相图, 图中A-phase即对应斯格明子相态[24]

Fig. 2. Phase map of magnetization in MnSi. The A-phase is corresponding to the skyrmion state[24].

但是, 中子散射仅仅能探测到斯格明子的存在, 并不能给出其实空间的磁矩分布. 2010年, Nagaosa团队利用洛伦兹透射电子显微镜(Lorentz transmission electron microscopy, LTEM)解决了这一问题[28], 并在之后被广泛地应用于MnSi等[78,79], FeGe[68,80−82] B20结构样品中斯格明子的观测. 具体的测试方法是分别利用LTEM在正焦(in-focus)、欠焦(under-focus)、以及过焦(over-focus)状态下对 $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ 薄膜样品的同一区域进行成像, 如图3(a)—(c)所示. 将这三种测试结果

进行磁强度传输方程的计算 (magnetic transport-of-intensity equation calculation, TIE 计算), 即可得出面内的磁结构分布信息. 强度传输方程表示为

$$\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\partial I(x,y)}{\partial z} = -\quad_{xy}\cdot[I(xy)\quad_{xy}\phi(xy)], \tag{10}$$

式中, $I(x,y)$ 和 $\phi(xy)$ 分别表示电子波的强度分布与相位分布. λ 为电子波的波长. 而根据麦克斯韦 - 安培方程 (Maxwell-Ampere equation), 电子波相位分布 $\phi(xy)$ 与磁化强度 $\boldsymbol{m}$ 具有如下关系:

$$\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{n} = -\frac{\hbar}{et}\phi(xy), \tag{11}$$

$\boldsymbol{n}$ 为平行于电子束方向的单位矢量, t 为样品厚度.

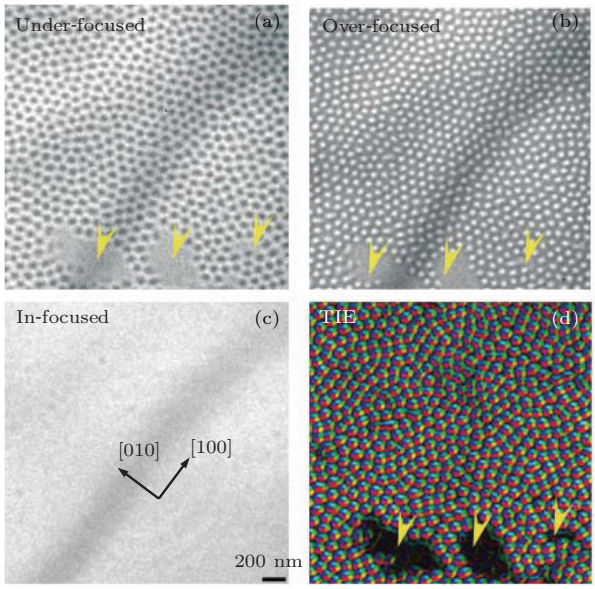


图 3 (a) 欠焦、(b) 过焦、以及 (c) 正焦状态下 $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ 薄膜的 LTEM 图像; (d) 经过强度传输方程计算后得到样品的面内磁场分布 [28]

Fig. 3. (a) Under-focused, (b) over-focused, (c) in-focused LTEM image of $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ thin films; (d) In-plane magnetization distribution of the sample acquired by TIE calculation.

另一种具有足够分辨率、能够在实空间观测到斯格明子的方法是利用 X 射线穿透样品. 2016 年, Fert 团队 [33] 及 Beach 团队 [34] 分别利用扫描 X 射线透射显微镜 (scanning X-ray transmission microscopy, STXM) 发现了室温下 $(Ir/Co/Pt)_{10}$ 多层膜和 Pt/Co/Ta 结构中稳定存在的斯格明子. 同年, Boulle 等 [83] 也通过 X 射线磁圆二色光电子显微镜 (photoemission electron microscopy combined with X-ray magnetic circular dichroism, XMCD-PEEM) 观测到了室温下 Pt/Co/MgO 结构中的斯格明子.

虽然利用 X 射线可以取得足够精确的分辨率, 但是实验条件苛刻, 实验过程复杂. 近年来, 磁力显微镜 (magnetic force microscopy, MFM) 也被广泛地应用于观测材料表面纳米尺度的斯格明子结构 [84], 甚至可以动态地表征其运动 [85]. 而对于尺寸较大的斯格明子 (微米级) 来说, 极性磁光克尔显微镜 (polar magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscope) 能够更加方便、直观地观测到斯格明子. 实际上第一个在室温下观测到的斯格明子即是采用这种相对简单易行的方法 [36].

5 斯格明子电子学基础

5.1 斯格明子的成核

斯格明子是具有拓扑保护的自旋结构, 因此, 在斯格明子成核的过程中需要克服其拓扑稳定性势垒 [32]. 实际操作中, 可以通过多种途径实现这一目标, 包括外加磁场、局域热效应、自旋波、电流等方式. 外加磁场可以改变系统的整体能量, 从而获得斯格明子稳定存在的能量相态. 如前文所述, 当外加磁场与系统温度处于某一区间 (A-phase) 时, 在 B20 结构材料体系 (MnSi, FeGe 等) 中的自旋分布会出现由斯格明子组成的能量基态 [86−89], 并产生整齐排列的斯格明子阵列 (skyrmion lattice). 最早观察到的斯格明子即是采用这种方式在 MnSi 块材中激发得到 [24]. 通过将 MnSi 材料做成具有菱形截面的纳米线, 甚至可以通过外加磁场精确控制在其截面产生及湮没的斯格明子 [90]. 进一步通过对 FeGe 的研究发现, 这一方法得到的斯格明子会首先在材料的缺陷 [91] 或是边缘 [92,93] 处成核. 另一种方法则是利用激光在磁性材料局域产生焦耳热, 从而克服系统能量壁垒产生斯格明子. Nagaosa 团队 [94] 与 Finazzi 团队 [95] 分别就理论及实验角度证实了这一构想. 类似的方法还有使用自旋波的叠加, 也同样可以赋予铁磁材料的局部以较高的能量, 从而实现斯格明子的产生及湮没 [96]. 以上方法虽然能够有效地使得斯格明子成核, 但是由于需要使用磁场、激光等外部手段, 并不适用于斯格明子器件的应用. 因此, 电学方法产生斯格明子具有更加实际的应用价值, 受到广泛的关注.

数学模拟证明在具有 DM 相互作用的磁性纳米盘中垂直通过的自旋极化电流将能够产生斯格明子或是类似的具有拓扑属性的磁性涡旋结构 [97−99]. 更一般的情况下, 在平面的磁性材料结构中利用一束极细的自旋极化电流注入处于铁磁

态的样品中, 翻转局部的磁矩方向, 在合适的DM相互作用下, 系统将最后稳定为一个单独的斯格明子, 如图4 (a)所示[32,50]. 然而这一方法所需要的电流密度相对较大(一般为10^{12} A/m^{2}量级), 通过磁性隧道结(magnetic tunneling junction, MTJ)无法实现这一构想. 因此, 在设计中我们提出采取自旋阀(spin valve)进行垂直自旋注入的设计[100]. 我们发现, 具有微波振荡的驱动电流相较于直流驱动电流能够更加有效地产生斯格明子, 并显著地降低阈值电流密度. 当驱动电流振荡频率接近畴壁回转模式频率时, 激发斯格明子所需的电流密度最小(约1.4×10^{12} A/m^2, 同一模型无微波辅助情况下, 阈值电流密度约1.8×10^{12}A/m^2)[101]. 同时, 在特定情况下, 这一结构还能产生具有更高斯格明子数(例如斯格明子数为2)的拓扑结构[102], 是研究类似结构的常用自旋注入方法.

在实验上, Wiesendanger团队[103]利用自旋极化的扫描隧穿显微镜(spin polarized scanning tunneling microscopy, SP-STM)实现了局部磁矩的翻转. 他将自旋极化电流通过SP-STM的探针注入到Ir基底的FePd双层膜上, 实现了对单个斯格明子产生及湮没的精确控制, 如图4 (b)所示. 进一步地, 将自旋极化的探针替换为非磁性探针, 自旋极化的电流替换为电场, 也观测到了类似的斯格明子产生及湮没[104].

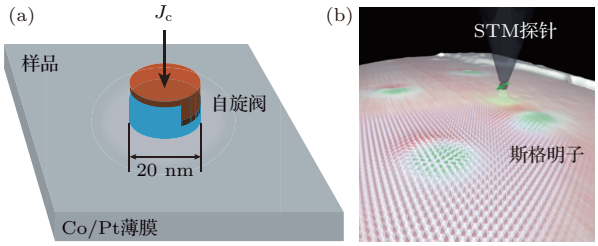


图4 (a) 利用垂直注入的自旋极化电流产生斯格明子的器件构想; (b) 通过SP-STM的探针在材料局部注入自旋极化电流, 从而翻转局部磁矩, 产生斯格明子[103]

Fig. 4. (a) The structure of skyrmion nucleation device with out-of-plane spin polarized current injection; (b) local injection of spin polarized current by STM tip. A skyrmion is nucleated by switching the local magnetization[103].

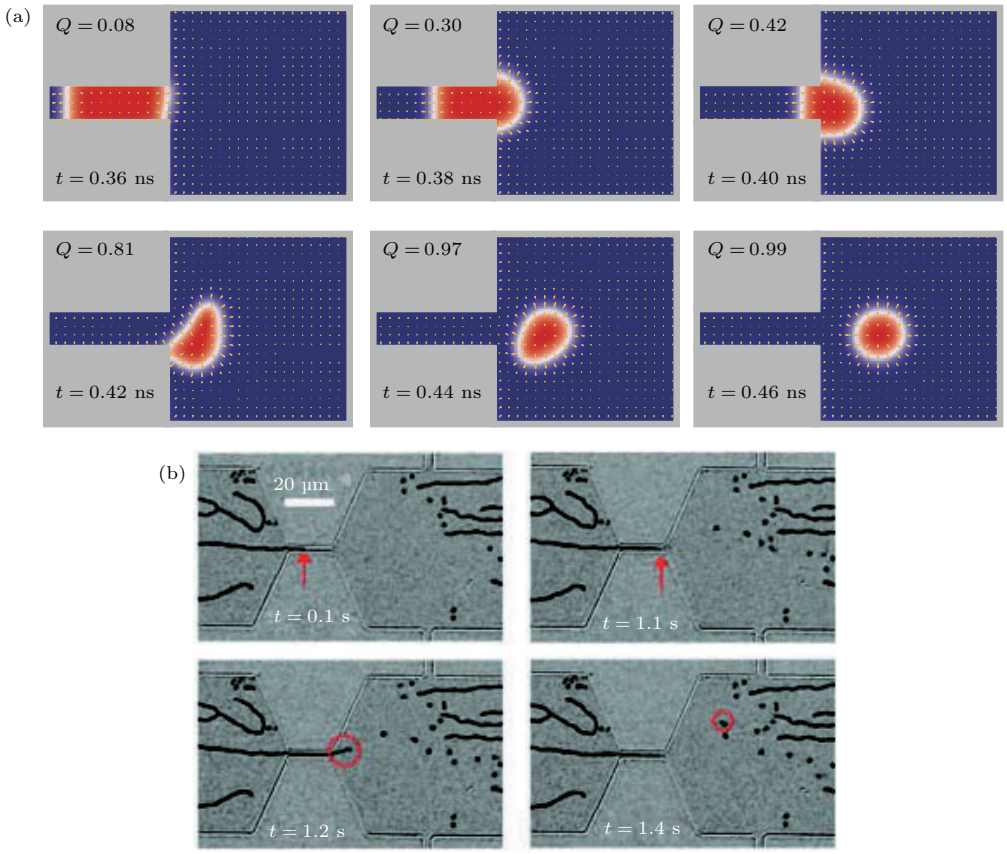


图5 (a) 斯格明子可以通过一对窄带中的DW推动到宽带中获得[105]; (b) 在实验上通过类似结构产生微米级别的斯格明子已经得到证实[36]

Fig. 5. (a) Skyrmions can be nucleated by driving DW from narrow tracks into wide tracks[105]; (b) this theoretical prediction is already demonstrated by experiment[36].

另一种方法是利用磁畴壁(domain wall, DW)在特定结构中转化为斯格明子. 这一方法最初由周艳团队通过仿真进行证实[105]. 在这一设计中, 一段较窄的纳米线(窄线)和一段较宽的纳米线(宽线)相连接. 在电流的作用下, 一对包含数据信息的DW被从窄线推到宽线中. 由于不同位置的DW在此过程中会受到不同方向的自旋矩, 最终将导致一种具备拓扑保护性质的斯格明子磁泡的产生, 如图5(a)所示. 2015年, Hoffmann团队[36]首次在实验中利用类似器件结构实现了微米尺度斯格明子与DW的转换, 如图5(b)所示, 从实验上证实了这一方法的可行性. 这也是实验中首次在室温下直接观测到的斯格明子产生, 为斯格明子的相关应用奠定了基础. 相关实验结果及其理论分析[106,107]也进一步揭示了非均匀的自旋极化电流产生斯格明子的作用机理. 最新的研究表明, 更小的纳米尺寸的斯格明子同样可以通过在纳米线中通入自旋电流得到[85].

5.2 斯格明子的输运

当一个电子在连续变化的非共线磁体中运动时, 其自旋取向随磁矩方向而时刻变化, 并且在电子与磁结构间产生一个相互作用力[108−112]. 斯格明子由于其特殊的拓扑自旋结构, 当载流子经过斯格明子时会对其产生一个驱动力[113−115], 同时斯格明子的运动又会产生一个继承其拓扑属性的新型磁场[116]. 相对DW而言, 斯格明子在电流驱动下具有更高的耦合效率, 因而将有望大幅降低操控电流密度[117], 实现高效低功耗的信息传输[31]. 在纳米线中, 斯格明子可以被两种电流导致的效应驱动, 即铁磁层中的面内电流产生的STT, 以及由重金属层中电流的自旋霍尔效应(spin hall effect, SHE)所产生的SOT, 如图6所示[32,49,50].

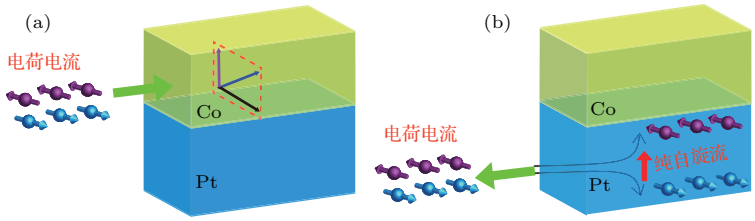


图6 (a) STT和(b) SOT驱动斯格明子时电流的作用方式示意图

Fig. 6. Schematic diagrams of (a) STT and (b) SOT driven skyrmions.

这两种转矩所对应的具体形式已在前文关于仿真方法的讨论中详细说明. 在上述自旋矩作用下的斯格明子运动可以用蒂勒方程(Thiele equation)[118−120]进行描述. 在不加入电流所引发的自旋矩的情况下, 该方程可表示为[32]

$$\boldsymbol{F}+\boldsymbol{G}\times v+\alpha\boldsymbol{D}v=0, \tag{12}$$

其中v是斯格明子的运动速度; $\boldsymbol{F}$代表施加于斯格明子的外力, 在纳米线等受限运动结构中一般来自于边界; $\boldsymbol{G}$是陀螺向量; α为阻尼系数; $\boldsymbol{D}$为耗散矩阵. 假设斯格明子在运动过程中形状并未发生改变, 纳米线的长度方向为x方向, 垂直薄膜方向为z方向, 则陀螺向量$\boldsymbol{G}$可以写为$\boldsymbol{G}=(0,0,4\pi Q)$, Q为斯格明子所对应的斯格明子数(skyrmion number). 此时, 耗散矩阵$\boldsymbol{D}$则可以写为$\boldsymbol{D}=\begin{pmatrix}D & 0\\ 0 & D\end{pmatrix}$.

在STT作用的情况下, (12)式可表达为

$$\boldsymbol{F}+\boldsymbol{G}\times(v-u)+\boldsymbol{D}(\alpha v-\beta u)=0, \tag{13}$$

其中β为STT项中的非绝热因子; u为导电电子的迁移速度, $u=-\dfrac{pa^3}{2eM_{\rm s}}j$; p为电流的自旋极化率; a为铁磁材料的晶格常数; $M_{\rm s}$为饱和磁化强度; j为电流密度.

由(13)式可以导出斯格明子在纳米线中的运动速度如(14)式所示:

$$v=\frac{\beta}{\alpha}u, \tag{14}$$

同时, 斯格明子还会受到y方向的马格努斯力[121], 并在y方向产生一个偏移[31,64,122]. 由于受到纳米线边界的排斥作用[123], 随着斯格明子在y方向坐标的变化, 其所受到的力F可以近似地表示为$\boldsymbol{F}=-ky\boldsymbol{e}_y$, $\boldsymbol{e}_y$为y方向单位向量. 当斯格明子沿x方向稳定运动时, 将在y方向出现一个恒定的偏移量. 将$\boldsymbol{F}$代入(13)式, 可以得出此偏移量的表达式为

$$y=\frac{Gu}{k\alpha}(\beta-\alpha). \tag{15}$$

从上述公式可以看出, α与β的比值直接决定了斯格明子的运动速度与偏移量. 当$\alpha=\beta$时, 斯格明

子的运动速度与载流子运动速度一致 ($v = u$); 且这时斯格明子在 y 方向上的偏移量为0. 当斯格明子在随空间变化的 α 与 β 中运动时, 可以明显地观察到其运动轨迹随着参数的变化而变化 [124].

对于SHE所产生的SOT作用下的斯格明子运动, 可以将 (12) 式改写为如下形式 [125]:

$$4\pi B\boldsymbol{R}(\varphi_0 = 0)J_{\rm HM} + \boldsymbol{G} \times v + \alpha \boldsymbol{D} v = 0, \quad (16)$$

其中 B 与SHE相关; $\boldsymbol{R}$ 为面内的旋转矩阵; $J_{\rm HM}$ 为重金属层中的电流密度, 也即产生自旋霍尔效应的电流. 求解 (16) 式可以得到在这一情况下斯格明子在 x 与 y 方向均获得一速度:

$$v_x = \frac{\alpha D B}{1 + \alpha^2 D^2} J_{\rm HM}, \quad (17a)$$

$$v_y = \frac{B}{1 + \alpha^2 D^2} J_{\rm HM}, \quad (17b)$$

由 (17) 式可以得出此时斯格明子在 x 与 y 方向同时获得一与自旋霍尔电流成正比的速度, 其运动轨迹将沿 x 方向呈现一夹角. 在 y 方向运动受到限制的纳米线中, 斯格明子受到边界的作用, 将沿 x 方向稳定运动, 并在 y 方向具有一定偏移, 如图7 (a) 所示.

斯格明子在不同方式的驱动电流作用下具有不同的速度表达式, 通过仿真计算可以得到在同一体系下斯格明子的速度随电流密度的变化规律, 如图7 (b) 所示. 随着驱动电流密度的增加, 斯格明子的速度呈线性增长, 符合公式中的正比关系. 对比STT与SOT两种驱动模式, 可以看出在相同驱动电流密度的情况下, SOT可以获得更高的效率 [125]. 同时, 由于SOT产生于电阻率更低的重金属层中, 使得其在相同电流密度下功耗更低. 因此, 在斯格明子赛道存储器设计中, 以SOT 作为驱动源能够获得更快的器件速度与更好的能效性能.

斯格明子的电流驱动相对于以往运用于赛道存储器的磁畴壁来说具有相似的速度表达式和电流密度与速度的比例关系. 但是, 由于斯格明子特殊的拓扑属性, 使得其具备明显的优点: 更低的阈值驱动电流以及对于器件中缺陷的鲁棒性 [31,32,64,122]. 通常情况下, 要驱动DW 运动的阈值电流在 10^{11}—10^{12} A/m^2, 而驱动斯格明子理论上只需要 10^6 A/m^2 的电流, 比DW低5到6个数量级. 这也代表着斯格明子可以更加精确地被电流控制. 理论研究同时证明了斯格明子在样品存在缺陷的情况下可以灵活地绕开缺陷, 从而避免了DW赛道中由缺陷导致的DW钉扎等问题. 相关实验工作也进一步展示了电流驱动下的斯格明子动力学特性. 首先, 斯格明子可以在纳米线中被电流驱动, 但遗憾的是在驱动效率上目前理论和实验并不能很好地符合, 驱动斯格明子所需的阈值电流较理论值偏高 (10^8—10^{11} A/m^2). 这是由于纳米线结构与材料中的缺陷间隔往往小于斯格明子尺寸, 使其不能如理论一样绕过缺陷 [34,36]. 其次, 斯格明子霍尔效应, 即在 y 方向存在的偏移, 也在实验上被直接观测到 [126,127].

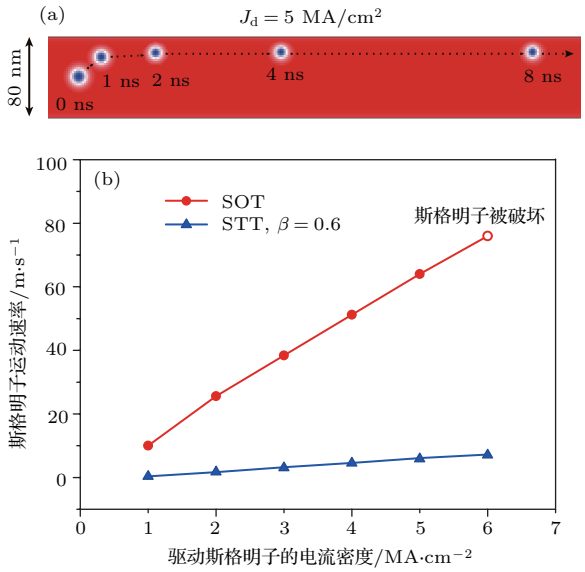


图7 (a) 斯格明子在SOT作用下运动会发生一个垂直于纳米线方向的偏移; (b) 受限纳米线结构中斯格明子在STT与SOT作用下运动速率与电流密度的关系, 当SOT电流过大时, 斯格明子偏移过大, 会受到边界作用被破坏

Fig. 7. (a) A transverse motion of skyrmions will occur with SOT driven current; (b) in constricted geometry, the relation between skyrmion moving speed and current density driven by STT and SOT, respectively. With a large SOT driven current, skyrmions will be driven too close to the edge of the track and annihilated.

在斯格明子器件的相关研究中, 斯格明子霍尔效应会导致斯格明子沿 y 方向偏移. 由于纳米线边界会对斯格明子运动产生一定的阻尼效应 [128], 斯格明子沿 y 方向运动距离越大, 其 x 方向速度越低. 当电流足够大时, 过大的 y 向马格努斯力甚至会破坏斯格明子, 使其湮没 [123]. 为避免斯格明子湮没造成的信息丢失, 一种方法是优化纳米线边界条件, 使得斯格明子在边界具有更高的势能, 从而提高斯格明子受到的边界排斥力 [129,130]. 另一种方法则可以通过控制斯格明子驱动电流来实现. 由于在器件中, 通常需要逐个写入和读取斯格明子序列中的信息, 驱动斯格明子的电流往往并非连续电流. 在仿真中, 斯格明子在驱动电流关闭后会继续

受到边界排斥力, 从而回到纳米线 y 方向的中心位置. 在原本会导致斯格明子湮没的电流密度下, 通过控制驱动电流的脉冲持续时间和间隔时间, 可以避免斯格明子被移出纳米线[100], 如图 8 (a) 所示. 这样的设计既利用较大的驱动电流增大了斯格明子迁移速率, 同时也保证了斯格明子的完整性. 这一研究同时表明, 为了使斯格明子不至于湮没在纳米线边界而能取得的最大电流密度与纳米线的宽度密切相关, 宽度越大, 斯格明子可承受的驱动电流也越大, 同时代表着其迁移速率的增加, 如图 8 (b) 所示. 由此可见, 器件的运行速率 (斯格明子迁移速率) 与器件面积 (纳米线宽度) 存在竞争关系, 在器件设计中需要对速率与密度进行取舍.

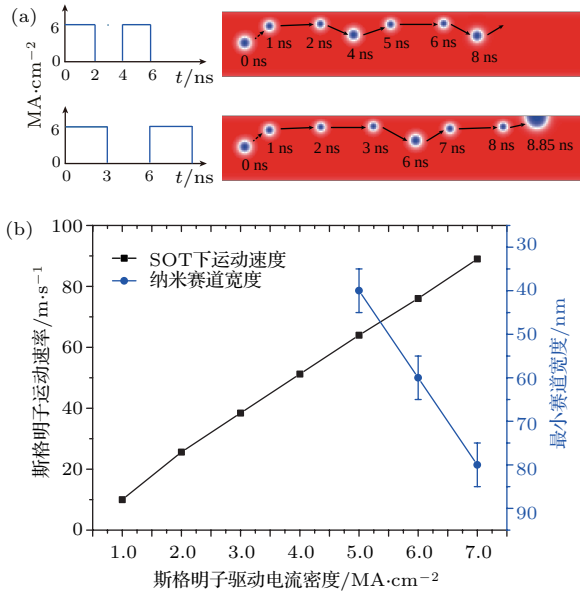


图 8 (a) 在受限纳米线中, 过大的驱动电流会使得斯格明子在纳米线边界处发生湮没, 但是通过采取脉冲驱动电流, 并采取合适的脉冲宽度和间隔, 可以有效避免这一情况的发生; (b) 斯格明子在纳米线中迁移速率与驱动电流密度呈现正比关系, 但随着驱动电流的增大, 为保证斯格明子不在边界处湮没, 纳米线的最小宽度也随之增大, 器件的信息传输速率 (斯格明子迁移速率) 与面积 (纳米线宽度) 之间存在竞争关系

Fig. 8. (a) In constricted geometry, skyrmions will be annihilated in the edge due to the large driven current. By using pulse current with certain duration and interval, this annihilation of skyrmions can be prevented; (b) the moving speed of skyrmions is directly proportional to the driven current density. However, with a larger skyrmion moving speed, a larger minimum width of the nanotrack is also required. In other words, the speed and the area of the device is a trade off.

除了电流外, 斯格明子还可以被温度梯度[131,132], 磁场梯度[133], 自旋波[134–136], 电场等[104]方法驱动. 理论研究已经证明自旋波能够有效地驱动斯格明子. 通过在纳米线的一端施加振荡的磁场, 可以在纳米线中激发出沿纳米线传播的自旋波. 斯格明子将会随着自旋波而发生输运, 如图 9 (a) 所示[101,134]. 该方法在理论上由于没有电流所产生的热损耗将具有更低的能耗. 但是, 由于产生自旋波需要外界磁场, 在真正的器件设计中不如电流驱动实用. 类似的还有利用应力控制的斯格明子[137], 通过应力能够改变材料结构中对应的磁学参数, 从而达到控制斯格明子的产生及输运.

近期还出现了一种新型的利用交替变化的电压控制磁各向异性驱动斯格明子的方法. 斯格明子在具有梯度势能的纳米线中会向低势能区域移动. 这种移动方式具有高效且无侧向位移的优势. 通过电压控制的垂直磁各向异性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA) 能够人为地改变纳米线局部区域的势能分布. 利用这一特性可以使得斯格明子始终处于一个梯度势能中, 从而利用电压使得斯格明子产生输运[138]. 其具体的器件设计犹如磁悬浮列车轨道, 前后电极交替变化, 如图 9 (b) 所示. 相对于之前所介绍的电流驱动方法, 这一全新的驱动模式已经被理论证明可以在大幅度降低功耗 (约 3 个数量级) 的同时实现斯格明子的高速移动 (259 m/s)[139].

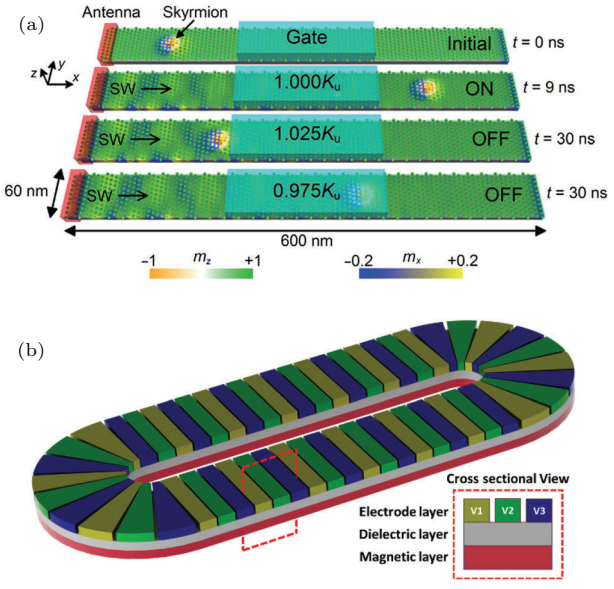


图 9 (a) 利用微波天线可以在铁磁纳米线一端产生沿纳米线传播的自旋波, 从而驱动斯格明子运动; (b) 通过相邻的多个 VCMA 门可以在纳米线中产生随斯格明子位置连续变化的能量梯度, 驱动斯格明子前进[138]

Fig. 9. (a) Skyrmions can be driven by spin waves generated by a microwave antenna in one terminal of the track; (b) controlling the anisotropy gradient by multiplexed gate architecture to drive skyrmions effectively[138].

尽管上述非电流驱动的方法在理论上具有更低的能耗, 但是目前的研究仍然处于理论阶段, 亟待实验验证. 因此, 目前斯格明子电子学中主流的驱动方法仍然是电流驱动.

5.3 斯格明子的检测

斯格明子可以通过拓扑霍尔效应 (topological Hall effect, THE) [25,140,141] 或者磁阻效应进行检测 (magnetoresistance) [90,142–148]. 2009 年,Neubauer 等 [25] 通过 THE 检测的方法测量了 MnSi 中的 A 相 (即后来的斯格明子相), 证明其包含一种拓扑量化的贝瑞相. 但是这种方法难以用于电子器件中. 因此, 在电子器件设计中一般采取磁阻的方法检测斯格明子. 人们最先想到的是利用斯格明子导致的霍尔电阻的变化. 在一诸如纳米线的受限结构中, 纳米线两端导线的霍尔电阻值与纳米线中磁矩分布密切相关. 当斯格明子通过时, 由于磁矩的改变, 纳米线两端霍尔棒 (Hall bar) 所测到的霍尔电阻将随之变化. 通过观察霍尔电阻的变化, 即可以探测到斯格明子的存在 [143], 如图 10 (a) 所示. 另外一种方法是利用 MTJ 中的隧穿磁阻变化. 由于 MTJ 的隧穿磁阻取决于自由层中的磁矩方向, 当斯格明子运动到由 MTJ 构成的读取头下方时, 磁矩方向的改变会导致与自旋有关的电子态发生改变, 从而使得 MTJ 隧穿磁阻发生变化. 通过读取该阻值的变化即可判断出读取头区域是否存在斯格明子, 如图 10 (b) 所示. 理论上来说, 该方法可以取得高达 20% 的磁阻变化范围 [142]. 利用这一原理, 仅仅依靠简单的垂直磁性器件实现全电学的斯格明子探测将成为可能.

除了隧穿磁阻效应外, 另一种可以用来探测斯格明子的磁阻效应被称为各向异性磁阻 (anisotropic magnetoresistance, AMR). 这一效应源自于由自旋轨道耦合引起的材料内禀属性, 但是其能够实现的阻值变化相对较小, 难以应用于斯格明子电子器件中 [148,149]. 近年来, 又出现了一种全新的通过电学手段实现斯格明子探测的方法, 即非共线型磁阻 (non-collinear magnetoresistance, NCMR), 如图 10 (c) 所示. 由于斯格明子的磁矩在空间具有连续变化, 因此斯格明子的不同部位具有不同的隧穿磁阻, 并引发一种激烈的电流. 从结果上看, 斯格明子在电学上与铁磁背景发生了明显的区别. 实验中, Hanneken 团队 [145] 运用这一原理通过 STM 成功地探测了 PdFe/Ir(111) 中的单个斯格明子.

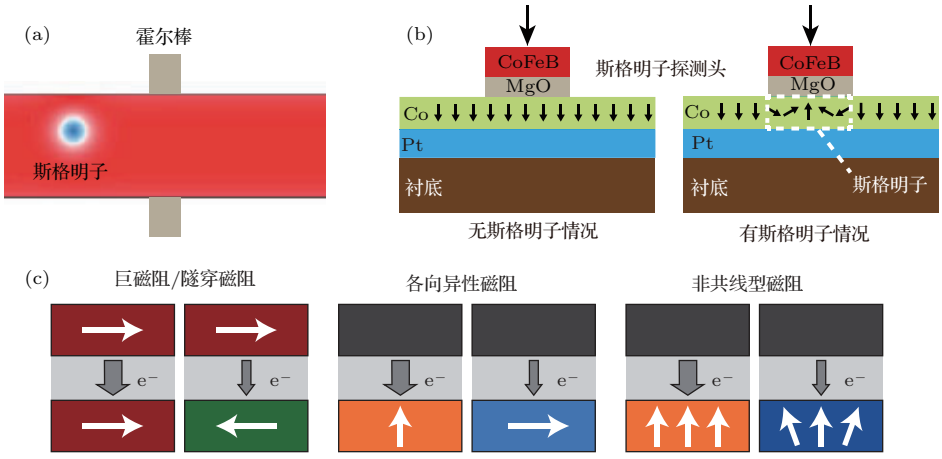


图 10 斯格明子可以通过 (a) 霍尔棒或 (b) 垂直异质结结构进行探测; (c) 对于异质结结构的探测方法主要可以通过 GMR/TMR, AMR 及 NCMR 三种效应实现

Fig. 10. Skyrmions can be detected by (a) Hall bar and (b) perpendicular heterojunction; (c) three effects: the GMR/TMR, AMR, and NCMR can be used in the detection of skyrmions by heterojunction.

5.4 斯格明子的调控

斯格明子无论是作为存储器件还是逻辑器件中的信息载体, 对其有效的操作方法都是必不可少的, 即可通过电学的方法控制斯格明子的运动方向和运动速度. 理论研究表明, 通过人为地控制器件中的能量分布可以实现对斯格明子的控制. 例如通过在纳米赛道中加入温度梯度, 可以实现对斯格明子霍尔角的有效调控 [150]. 通过电压控制的磁各向异性 (voltage-controlled magnetic anisotropy,

VCMA) 效应, 提高或者降低器件某一区块的磁各向异性能, 从而实现斯格明子的钉扎或者通过. 这一想法已经在理论上获得了验证[100,151], 如图11 (a) 所示. DE代表电极层, FM代表铁磁层, HM代表重金属层, 在VCMA门电极上施加正偏置电压, 形成一个能量势垒, 将能够有效地钉扎斯格明子. 根据这一结论, 可以设计出诸如斯格明子晶体管、赛道存储器等多种相关器件, 将在下文器件介绍部分进行详细阐述. Wang团队[129]更进一步地将VCMA门设计为不规则形状, 研究了电压控制的斯格明子在人工设计路径上的输运, 为斯格明子器件的进一步设计奠定了基础, 其设计如图11 (b) 所示. 通过VCMA提高不规则区域的磁各向异性, 形成一个人工控制的不规则低能量轨迹. 在电流驱动下, 斯格明子将沿着该可控轨迹运动.

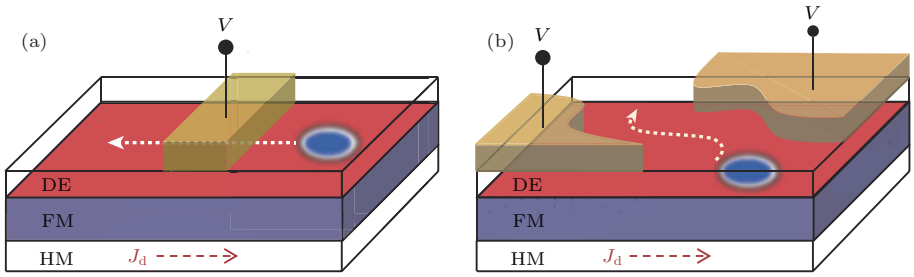


图11 (a) 通过电压控制的磁各向异性钉扎斯格明子; (b) 通过VCMA控制形成一不规则低能量路径, 在电流驱动下, 斯格明子将沿这一路径运动

Fig. 11. (a) Depinning of skyrmions by voltage controlled magnetic anisotropy; (b) skyrmions can be constricted in a curved path by the control of VCMA.

6 斯格明子电子器件概念及详细介绍

随着对斯格明子性质的深入研究, 将斯格明子作为信息载体展现出了十分明显的优势, 包括高存储密度 (尺寸小)、高灵敏度 (驱动电流阈值小)、高可靠性 (结构稳定). 因而, 基于斯格明子的一系列信息器件设计被相继提出. 其应用方向主要分为存储、逻辑以及类脑等3个方面, 如图12所示. 接下来我们将举例介绍相关的斯格明子器件设计.

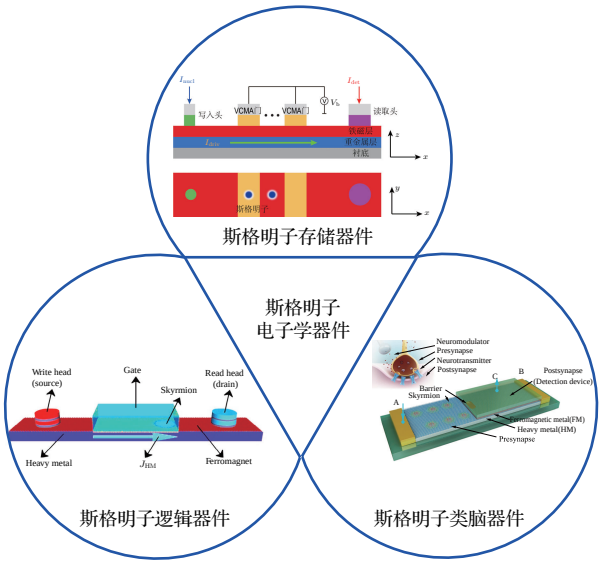


图12 斯格明子电子学器件的主要应用方向有3个方面: 1) 存储器件; 2) 逻辑器件; 3) 类脑器件

Fig. 12. Skyrmionic devices can be applied in three aspects: 1) Storage devices; 2) logic devices; 3) neuromorphic devices.

6.1 斯格明子存储器件

斯格明子存储器主要分为基于MTJ的单结多值存储以及基于赛道的立体存储设计. 研究发现, 在空间受限的磁体结构中, 能够可控地产生或者湮没一到数个斯格明子. 2015年, 田明亮团队及其合作者[90]通过改变外加磁场测量到了MnSi纳米线中由于斯格明子产生及湮没所导致的磁电阻跳变. 我们将这一现象推广到MTJ中, 仿真证明了利用电流所产生的STT在MTJ钉扎层漏磁场的辅助下可以可控地在其自由层中产生或是湮没斯格明子, 从而获得一个多值的磁阻变化[152]. 该设计可以作为一种单结的多值存储单元, 实现高密度存储, 同时将可能应用于人工神经网络.

另一方面, 基于DW的赛道存储器 (racetrack memory, RM) 设计早在2008年就被Parkin等[153]所提出. 在DW-RM中, 一系列被DW所分隔的向上或是向下的磁畴 (magnetic domain) 代表了二进制信息中的“0”或是“1”. 在电流的驱动下, DW可以在纳米线中发生输运, 从而传递磁畴中所存储的信息. 因此, 赛道存储器被认为有希望取代硬盘作为大规模存储应用. 但是同时, 利用DW作为赛道存储器信息载体存在一些潜在的问题, 例如, 所需

的驱动电流阈值过大, 易受到材料缺陷的影响被钉扎等. 这些缺陷极大地限制了 DW-RM 的发展, 使其至今只能停留在理论层面. 斯格明子的出现正好弥补了利用 DW 设计赛道存储器的不足, 将有希望成为新的赛道存储器信息载体.

首先, 我们设计了一种基于斯格明子的赛道存储器 [154]. 在这一设计中, 二进制信息 "0" 或是 "1" 被编码为具有不同间隔距离的一长链的斯格明子. 由于斯格明子相较于 DW-RM 中的磁畴具有小得多的尺寸, 在相同器件面积下, 斯格明子将能够具有更高的信息存储密度. 更进一步, 斯格明子相较于 DW 的驱动电流阈值小 5—6 个数量级, 具有更好的控制灵敏度, 同时也降低了器件的运行功耗. 除此之外, 斯格明子所具备的拓扑保护属性使得编码于斯格明子序列中的信息更加鲁棒. 在器件存在缺陷的情况下, 斯格明子仍然能够克服缺陷传递信息, 而不会像 DW 一样发生钉扎或是破裂而丢失信息.

典型的斯格明子赛道存储器结构如图 13 所示, 其主要由写入头、纳米赛道、读取头三个部分组成. 写入头可以产生斯格明子: 如事先定义一个斯格明子代表信息 "1", 没有斯格明子则代表信息 "0", 根据所需写入的数据 "1" 或者 "0", 写入头可以产生或者不产生斯格明子. 每一个时钟周期, 纳米赛道中均会产生一个恒定大小和持续时间的 "时钟" 驱动脉冲, 在这一脉冲驱动电流作用下, 已经被写入的斯格明子会沿着纳米赛道依次传递, 从而形成一个包含有效信息的斯格明子序列. 这一序列在经过读取头时, 读取头将利用前面所述的探测方法探测当前比特位是否存在斯格明子, 从而将储存于斯格明子序列中的有效信息提取出来. 目前这一概念在实验上已经得到一些初步的验证 [155]. 由于斯格明子的产生、驱动、探测方法均已经在前面讨论, 不再赘述. 斯格明子赛道存储器将这三部分结合在一起, 从而形成一个完整的信息储存器件, 是斯格明子电子学领域的基础应用之一.

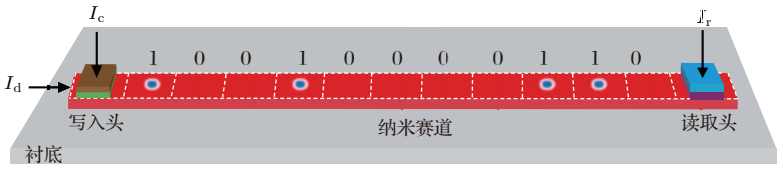


图 13 将斯格明子作为信息载体的赛道存储器示意图, 其主要组成部分为写入头、纳米赛道以及读取头

Fig. 13. Schematic diagram of the nanotrack devices using skyrmions as information carriers. This device has three main components: the writing head, the nanotrack, and the reading head.

在斯格明子赛道存储器的实际设计中, 还需要考虑一些具体的问题. 我们考虑的第一个问题是在作为一个序列传递的过程中数据不会出现错位. 由于斯格明子的运动和 DW 运动类似, 在实际过程中其运动快慢受到外部诸如温度、非均匀的材料晶粒等影响可能会偏离实际预期, 从而发生数据的错位. 为了解决这一问题, 我们需要斯格明子序列中的所有斯格明子在每一次受电流驱动时所运动的距离保持一致. 考虑到斯格明子会被高能量势垒钉扎, 利用电压控制的 VCMA 可以人为地产生可控的磁各向异性能量势垒, 实现对纳米赛道中斯格明子的钉扎/通过控制, 即形成一个可开关的门 (gate). 将每一个比特位用这样的 VCMA 门分隔, 如图 14 所示. 只有当需要斯格明子通过的时候打开, 当需要写入或者读取斯格明子的时候则关闭门 [100]. 这样的设计使得整个斯格明子序列按照比特位步进式地传递, 避免了斯格明子因为运动过快或者过慢导致的错位.

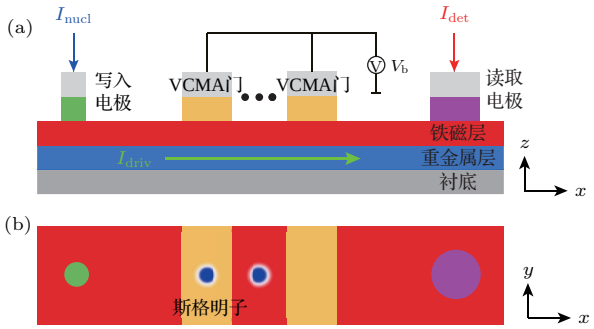


图 14 VCMA 控制的斯格明子赛道存储器 (a) 横截面及 (b) 顶层示意图

Fig. 14. The schematic diagram of the VCMA skyrmionic racetrack memory.

另一个问题来自斯格明子读取中可能出现的错误. 在 DW-RM 中, 磁畴的方向决定了存储的信息, 非 "0" 即 "1". 但是在斯格明子赛道存储器中, 有斯格明子代表 "1", 铁磁背景代表 "0". 如果读取端在读取斯格明子时并未恰好检测到斯格明子则会导致读取错误. 此外, 在信息同步中连续的 "0"

有可能使得数据发生失锁的现象. 为了克服这些问题, 我们设计了一种采取差分方式编码数据的结构[156], 如图15 (a)所示. 在这一设计中, 我们采用首端相连通的两条平行的纳米赛道L和R表示同一组数据. 这两个纳米赛道首端均有一个可控的VCMA门, 可以将斯格明子阻断在赛道外或是允许其进入. 在每一个时钟周期写入端均产生一个斯格明子. 根据所需写入数据的不同, 选择打开或者关闭相应的赛道. 例如, 定义数据“1”为R赛道中的斯格明子, 而“0”为L赛道中的斯格明子. 当需要写入“1”时, 打开R赛道, 同时关闭L赛道, 则斯格明子将进入R 赛道形成一个数据“1”, 如图15 (b)所示. 读取时, 需要对比R和L赛道中的磁矩状态, 进行差分. 假设某一赛道中斯格明子序列发生了偏移, 则会在读取时出现两个赛道同时有或是没有斯格明子的情况, 系统可以立即发现并进行纠正. 因此, 这一设计可以极大地增强赛道中数据的鲁棒性, 减小差错率. 同时, 由于始终能够在某一个赛道中探测到斯格明子, 即使是连续的“0”或者“1”数据也不会导致失锁现象的发生. 最后, 由于读取数据采取了差分的方法, 相对于读取单个赛道中斯格明子其电阻变化范围更大, 提高了读取的灵敏度和可靠性. 当然, 这一设计也存在诸如信息密度降低等问题, 是利用器件所占芯片面积换取数据可靠性的一种取舍.

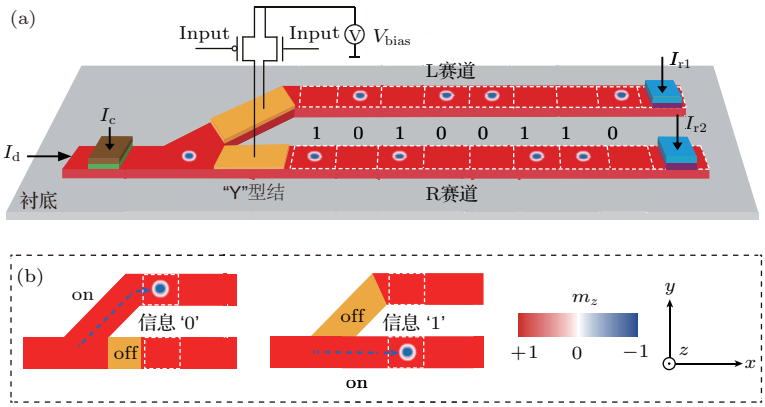


图15 采用差分编码的斯格明子赛道存储器结构 (a) 示意图及 (b) 工作方式示意图

Fig. 15. Schematic of the complementary skyrmion racetrack memory.

6.2 斯格明子逻辑器件

2015年, 一种基本的逻辑器件——晶体管, 被理论证明可以利用斯格明子实现[151]. 其具体的器件设计如图16 (a)所示. 一个VCMA门被置于器件的源极和漏极之间作为斯格明子晶体管的控制门. 源极由一个置于纳米线上的MTJ组成, 能够在垂直极化电流的激发下产生斯格明子. 斯格明子在源极产生后会受到纳米线中电流或者自旋波的驱动向漏极运动. VCMA门所在区域的PMA会受到局部电场E的调控, 其大小可以用(18)式表示[157,158]:

$$K_{\rm uv} = K_{\rm u} + \Delta K_{\rm uv} E, \tag{18}$$

其中$K_{\rm uv}$与$K_{\rm u}$分别表示经过VCMA门调节之后与之前的PMA常数, $\Delta K_{\rm uv}$为与VCMA强度相关的一常量. 这一线性表达式已经在实验中被Shiota团队[159]所证实.

由于PMA的改变, 该区域内总能量会随之变化, 从而形成一个能量势垒, 阻挡斯格明子继续向漏极运动. 斯格明子的能量可以表述为[151]

$$E_{\rm sk} = -\frac{D^2\pi^4}{4K\pi + (16B/\pi)} + 38.7A, \tag{19}$$

其中D为DMI系数, K为PMA常量, A为交换相互作用常数, B为磁场强度. 由(19)式可知, 当PMA增加时, 斯格明子的能量随之增大, 反之, 斯格明子的能量随PMA 减小而减小. 如图16 (b)和图16 (d)所示, 假设通过VCMA门的调节, 门区的PMA增大($K_{\rm uv} = 1.05K_{\rm u}$), 则对于斯格明子来说会形成一个能量势垒, 斯格明子会被钉扎在势垒的外侧; 而当VCMA门使得区域PMA减小时($K_{\rm uv} = 0.95K_{\rm u}$), 如图16 (c)和图16 (e)所示, 则会相应地形成一个斯格明子的势井, 斯格明子在通过这一势井时会陷入其中, 被钉扎于势井内侧. 另外, 斯格明子是否会被钉扎在VCMA门控制区域还取决于驱动斯格明子的电流密度. 因此, 对于斯格明子晶体管来说, 存在两种控制方法. 一种方法是在

源极与漏极之间通过恒定的电流, 使得斯格明子始终受到指向漏极的驱动力, 如图 16 (b) 和图 16 (c) 所示. 通过控制 VCMA 门的开关, 可以选择将斯格明子钉扎在源极, 或者使其到达漏极, 实现晶体管的开关功能. 另一种方法则是保持 VCMA 门区域的 PMA 不变, 形成一个固定的势垒或者势井. 在一个较小的电流的驱动下, 斯格明子会被钉扎在这一势垒或势井中. 需要斯格明子通过时, 加大电流密度, 使其跨越势垒 (井), 到达漏极, 如图 16 (d) 和图 16 (e) 所示.

另一方面, 周艳团队利用斯格明子可以和 DW 相互转换的特点 [105], 提出了一种利用斯格明子实现逻辑门的设计 [43]. 如图 17 所示, 通过控制纳米线的宽度, 即可实现逻辑中常见的 OR 或者 AND 门. 在较窄的纳米线中, 无论输入端是一个斯格明子或者同时都有一个斯格明子, 在纳米线中均会转化为完整的 DW, 进而进一步得到一个完整的斯格明子, 实现逻辑上的 OR. 在较宽的纳米线中, 只有当两个输入端同时输入一个斯格明子时才能产生一个完整的 DW, 在输出端得到一个斯格明子; 如果只有一端有斯格明子, 其转化为的 DW 将不足以占据整个纳米线, 从而形成一个会湮没于纳米线中的不完整 DW, 由此实现逻辑上的 AND.

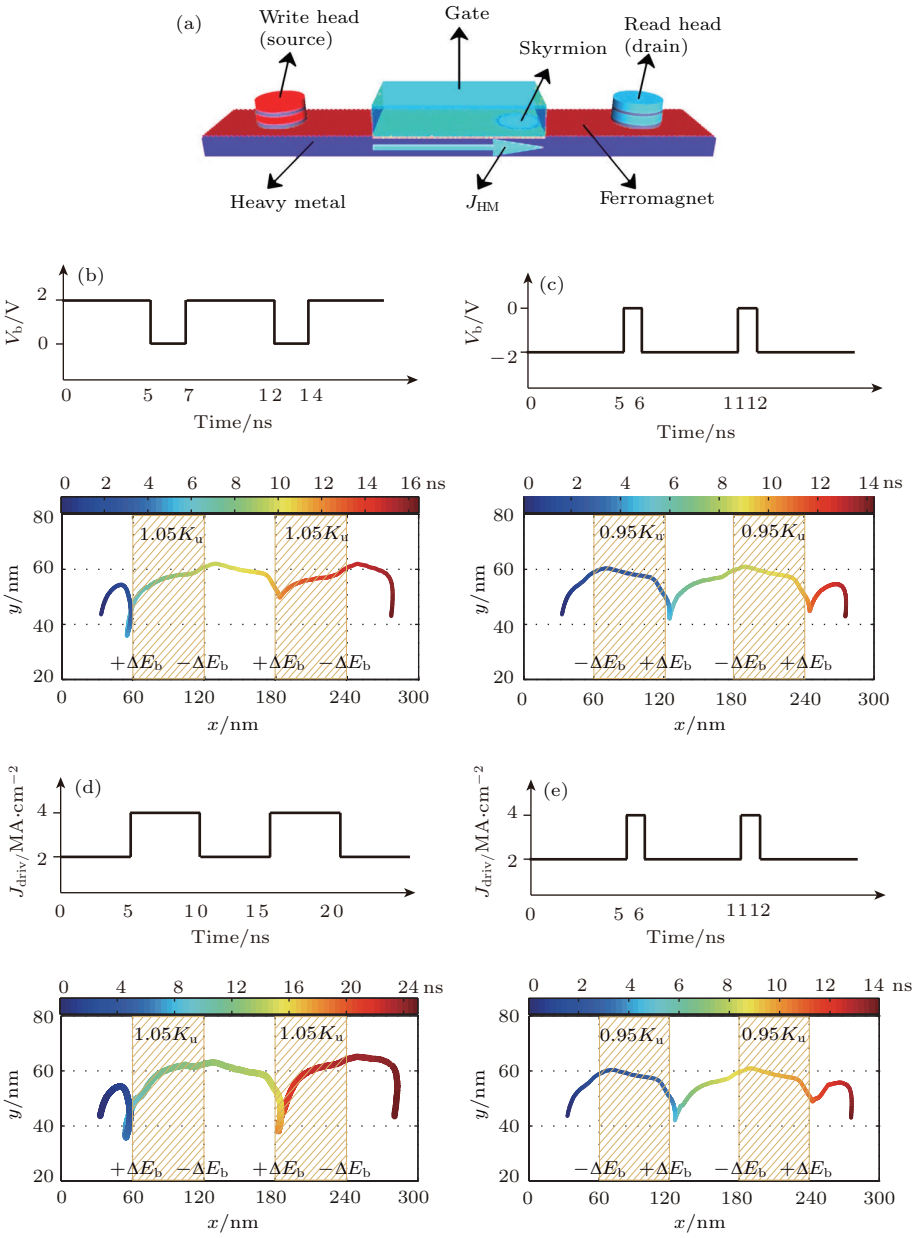


图 16 (a) 斯格明子晶体管示意图; (b)—(e) 利用改变驱动电流或者 VCMA 门电压控制斯格明子的运动

Fig. 16. (a) Schematic diagram of the skyrmion transistor; (b)–(e) manipulation of skyrmion motion by control of the driven current and VCMA gate.

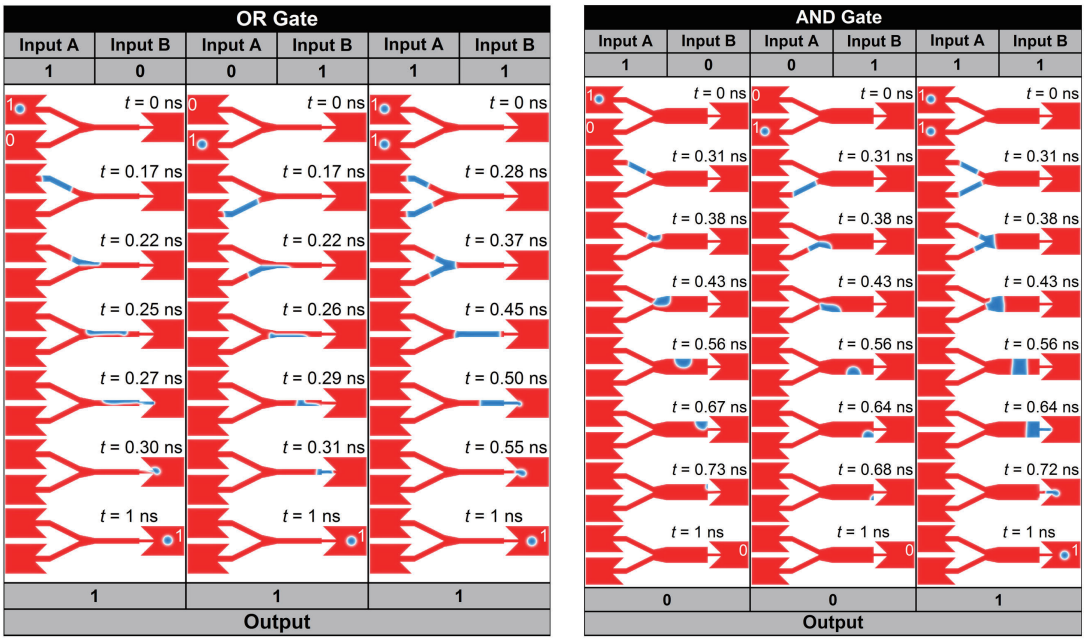


图 17 基于斯格明子与磁畴壁转换设计的逻辑“或门”(左) 及“与门”(右) [43]

Fig. 17. “OR” and “AND” gate based on the conversion between skyrmions and domain wall pairs [43].

6.3 斯格明子类脑器件

相较于传统的利用磁畴 (例如硬盘) 或是电荷 (例如闪存) 作为信息载体的器件, 斯格明子信息具有其独特的特点. 首先, 斯格明子是一种可编码的类粒子结构, 复数的斯格明子可以自然地聚集在一起形成多进制的信息, 并且通过斯格明子个数不同所导致的磁化分布不同进行区分. 其次, 由于斯格明子受电流驱动的运动完全可控, 使得该多进制信息与驱动电流紧密相关. 最后, 斯格明子由于其粒子特性, 当多个斯格明子聚集在一起时每一个斯格明子的位置具有一定的随机特性. 上述“多值”, “可控” 以及一定的“随机性” 特点使得斯格明子更加适合于神经网络相关应用.

根据以上特性, 我们设计了一种基于斯格明子的神经突触 [45], 如图 18 (a) 所示. 该设计的基本组成部分为突触前级和突触后级, 两者均处于同一纳米线铁磁层薄膜, 被中间具有高 PMA 的能量势垒所隔离. 在突触前级中, 利用 DW 转化等手段使得突触前级斯格明子数量达到饱和. 由于纳米线中心能量势垒的阻挡, 所有的斯格明子都被限制在突触前端, 形成该突触的初始状态. 当正/负向的外部的激励 (电流) 到达时, 斯格明子受到电流的驱动跨越能量势垒到达/离开突触后级, 其到达/离开的斯格明子个数完全取决于器件所受激励的大小和时间长短. 突触后端的整个区域被作为读取区, 利用 MTJ 或其他磁性探测器可以探知该区域的磁矩变化, 并以磁阻的形式反映出来. 定义该磁矩为整个突触器件的权重, 从上述工作过程可知, 外部激励在通过斯格明子突触后会改变斯格明子在突触后级分布的数量, 从而改变器件权重的大小, 即实现了神经突触的可塑性 (plasticity) 功能.

进一步的研究发现, 这一器件设计还同时满足了神经突触中的短时程突触可塑性 (short-term plasticity, STP) 以及长时程增强 (long-term potentiation, LTP) 功能, 如图 18 (b)—(e) 所示. 假定器件中所有激励电流具有相同的大小, 如图 18 (b) 所示, 在情况 1 中, 激励具有 1.5 ns 的持续时间和 5 ns 的间隔, 此时, 斯格明子有足够的时间在激励消失前越过势垒, 形成 LTP; 保持激励的频率, 减小持续时间到 1 ns (情况 3), 这一情况下, 斯格明子无法有效地翻越势垒, 当激励消失后器件完全返回到激励到达前的状态, 形成 STP, 如图 18 (d) 所示; 保持 1 ns 的激励持续时间, 将激励的频率提高为间隔 2 ns, 如图 18 (c) 情况 2 所示, 此时虽然单个的激励无法使斯格明子越过势垒, 但由于间隔较短, 下一个激励在斯格明子完全返回初始状态前到达, 在跨越势垒的能量上形成了积累. 斯格明子在多个激励作用下最终跨过势垒, 改变了器件权重, 形成 LTP. 由此可见, 激励的持续时间和频率决定了器件发生 STP 或是 LTP, 与神经网络中突触的设计相符. 这一器件设计是第一次将斯格明子运用于神经网络器件, 为后续的相关应用打下基础.

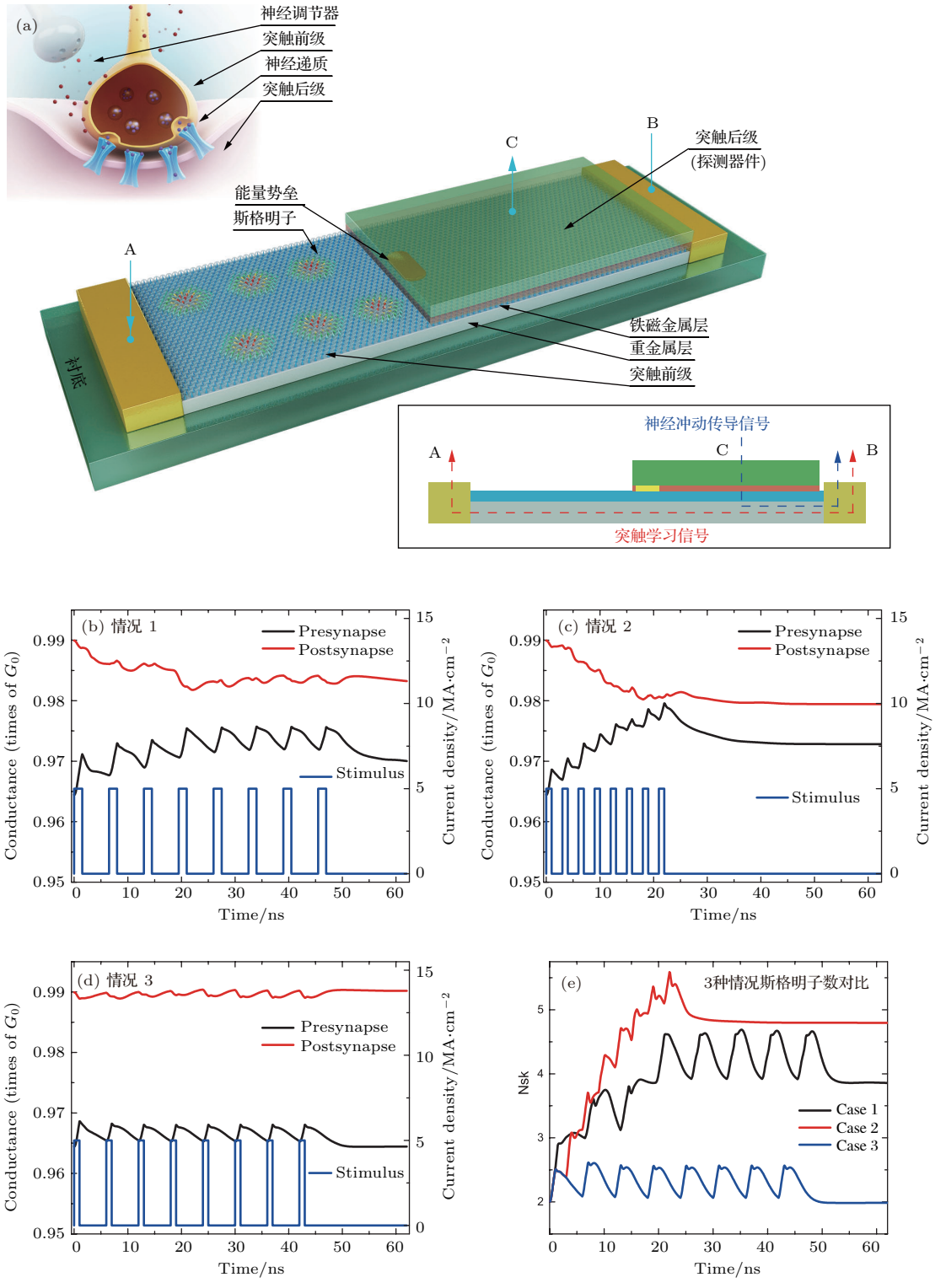


图 18 (a) 斯格明子神经突触结构示意图, 该器件首次利用斯格明子的可聚集特点实现了人工神经突触的 (d) STP 及 (b), (c) LTP 功能

Fig. 18. (a) Schematic diagram of a skyrmionic synapse. This device is designed based on the (d) short-term plasticity (STP) and (b), (c) long-term potentiation (LTP).

继斯格明子神经突触之后, 我们又提出了基于斯格明子的神经元设计, 如图 19 (a) 所示 [46]. 该设计利用了斯格明子在梯度 PMA 分布的纳米线上会自发地向低能量端运动的特点, 模仿神经元中的漏 - 收集 - 激发 (leaky-integrate-fir, LIF) 模型. 该模型的具体描述可以理解为神经元所同时具有的三种功能, 如图 19 (c) 所示: 能够随时间恢复原始状态 (漏), 能够收集前端神经元所发出的激发信号

(收集), 以及可以在收集信号达到阈值的时候产生一个激发信号 (激发).

整个器件的铁磁层被设计为具有梯度变化的PMA. 在PMA较低的一端 (写入端) 有斯格明子的产生单元, 在PMA较高的一端 (读取端) 为斯格明子的探测单元. 斯格明子由产生单元生成后由于受到纳米线上梯度能量分布的影响, 会趋向于保持在能量较低的写入端. 当由前级神经元产生的激发信号传入当前神经元时, 斯格明子会受到电流的驱动向具有较高能量的读取端运动. 在我们的设计中, 单个的激励信号并不能使斯格明子到达读取端, 斯格明子将会停在某一中间位置. 梯度能量分布使得斯格明子将自然地向低能量的写入端回落, 即形成了LIF模型中的"漏". 假如在斯格明子完全回到初始位置之前, 神经元接收到了另一激发信号, 则斯格明子将再一次向读取端运动, 其达到的位置不仅仅反映了当前的信号, 还积累了部分之前信号的贡献, 即LIF模型中的"收集"功能. 最后, 当积累的信号达到某一阈值, 斯格明子将到达读取端, 并通过探测单元向后端输出一激发信号, 完成LIF模型中的"激发". 这一设计巧妙地利用了斯格明子的物理特性, 将原本复杂的电路功能在一个简单的器件中实现, 证明了斯格明子在神经网络领域的潜在应用价值.

采取类似的思路, 将纳米线宽度设计为线性变化, 利用纳米线两端线性变化的排斥力代替由梯度PMA导致的线性排斥作用, 实现同样的LIF功能[47,128]. 相对于实现梯度PMA, 在实验和器件制备中改变纳米线宽度更加具有可操作性. 我们由此设计了一种基于该原理的新型人工神经元器件[47], 如图19 (b) 所示. 为了抵消斯格明子霍尔效应, 该器件被设计为双层铁磁层耦合结构[130]. 当受到电流作用产生运动时, 斯格明子所受到的纳米线边界的作用力会随着其位置的变化而逐渐增加, 从而产生符合LIF模型的运动模式, 如图19 (d) 所示.

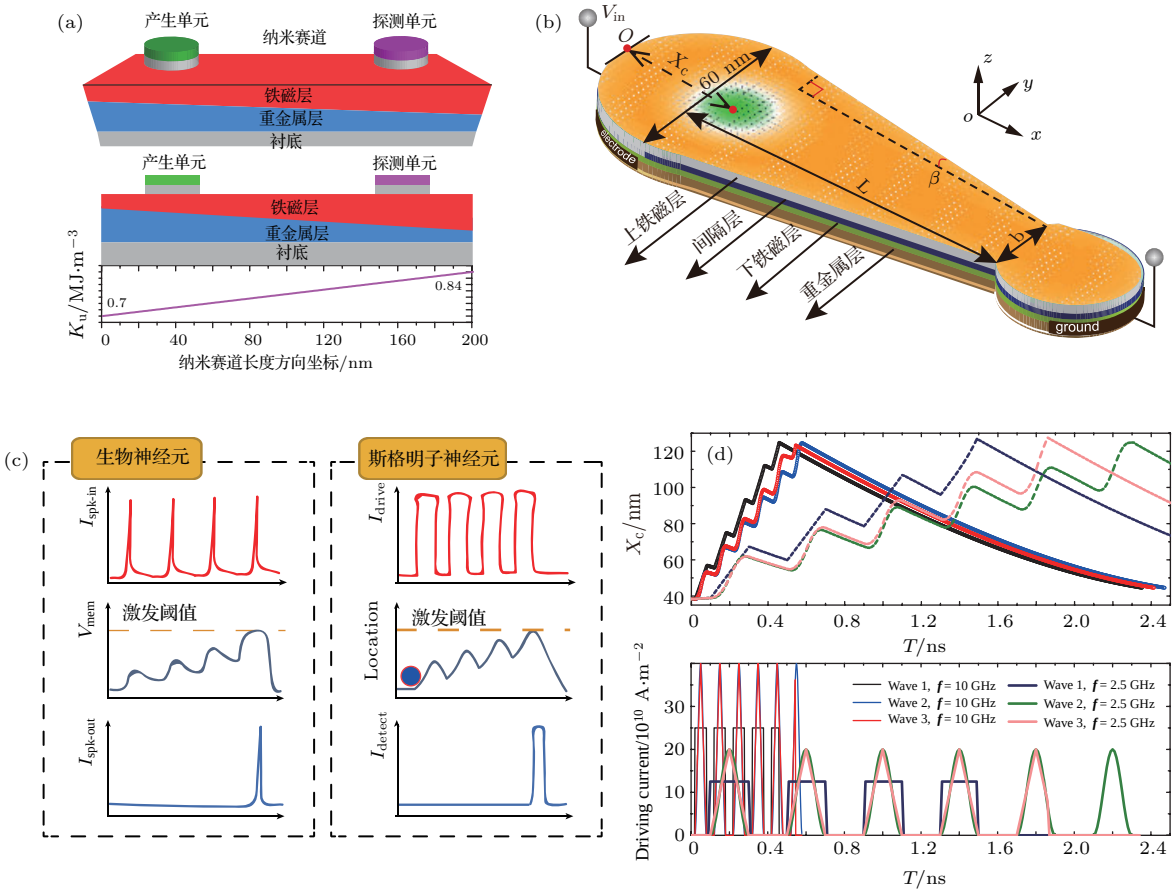


图19 (a) 基于PMA变化及 (b) 纳米线宽度变化设计的斯格明子神经元器件示意图; (c) 斯格明子神经元所实现的LIF功能信号与生物神经元信号对比; (d) 不同激发信号下斯格明子在宽度变化纳米线中的位置变化

Fig. 19. Schematic diagram of skyrmionic neuron based on controlling (a) PMA and (b) the width of nanotracks; (c) comparison of LIF signals from skyrmionic neurons to biological neurons; (d) the position change of a skyrmion in the wedged width nanotrack under different input current pulses.

7 斯格明子电子学未来的发展

7.1 当前斯格明子电子学所面临的问题和挑战

斯格明子凭借其特殊的拓扑性质以及所对应的尺寸小、易驱动、结构稳定等优点, 被认为是未来自旋电子器件中的理想信息载体. 自2009年首次在实验中被发现以来, 关于斯格明子性质及其应用的研究便成为学术界关注的热点. 但是在其实际应用的过程中仍然存在一些亟待解决的科学及技术问题.

1) 斯格明子器件的微纳电子器件集成

如前所述, 至今斯格明子作为信息载体所需要的写入、操作及读取等功能都已经独立地在实验中得到证实. 但是, 这些实验有的需要在低温下进行, 例如Wiesendanger团队[103,145]利用STM观测斯格明子并对其进行读写的实验, 有的则是研究斯格明子阵列[160,161]. 近年来, 室温下的斯格明子在多种材料结构中被发现[33,36,83], 但是仍然依赖于LTEM, MFM等外部实验设备进行成核及探测. 未来的一大挑战将是把单个斯格明子的产生、输运及探测利用电学的方法在室温下实现, 并集成到同一个微纳电子器件中.

2) 可实际应用的材料/结构体系

当前研究最广泛的斯格明子材料体系, 无论是斯格明子阵列还是单个的斯格明子, 都局限于具有中心反演对称性破缺的B20型体材料或是具有手性的铁磁薄膜, 例如MnSi等[24,26], FeCoSi[28,42], Cu_2OSeO_3[162]DM相互作用来自于材料体效应的体系, 或是Pt/Co等[34], Ta/CoFeB[36], Fe/Ir[27,103]由于多层薄膜不同层之间非对称产生的界面DM相互作用体系. 其中只有一少部分是能够在室温下稳定获得斯格明子的体系, 并且尚面临产生的斯格明子尺寸过大或是难以被驱动的问题. 另一方面, 斯格明子虽然在理论上能够克服材料中的缺陷进行输运, 但实验发现材料缺陷对斯格明子实际上具有明显的钉扎作用[34]. 因此, 适用于斯格明子器件的材料体系在满足室温稳定存在斯格明子的同时, 还应具备较高的薄膜质量. 近期研究表明, 非晶铁磁薄膜或许将能够解决薄膜质量问题, 例如非晶的Ta/CoFeB/MgO被发现优于具有晶体结构的Pt/Co/Ta结构[163,164]. 在斯格明子输运方面, 当前斯格明子器件的设计多依赖于电流驱动的斯格明子输运. 为了降低驱动电流密度, 需要材料具有更大的自旋霍尔角. 改变材料的自旋霍尔角往往会附带地改变其他诸如DM相互作用、垂直各向异性等参数. 综合考虑这些参数也是对当前材料体系的一大挑战. 最后, 考虑到相关器件的电流电压控制仍然依赖于现有的半导体工艺及器件技术, 因而斯格明子电子学所采用的材料体系还需要考虑与之相兼容.

3) 斯格明子的高效输运

斯格明子的输运相较于DW具有极低的阈值电流密度. 但是, 在信息传输等希望获得较高输运速率的情况下, 斯格明子的输运速率与DW相当. 前文所介绍的采用变化电压驱动斯格明子的方法可以在极低功耗下获得高速的输运[139], 但仍然亟待实验的论证. 此外, 由于斯格明子霍尔效应的存在, 斯格明子在受限纳米线中运动会发生一个垂直于纳米线的偏移[31,122]. 这不仅在一定程度上降低了斯格明子的运动速度, 还限制了其所能取得的最大输运速率. 如图7 (b)所示, 在大电流密度下, 纳米线边界将不足以提供足够抵消斯格明子霍尔效应的排斥力, 进而使得斯格明子发生湮没. 一种解决方案是利用反铁磁耦合的双层铁磁薄膜代替原设计中的铁磁层[165]. 由于上下两层中所产生的马格努斯力完全抵消, 斯格明子运动过程中将不会产生霍尔偏移. 另一种方案则是在纳米赛道两端添加防止斯格明子破坏的能量势垒[166]. 上述方法在理论上均能取得较好效果, 因此能够从实验中检验这些新方法将是未来的研究热点之一.

7.2 斯格明子电子学未来的应用前景

斯格明子有望将拓扑保护这一全新特性带入器件设计领域, 并带来许多全新的能耗和性能上的突破, 其应用前景主要体现在下述三个方面.

1) 提升自旋电子存储器件的性能

斯格明子小尺寸的特点意味着在相同芯片尺寸的情况下可以存储更多的信息. 同时, 更低的启动电流密度和电压控制的方法使得其信息操纵更加方便灵活, 甚至可以实现aJ/bit量级的超低功耗[139]. 拓扑保护的特点则决定了斯格明子可以作为稳定信息比特长时间存储. 由此, 斯格明子将有望实现自旋电子器件中的信息存储单元在可靠性、速度、存储密度等方面的全面提升.

2) 构建新型结构及功能自旋电子器件

斯格明子在各种外力作用下的运动模式都已经被广泛研究, 包括自旋极化电流的影响[32]、纳米线边界的影响[64]、斯格明子之间的相互作用[123]、铁磁材料能量分布的影响[129]等. 利用上述研究成果, 斯格明子的运动轨迹已经可以在理论上被精确控制, 从而设计出一些替换传统器件中需要复杂结构才能实现的功能. 例如, 利用斯格明子运动特点可以设计出具有高频稳定的信号发生器[167]; 传统的数据插入需要移动整个数列中所有数据, 而斯格明子所代表的数据则可以利用一个边路的纳米线自然地实现[168]; 可编程的逻辑器件也可以利用控制斯格明子的位置来更有效地实现[44].

3) 利用斯格明子的类粒子特点可以实现仿生器件

斯格明子的另一特性是作为类粒子结构, 复数的斯格明子可以自然聚集在一起表示一个多值的数据. 例如前文介绍的斯格明子神经突触[45]即是利用斯格明子个数的变化表达突触权重. 利用这一特点, 斯格明子作为信息载体将有效地突破二进制冯·诺依曼体系的限制. 在未来将有望实现多值、逻辑存储相结合的新型器件突破.

8 总 结

本文回顾了斯格明子的发现过程及其拓扑特性、器件应用等方面的研究现状, 探讨了相关自旋电子器件的应用前景, 并对当前所遇到的问题进行了讨论. 着眼于将斯格明子应用于电子器件及集成电路, 即斯格明子电子学, 本文重点讨论了斯格明子的电学写入、控制及读取功能; 详细介绍了斯格明子存储、逻辑及类脑计算器件. 在这些设计中, 斯格明子作为信息载体使得一些原本复杂的操作被极大地简化, 无论是功耗还是性能都得到了相应的提升, 展现出其在后摩尔时代的应用潜力. 尽管如此, 斯格明子电子器件离实际应用尚存在一些亟待解决的基础科学及技术问题, 需要在材料结构设计、控制方法及微纳集成技术等方面开展进一步深入的研究.

参考文献

[1] Moore G E 1965 *Electronics* **38** 114

[2] Waldrop M M 2016 *Nature* **530** 144

[3] Baibich M N, Broto J M, Fert A, van Dau F N, Petroff F, Eitenne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472

[4] Fert A 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517

[5] Julliere M 1975 *Phys. Lett. A* **54** 225

[6] Parkin S S P, Kaiser C, Panchula A, Rice P M, Hughes B, Samant M, Yang S H 2004 *Nat. Mater.* **3** 862

[7] Yuasa S, Nagahama T, Fukushima A, Suzuki Y, Ando K 2004 *Nat. Mater.* **3** 868

[8] Ikeda S, Hayakawa J, Ashizawa Y, Lee Y M, Miura K, Hasegawa H, Tsunoda M, Matsukura F, Ohno H 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 082508

[9] Albert F J, Katine J A, Buhrman R A, Ralph D C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3809

[10] Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, Myers E B, Ralph D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149

[11] Borge J, Gorini C, Vignale G, Raimondi R 2015 *Acta Phys. Pol. A* **127** 457

[12] Jamali M, Narayanapillai K, Qiu X, Loong L M, Manchon A, Yang H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 246602

[13] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C H, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213

[14] You L, Lee O, Bhowmik D, Labanowski D, Hong J, Bokor J, Salahuddin S 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 10310

[15] Zhao W, Wang Z, Peng S, Wang L, Chang L, Zhang Y 2016 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **46** 107306

[16] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556

[17] Wright D C, Mermin N D 1989 *Rev. Mod. Phys.* **61** 385

[18] Ho T L 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 742

[19] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S A, Rezayi E H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 16419

[20] Belavin A A, Polyakov A M 1975 *JETP Lett.* **22** 503

[21] Abanov A, Pokrovsky V L 1998 *Phys. Rev. B* **58** R8889

[22] Yang K, Moon K, Zheng L, MacDonald A H, Girvin S M, Yoshioka D, Zhang S C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 732

[23] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797

[24] Muhlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915

[25] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602

[26] Pappas C, Lelièvre-Berna E, Falus P, Bentley P M, Moskvin E, Grigoriev S, Fouquet P, Farago B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202

[27] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713

[28] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901

[29] Du H, Degrave J P, Xue F, Liang D, Ning W, Yang J, Tian M, Zhang Y, Jin S 2014 *Nano Lett.* **14** 2026

[30] Zhao X, Jin C, Wang C, Du H, Zang J, Tian M, Che R, Zhang Y 2016 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **113** 4918

[31] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 152

[32] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 839

[33] Moreau-Luchaire C, Moutafis C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, Van Horne N, Bouzehouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wohlhüter P, George J M, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 444

[34] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, 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 *Nat. Mater.* **15** 501

[35] Chen G, Mascaraque A, N'Diaye A T, Schmid A K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 242404

[36] 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 2015 *Science* **349** 283

[37] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 064406

[38] Yu G, Jenkins A, Ma X, Razavi S A, He C, Yin G, Shao Q, He Q L, Wu H, Li W, Jiang W, Han X, Li X, Bleszynski Jayich A C, Amiri P K, Wang K L 2018 *Nano Lett.* **18** 980

[39] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, Rønnow H M, Morikawa D, Taguchi Y, Tokura Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638

[40] Karube K, White J S, Reynolds N, Gavilano J L, Oike H, Kikkawa A, Kagawa F, Tokunaga Y, Rønnow H M, Tokura Y, Taguchi Y 2016 *Nat. Mater.* **15** 1237

[41] Li W, Jin C, Che R, Wei W, Lin L, Zhang L, Du H, Tian M, Zang J 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060409

[42] Münzer W, Neubauer A, Adams T, Mühlbauer S, Franz C, Jonietz F, Georgii R, Böni P, Pedersen B, Schmidt M, Rosch A, Pfleiderer C 2010 *Phys. Rev. B* **81** 041203

[43] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9400

[44] Luo S, Song M, Li X, Zhang Y, Hong J, Yang X, Zou X, Xu N, You L 2018 *Nano Lett.* **18** 1180

[45] Huang Y, Kang W, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Nanotechnology* **28** 08LT02

[46] Li S, Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2017 *Nanotechnology* **28** 31LT01

[47] Chen X, Kang W, Zhu D, Zhang X, Lei N, Zhang Y, Zhou Y, Zhao W 2018 *Nanoscale* **10** 6139

[48] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031

[49] Wiesendanger R 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16044

[50] Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040

[51] Lin Y S, Grundy P J, Giess E A 1973 *Appl. Phys. Lett.* **23** 485

[52] Garel T, Doniach S 1982 *Phys. Rev. B* **26** 325

[53] Takao S 1983 *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34** 1009

[54] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241

[55] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91

[56] Okubo T, Chung S, Kawamura H 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 017206

[57] Fert A R 1990 *Mater. Sci. Forum* **59–60** 439

[58] Fert A, Levy P M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1538

[59] Shibata K, Yu X Z, Hara T, Morikawa D, Kanazawa N, Kimoto K, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 723

[60] Braun H B 2012 *Adv. Phys.* **6** 1

[61] Kim B S, Shapere A D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 116805

[62] Yi S D, Onoda S, Nagaosa N, Han J H 2009 *Phys. Rev. B* **80** 054416

[63] Shiomi Y, Kanazawa N, Shibata K, Onose Y, Tokura Y 2013 *Phys. Rev. B* **88** 064409

[64] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 742

[65] Miao B F, Sun L, Wu Y W, Tao X D, Xiong X, Wen Y, Cao R X, Wang P, Wu D, Zhan Q F, You B, Du J, Li R W, Ding H F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 174411

[66] Sun L, Cao R X, Miao B F, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201

[67] Wang W, Zhang Y, Xu G, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z, Zhang X, Li X, Liu E, Wang S, Cai J, Wang F, Li J, Hu F, Wu G, Shen B, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887

[68] Zheng F, Li H, Wang S, Song D, Jin C, Wei W, Kovács A, Zang J, Tian M, Zhang Y, Du H, Dunin-Borkowski R E 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 197205

[69] Koshibae W, Nagaosa N 2016 *Nat. Commun.* **7** 10542

[70] Shen M, Zhang Y, Ou-Yang J, Yang X, You L 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 062403

[71] Zhang X, Xia J, Zhou Y, Wang D, Liu X, Zhao W, Ezawa M 2016 *Phys. Rev. B* **94** 094420

[72] Komineas S, Papanicolaou N 2015 *Phys. Rev. B* **92** 174405

[73] Brown W F 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 1937

[74] Gilbert T L 1955 *Phys. Rev.* **100** 1243

[75] Landau L, Lifshits E 1935 *Phys. Zeitsch. der Sow.* **8** 153

[76] Thiaville A, Nakatani Y, Miltat J, Suzuki Y 2005 *Europhys. Lett.* **69** 990

[77] Khvalkovskiy A V, Cros V, Apalkov D, Nikitin V, Krounbi M, Zvezdin K A, Anane A, Grollier J, Fert A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 020402

[78] Mehlin A, Xue F, Liang D, Du H F, Stolt M J, Jin S, Tian M L, Poggio M 2015 *Nano Lett.* **15** 4839

[79] Yu X, Degrave J P, Hara Y, Hara T, Jin S, Tokura Y 2013 *Nano Lett.* **13** 3755

[80] Wang C, Du H, Zhao X, Jin C, Tian M, Zhang Y, Che R 2017 *Nano Lett.* **17** 2921

[81] Jin C M, Du H F 2015 *Chin. Phys. B* **24** 128501

[82] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[83] Boulle O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Menteş T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O et al. 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 449

[84] Milde P, Kohler D, Seidel J, Eng L M, Bauer A, Chacon A, Kindervater J, Muhlbauer S, Pfleiderer C, Buhrandt S, Schutte C, Rosch A 2013 *Science* **340** 1076

[85] 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

[86] Du H, Ning W, Tian M, Zhang Y 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401

[87] Zhang L, Menzel D, Jin C, Du H, Ge M, Zhang C, Pi L, Tian M, Zhang Y 2015 *Phys. Rev. B* **91** 024403

[88] Zhang L, Han H, Ge M, Du H, Jin C, Wei W, Fan J, Zhang C, Pi L, Zhang Y 2016 *Sci. Rep.* **6** 22397

[89] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201

[90] Du H, Liang D, Jin C, Kong L, Stolt M J, Ning W, Yang J, Xing Y, Wang J, Che R, Zang J, Jin S, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 7637

[91] 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

[92] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C, Chen X, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504

[93] 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

[94] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 5148

[95] Finazzi M, Savoini M, Khorsand A R, Tsukamoto A, Itoh A, Duò L, Kirilyuk A, Rasing T, Ezawa M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177205

[96] Liu Y, Yin G, Zang J, Shi J, Lake R K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 152411

[97] Du H, Ning W, Tian M, Zhang Y 2013 *Europhys. Lett.* **101** 37001

[98] Liu Y, Du H, Jia M, Du A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 094425

[99] Liu Y, Yan H, Jia M, Du H, Du A 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 102402

[100] Kang W, Huang Y, Zheng C, Lü W, Lei N, Zhang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Sci. Rep.* **6** 23164

[101] Xia J, Huang Y, Zhang X, Kang W, Zheng C, Liu X, Zhao W, Zhou Y 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 153901

[102] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Phys. Rev. B* **93** 024415

[103] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636

[104] Hsu P J, Kubetzka A, Finco A, Romming N, von Bergmann K, Wiesendanger R 2016 *Nat. Nanotechnol.* **12** 123

[105] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652

[106] Heinonen O, Jiang W, Somaily H, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2016 *Phys. Rev. B* **93** 094407

[107] Yu G, Upadhyaya P, Li X, Li W, Kim S K, Fan Y, Wong K L, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 1981

[108] Volovik G E 1987 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **20** L83

[109] Yang S A, Beach G S D, Knutson C, Xiao D, Niu Q, Tsoi M, Erskine J L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 067201

[110] Hai P N, Ohya S, Tanaka M, Barnes S E, Maekawa S 2009 *Nature* **458** 489

[111] Barnes S E, Maekawa S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 246601

[112] Everschor-Sitte K, Sitte M 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 172602

[113] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 301

[114] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463

[115] Li Y, Kanazawa N, Yu X Z, Tsukazaki A, Kawasaki M, Ichikawa M, Jin X F, Kagawa F, Tokura Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117202

[116] Zang J, Mostovoy M, Han J H, Nagaosa N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804

[117] Lin S Z, Reichhardt C, Batista C D, Saxena A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214419

[118] Thiele A A 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 230

[119] Thiele A A 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 377

[120] Thiele A A 1969 *Bell Syst. Tech. J.* **48** 3287

[121] Stone M 1996 *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* **53** 16573

[122] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899

[123] Zhang X, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643

[124] Zhang X, Xia J, Zhao G P, Liu X, Zhou Y 2016 *IEEE Trans. Magn.* **53** 1500206

[125] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2015 *Sci. Rep.* **4** 6784

[126] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson J E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2017 *Nat. Phys.* **13** 162

[127] 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 I, Stoll H, Schütz G, Beach G S D, Kläui M 2017 *Nat. Phys.* **13** 170

[128] Chen X, Kang W, Zhu D, Zhang X, Lei N, Zhang Y, Zhou Y, Zhao W 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 202406

[129] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P K, Wang K L 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134411

[130] Zhang Y, Luo S, Yan B, Ou-Yang J, Yang X, Chen S, Zhu B, You L 2017 *Nanoscale* **9** 10212

[131] Kong L, Zang J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 67203

[132] Mochizuki M, Yu X Z, Seki S, Kanazawa N, Koshibae W, Zang J, Mostovoy M, Tokura Y, Nagaosa N 2014 *Nat. Mater.* **13** 241

[133] Wang C, Xiao D, Chen X, Zhou Y, Liu Y 2017 *New J. Phys.* **19** 083008

[134] Zhang X, Ezawa M, Xiao D, Zhao G P, Liu Y, Zhou Y 2015 *Nanotechnology* **26** 225701

[135] Ding J, Yang X, Zhu T 2015 *IEEE Trans. Magn.* **51** 1500504

[136] Zhang X, Müller J, Xia J, Garst M, Liu X, Zhou Y 2017 *New J. Phys.* **19** 065001

[137] Li Z, Zhang Y, Huang Y, Wang C, Zhang X, Liu Y, Zhou Y, Kang W, Koli S C, Lei N 2018 *J. Magn. Magn. Mater.* **455** 19

[138] Wang X, Gan W L, Martinez J C, Tan F N, Jalil M B A, Lew W S 2018 *Nanoscale* **10** 733

[139] Liu Y, Lei N, Wang C, Zhang X, Kang W, Zhu D, Zhou Y, Liu X, Zhang Y, Zhao W 2018 Arxiv Prepr. 1803.05615

[140] Yin G, Liu Y, Barlas Y, Zang J, Lake R K 2015 *Phys. Rev. B* **92** 024411

[141] Liang D, DeGrave J P, Stolt M J, Tokura Y, Jin S 2015 *Nat. Commun.* **6** 8217

[142] Crum D M, Bouhassoune M, Bouaziz J, Schweflinghaus B, Blügel S, Lounis S 2015 *Nat. Commun.* **6** 8541
[143] Hamamoto K, Ezawa M, Nagaosa N 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 112401
[144] Koshibae W, Kaneko Y, Iwasaki J, Kawasaki M, Tokura Y, Nagaosa N 2015 *Jpn. J. Appl. Phys.* **54** 053001
[145] Hanneken C, Otte F, Kubetzka A, Dupé B, Romming N, von Bergmann K, Wiesendanger R, Heinze S 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 1039
[146] Li C H, van't Erve O M J, Robinson J T, Liu Y, Li L, Jonker B T 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 218
[147] Bode M, Heinze S, Kubetzka A, Pietzsch O, Nie X, Bihlmayer G, Blügel S, Wiesendanger R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 237205
[148] Zhang S S L, Vignale G, Zhang S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 024412
[149] Gould C, Rüster C, Jungwirth T, Girgis E, Schott G M, Giraud R, Brunner K, Schmidt G, Molenkamp L W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 117203
[150] Liu G B, Li D, de Chatel P F, Wang J, Liu W, Zhang Z D 2016 *Chin. Phys. B* **25** 067203
[151] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M, Zhao G P, Zhao W 2015 *Sci. Rep.* **5** 11369
[152] Zhang X, Cai W, Zhang X, Wang Z, Li Z, Zhang Y, Cao K, Lei N, Kang W, Zhang Y, Yu H, Zhou Y, Zhao W 2018 Arxiv Prepr. 1803.05138
[153] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
[154] Kang W, Zheng C, Huang Y, Zhang X, Lü W, Zhou Y, Zhao W 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 1060
[155] Yu G, Upadhyaya P, Shao Q, Wu H, Yin G, Li X, He C, Jiang W, Han X, Amiri P K, Wang K L 2017 *Nano Lett.* **17** 261
[156] Kang W, Zheng C, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Lü W, Zhao W 2016 *IEEE Electron Device Lett.* **37** 924
[157] Kita K, Abraham D W, Gajek M J, Worledge D C 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 033919
[158] Schellekens A J, van den Brink A, Franken J H, Swagten H J M, Koopmans B 2012 *Nat. Commun.* **3** 847
[159] Shiota Y, Murakami S, Bonell F, Nozaki T, Shinjo T, Suzuki Y 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 043005
[160] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988
[161] White J S, Levatić I, Omrani A A, Egetenmeyer N, Prša K, Živković I, Gavilano J L, Kohlbrecher J, Bartkowiak M, Berger H, Rønnow H M 2012 *J. Phys. Condens. Matter* **24** 432201
[162] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
[163] Jiang W, Zhang W, Yu G, Jungfleisch M B, Upadhyaya P, Somaily H, Pearson J E, Tserkovnyak Y, Wang K L, Heinonen O, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2016 *AIP Adv.* **6** 055602
[164] Perez N, Martinez E, Torres L, Woo S H, Emori S, Beach G S D 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 189
[165] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293
[166] Purnama I, Gan W L, Wong D W, Lew W S 2015 *Sci. Rep.* **5** 10620
[167] Luo S, Zhang Y, Shen M, Ou-Yang J, Yan B, Yang X, Chen S, Zhu B, You L 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 112402
[168] Zhu D, Kang W, Li S, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2018 *IEEE Trans. Electron Devices* **65** 87

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Overview and advances in skyrmionics*

Zhao Wei-Sheng† Huang Yang-Qi Zhang Xue-Ying Kang Wang
Lei Na Zhang You-Guang

(*Fert Beijing Institute, BDBC, and School of Electronic and Information Engineering, Beihang Univeristy, Beijing 100191, China*)

(Received 28 March 2018; revised manuscript received 17 May 2018)

Abstract

Microelectronic technologies have been developing rapidly in the past half-century following the famous Moore's Law. However, this tendency is beginning to break down due to the thermal effects induced by the leakage current and data traffic. Spintronics sheds light on eliminating this bottleneck by using the spin degree of electron, which attracts great attention from both the academia and industry. The magnetic skyrmion is a particle-like spin texture with topological protection, envisioned as an energy efficient spintronic information carrier due to its nanoscale size, ultra-low driven energy, and high thermal stability. Recent research progress shows that the nucleation, transportation, and detection of skyrmion in room temperature, which affirm its potential application in electronics, lead to a new research field called skyrmionics.

In this review article, we first introduce the fundamental concepts and recent progress of magnetic skyrmions, from both the theoretical and experimental point of view. Different types of magnetic skyrmions have different properties due to their physical dynamics. We only focus on the skyrmions stabilized by Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) in the ultra-thin film structures as their small size, high mobility and room temperature stability can provide the perspectives for electronic devices. The skyrmions have already been extensively investigated from both the theoretical and experimental aspects in recent years. Micromagnetic simulation is the main approach to theoretically studying the dynamics of skyrmions and their applications. Most of the innovative skyrmionic devices have first been demonstrated by this method. Experimentally, skyrmions can be measured by various methods, such as the neutron scattering, Lorentz transmission electron microscopy, scanning X-ray transmission microscopy, polar magneto-optical Kerr effect microscope, etc.

In the third part of this paper, we present four basic functions of skyrmionic devices ranging from nucleation, motion, detection, to manipulation. The nucleation of skyrmions, corresponding to the information writing in skyrmionic devices, has been widely investigated. A skyrmion can be nucleated by conversion from domain wall pairs, local spin injection, local heating, and spin waves. Then, we focus on the current induced skyrmion motion and compare the two different torques: the spin transfer torque and the spin orbit torque. To read the data, it is necessary to detect skyrmions electrically. One way is to measure the topological Hall effect in a Hall bar. More commonly, skyrmions can be detected through magnetoresistance effects, i.e., giant magnetoresistance/anisotropic magnetoresistance, tunnel magnetore sistance, and non-collinear magnetoresistance, in a junction geometry. For manipulation, it is mainly demonstrated by the voltage controlled magnetic anisotropy (VCMA).

* Project supported by the Program of Introducing Talents of Discipline to Universities in China (Grant No. B16001), the International Collaboration Project from the Ministry of Science and Technology in China (Grant No. 2015DFE12880), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61501013, 61627813, 61571023).

† Corresponding author. E-mail: Weisheng.zhao@buaa.edu.cn

Finally we discuss several representative skyrmionic nano-devices in memory, logic, and neuromorphic applications. The magnetic tunnel junction and the racetrack are two common designs for skyrmionic memory devices. The former can store multiple values in one bit, and the latter can realize fast and efficient data transmission. To control the skyrmionic data in these memories, the VCMA effect is one of the promising approaches, which is used in several designs. For the skyrmionic logic devices, they can be divided into two main types: the transistor and the logic gate. However, until now, these ideas are only demonstrated in simulation, and more efforts in experiment are needed. Besides, novel devices such as artificial synapses and neurons can be realized more naturally by skyrmion due to its particle-like property.

In summary, skyrmionics is promising in several aspects, including performance improvement, emerging function and architecture design, and bio-inspired computing. Remarkable progress has been made in the past few years, however the device integration, the materials, and the data transmission still restrict its application. We hope this overview article may present a clear picture about skyrmionics and receive more attention, thus promoting its fast research and development in the future.

Keywords: skyrmion, spintronics, racetrack memory, neuromorphic devices

PACS: 12.39.–x, 85.75.–d, 85.70.Ay **DOI:** 10.7498/aps.67.20180554

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

周期性应变调控斯格明子在纳米条带中的运动

轩胜杰　柳艳

Control of skyrmion movement in nanotrack by using periodic strain

Xuan Sheng-Jie　Liu Yan

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137503 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20180031
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180031
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

R 型铁氧体 $BaFe_{4-x}Ti_{2+x}O_{11}$ 的化学组态以及磁性行为的研究
Magnetic property and electronic structure of $BaFe_{4-x}Ti_{2+x}O_{11}$
物理学报.2015, 64(11): 117501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.117501

探索基于人工超晶格 $LaFeO_3$-$YMnO_3$ 和自然超晶格 n-$LaFeO_3$-$Bi_4Ti_3O_{12}$ 薄膜多铁性
Exploring multiferroic materials based on artificial superlattice $LaFeO_3$-$YMnO_3$ and natural superlattice n-$LaFeO_3$-$Bi_4Ti_3O_{12}$ thin films
物理学报.2015, 64(9): 097502　http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097502

Voigt 位型下电介质/反铁磁/电介质结构二次谐波生成非倒易性研究
The nonreciprocal of second harmonic generation with dielectric/antiferromagnetic/dielectric structure in Voigt geometry
物理学报.2012, 61(18): 187501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.187501

自旋为 1/2 的 XY 模型亚铁磁棱型链的物性和有序-无序竞争
Properties and order-disorder competition of spin-1/2 XY model in the ferrimagnetic diamond chain
物理学报.2012, 61(18): 187502　http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.187502

一维反铁磁光子晶体光学双稳态效应研究
Optical Bi-stability in one-dimensional antiferromagnetic photonic crystal
物理学报.2012, 61(15): 157501　http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.157501

专题: 磁斯格明子

周期性应变调控斯格明子在纳米条带中的运动*

轩胜杰 柳艳†

(东北大学理学院, 沈阳 110819)

(2018 年 1 月 4 日收到; 2018 年 4 月 2 日收到修改稿)

斯格明子是一种拓扑稳定的手性自旋结构, 凭借其在磁性赛道存储器和自旋电子器件方面的巨大应用潜力而受到研究人员的广泛关注. 为了使斯格明子能够更好地应用于磁性赛道存储器, 研究斯格明子在纳米条带中的运动行为就变得非常重要. 本文主要研究了存在周期性应变的纳米条带中铁磁斯格明子和反铁磁斯格明子在电流驱动下的运动行为. 研究结果表明: 周期性应变使得驱动电流存在一个临界电流密度, 只有当电流密度大于临界电流密度时斯格明子才能够在纳米条带中连续移动. 临界电流密度随应变振幅的增加而增加, 随应变周期的增加而减小. 铁磁斯格明子在周期性应变的调制下会产生周期性运动, 轨迹为波浪式, 其横向速度受到边界的影响, 而纵向速度则与应变梯度成正比. 反铁磁斯格明子在周期性应变调控下运动方向不变, 但其移动速度则剧烈变化.

关键词: 斯格明子, 应变, 纳米条带

PACS: 75.50.Ee, 75.50.Gg, 75.78.Fg, 75.78.–n, 75.78.Cd **DOI:** 10.7498/aps.67.20180031

1 引 言

磁斯格明子是一种拓扑稳定且表现出粒子特性的手性自旋构型, 它可以在多种磁性材料中形成. 科研人员首先在B20族化合物MnSi中观察到斯格明子晶体的存在[1], 随后在具有体Dzyaloshinskii-Moriya (DM)相互作用的B20族的其他磁性材料[1−7]和具有界面DM相互作用的多层膜中也相继观察到斯格明子[8−10]. 由于斯格明子具有体积小, 稳定性好, 能耗低的优点, 被视为下一代磁存储的信息载体. 最近实验上又发现斯格明子可以在室温零场下存在, 这进一步推动其走向应用[11−16].

斯格明子作为信息载体, 最重要的应用在赛道存储器上. 赛道存储器的信号读写通过自旋极化电流驱动斯格明子移动来实现, 不像传统硬盘那样需要磁盘转动, 避免了器件的损坏也提高了读写速度. 因此要将基于斯格明子的赛道存储器推向应用, 对斯格明子在纳米条带中的移动行为的研究就至关重要. Fert等[17]和Iwasaki等[18]首先对纳米线中极化电流驱动下斯格明子的移动行为进行了模拟, 发现斯格明子沿驱动电流方向的移动速度不仅与电流密度成正比, 同时与非绝热系数和阻尼系数的比值也呈正比关系. 除了沿驱动电流方向的速度, 斯格明子也会沿垂直电流方向移动直到马格纳斯力与边界的排斥力达到平衡为止. 另外, 纳米线中的缺陷也对斯格明子的移动速度有影响[18,19]. 斯格明子移动也非常依赖材料类型和电流的驱动方式. 目前发现的斯格明子类型有“Bloch”型[2], “Neel”型[8]、反斯格明子[20,21]和反铁磁斯格明子等[22], 每一种类型的斯格明子都有其独特的移动特性. 电流驱动斯格明子也有两种方式, 一种是电流直接通入铁磁纳米线中, 利用自旋转移扭矩效应(STT)驱动斯格明子, 另一种是将电流通入重金属层中, 通过自旋霍尔效应(SHE)产生的自旋电流驱动斯格明子. 两种不同的驱动电流作用于不同类

* 国家自然科学基金 (批准号: 11774045) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 160504003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuyanphys@mail.neu.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

型的斯格明子上, 会有不同的移动方向和速度[23]. 除了通过改变材料类型、电流驱动方式来调控斯格明子的移动外, Kang 等[24,25] 也提出利用电压改变材料各向异性以调控斯格明子的运动. 在实际材料中, 材料本身内部还有可能存在应变, 或者可以通过施加应力的方式也可以使材料产生应变. 应变的存在会在体系内引入磁弹性能而改变体系能量, 进而改变磁矩分布[26−30]. 利用应变调控斯格明子已经在铁磁结构中得到了证明[31−33]. 日本的 Shibata 等[31] 证明了单轴拉伸应变使斯格明子变形并引起磁结构的变化, 我们近期的研究也证明了单轴应变能切割条纹畴产生斯格明子[33]. 因此, 研究应变对纳米条带中斯格明子的移动行为的影响是一个值得关注的课题, 该研究既有利于解释实际材料中由于材料本身内部应变引起的斯格明子移动行为改变的现象, 也可以找到利用应变操控斯格明子移动的方法.

本文通过微磁学模拟计算了存在周期性应变的纳米条带中斯格明子的运动行为, 包括铁磁斯格明子和反铁磁斯格明子. 研究结果表明: 周期性应变使得驱动电流存在一个临界电流密度, 只有当电流密度大于临界电流密度时斯格明子才能在纳米条带中连续移动. 铁磁斯格明子在周期性应变的调制下会产生周期性运动, 轨迹为波浪式, 其横向速度受到边界的影响, 而纵向速度则与应变梯度成正比. 反铁磁斯格明子在周期性应变调控下运动方向不变, 但其移动速度则剧烈变化.

2 模型和方法

为了充分研究周期性应变对斯格明子移动的影响, 我们选取铁磁和反铁磁两种类型的材料作为研究对象. 图 1 (a) 是 Co/Pt 铁磁双层纳米条带示意图, Co 薄膜覆盖在重金属 Pt 之上. 在该结构中, Co 与 Pt 的界面上存在着界面 DM 相互作用, 因而在 Co 膜中可以存在 Neel 型斯格明子. 选取的铁磁纳米条带长度为 800 nm, 宽度为 150 nm, 厚度为 0.4 nm. 图 1 (b) 为 $KMnF_3$ 反铁磁纳米条带示意图, 在该结构中存在体 DM 相互作用, 可以存在反铁磁斯格明子. 选取的 $KMnF_3$ 反铁磁纳米条带的长度为 420 nm, 宽度为 42 nm, 厚度为 3.36 nm. 两种材料的初始态都是在纳米条带左侧存在一个斯格明子, 其中铁磁斯格明子是拓扑数为 −1 的斯格明子. 两种材料中斯格明子的产生在理论上都已得到验证[34,35], 本文中斯格明子是通过施加垂直极化电流产生的. 为了驱动斯格明子移动, 我们给纳米条带通入沿 x 方向的电流.

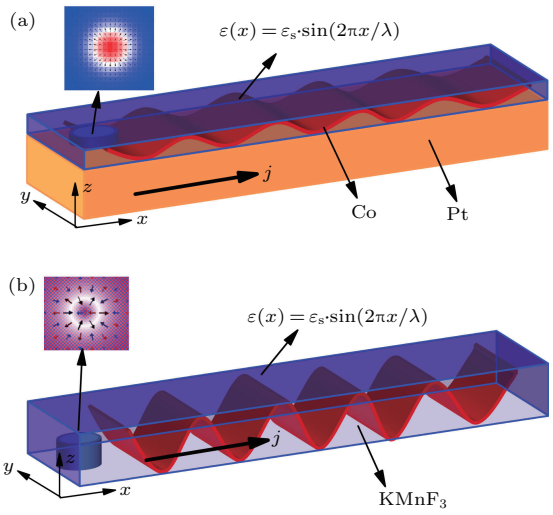


图 1 存在周期性应变的纳米条带模型 (a) 铁磁纳米条带模型; (b) 反铁磁纳米条带模型

Fig. 1. The sketch of the nanotrack with sinusoidal distributed strains: (a) Ferromagnetic nanostripe; (b) antiferromagnetism nanostripe.

在该电流驱动下斯格明子的动力学行为可以用包含自旋转移扭矩的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程来计算:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{m}}{\mathrm{d}t} =& -|\gamma|\,\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{eff}}+\alpha\left(\boldsymbol{m}\times\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{m}}{\mathrm{d}t}\right)\\ &+\mu\boldsymbol{m}\times\left(\frac{\partial\boldsymbol{m}}{\partial x}\times\boldsymbol{m}\right)\\ &+\beta\mu\left(\frac{\partial\boldsymbol{m}}{\partial x}\times\boldsymbol{m}\right),\end{aligned}\tag{1}$$

其中, $\boldsymbol{m}$ 是磁矩的单位矢量, γ 为旋磁比, α 为 LLG 阻尼系数. 方程后两项是自旋转移扭矩的作用项, 第三项为绝热项, 第四项为非绝热项, 其中 $\mu=\mu_{\mathrm{B}}jP/eM_{\mathrm{S}}$, M_{S} 是饱和磁化强度, j 是电流密度, P 是自旋极化率, μ_{B} 是玻尔磁子, e 是电子电量, β 是非绝热系数. 方程 (1) 中的有效场可以写成 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{eff}}=-1/(\mu_0 M_{\mathrm{S}})(\partial W/\partial\boldsymbol{m})$, 其中 μ_0 是真空磁导率, W 是系统总能量. 系统总能量包括 DM 相互作用能、交换能、退磁能、各向异性能和应变能. 体 DM 相互作用能密度为 $w_{\mathrm{DM}}=D\boldsymbol{m}\cdot(\nabla\times\boldsymbol{m})$, 而界面 DM 相互作用能密度为 $w_{\mathrm{DM}}=-D\boldsymbol{m}\cdot((\hat{\boldsymbol{z}}\times\nabla)\times\boldsymbol{m})$, 其中 D 是 DM 相互作用常数. 应变能可以写成[30]

$$W_{\mathrm{strain}}=-\frac{3}{2}\varepsilon E\lambda_{\mathrm{c}}(m\cdot\hat{n}_{\mathrm{s}})^2,\tag{2}$$

其中 ε 是应变, E 是杨氏模量, λ_c 是磁致伸缩系数.

本文中我们考虑给纳米条带施加沿 x 方向正弦变化的周期性应变. 其表达式为

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_S \cdot \sin\frac{2\pi x}{\lambda}, \tag{3}$$

其中 ε_S 是应变的振幅, λ 是应变的周期.

使用包含DM相互作用和自旋转移扭矩的微磁学模拟软件(OOMMF)[36]对斯格明子的动力学行为进行模拟. 模拟中使用参数如下: Co[17]的饱和磁化强度 $M_S = 5.8\times10^5$ A/m, 交换常数 $A = 15\times10^{-12}$ J/m, 垂直磁各向异性常数 $K = 8\times10^5$ J/m^3, DM相互作用常数 $D = 3\times10^{-3}$ J/m^2, 磁致伸缩系数 $\lambda_c = 50$ ppm, 杨氏模量 $E = 2.09\times10^{11}$ N/m^2, 格子尺寸为 $2\times2\times0.4$ nm^3; $KMnF_3$[37]的饱和磁化强度 $M_S = 3.76\times10^5$ A/m, 交换常数 $A = -6.59\times10^{-12}$ J/m, 垂直磁各向异性常数 $K = 1.16\times10^5$ J/m^3, DM相互作用常数 $D = 7\times10^{-4}$ J/m^2, 磁致伸缩系数 $\lambda_c = 50$ ppm, 杨氏模量 $E = 2\times10^{11}$ N/m^2, 格子尺寸为 $0.42\times0.42\times0.42$ nm^3. 一般情况下, 阻尼系数 $\alpha = 0.01$, 非绝热系数 $\beta = 0.04$, 自旋极化常数 $P = 0.5$.

3 结果与讨论

首先给出铁磁斯格明子的结果. 图2显示了铁磁斯格明子在不同电流密度下的运动轨迹, 其中 $\lambda = 120$ nm, $\varepsilon_S = 0.128\%$, 图中 x, y 分别表示斯格明子位置矢量沿 x, y 方向的分量, 斯格明子的位置指的是其拓扑中心的位置. 我们发现电流密度较小时斯格明子不能在纳米条带中连续向前移动, 其运动轨迹如图2(a)所示. 斯格明子首先在电流驱动下向前移动, 但在斯格明子向前运动过程中受到应变势垒的阻碍, 应变势垒随着应变值的增加而逐渐增加, 如果电流密度不足以克服该势垒, 斯格明子就不能越过应变壁垒而折返, 最终形成螺旋轨迹. 当电流密度增加到至一定值时, 斯格明子才可以在纳米条带中连续向前移动, 但在周期性应变的调制下, 其轨迹呈波浪形, 如图2(b)所示. 定义两种移动行为的电流密度临界值为临界电流密度 j_c, 斯格明子在纳米条带中能形成稳定的波浪式移动的临界电流密度随应变振幅和应变周期的变化如图3所示. 我们发现, 临界电流密度 j_c 随着应变振幅 ε_S 的增加而增加, 随着应变周期 λ 的增加而减小.

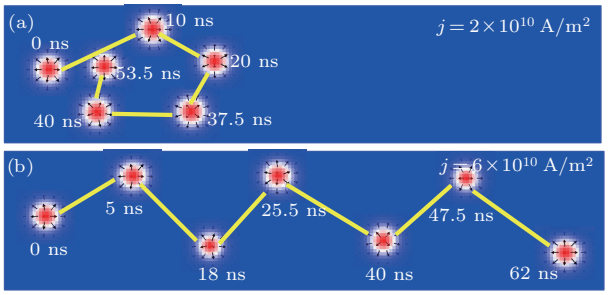


图2 不同电流密度下铁磁斯格明子的移动轨迹示意图

Fig. 2. The skematic trajectory of the skyrmion for different current densities.

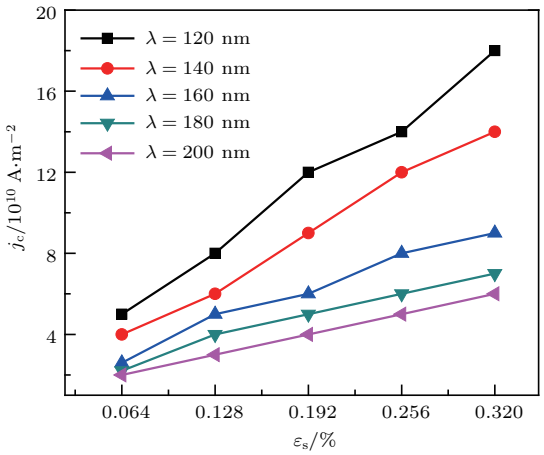


图3 不同应变周期下斯格明子能连续移动的临界电流密度随应变振幅的变化

Fig. 3. The threshold current density of skyrmion as a function of ε_S for different λ.

下面对铁磁斯格明子在纳米条带中波浪式前进的移动行为进行深入研究. 图4(a)显示了电流密度 $j = 8\times10^9$ A/m^2, $\lambda = 160$ nm 时, 不同应变振幅下斯格明子的移动轨迹. 当 $\varepsilon_S = 0$ 时, 斯格明子的运动轨迹是稍有倾斜的直线, 这是因为在模拟过程中我们采用的参数是 $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.04$, 非绝热参数与阻尼系数之比大于1, 会引起斯格明子沿 $+y$ 方向移动. 当施加周期性应变时, 斯格明子的运动轨迹呈现波浪式, 并且斯格明子在 y 方向上的位移随着 ε_S 增大而增大. 我们进一步计算了斯格明子移动时 x 方向的速度 v_x 和 y 方向的速度 v_y. 图4(b)显示的是 v_x 在不同应变振幅 ε_S 下随 x 的变化曲线. 从图中可以看出, 当 $\varepsilon_S = 0$ 时, 斯格明子以恒定的速度 v_x 运动. 施加周期性应变后, v_x 的值出现峰值, 而当仔细观察时, 还可以看到谷值的存在. 该峰值和谷值随着应变振幅的增加而增

加, 且该峰值和谷值都是周期性出现. 图4 (c) 显示了 v_y 随 x 的变化曲线, 从图中可以看出, 当 $\varepsilon_S = 0$ 时, 斯格明子的 y 方向的速度 v_y 基本为常数, 而当 $\varepsilon_S = 0.128\%$ 和 $\varepsilon_S = 0.256\%$ 时, v_y 呈现周期性变化, 并且随着应变振幅的增大, v_y 变化的幅度也增大.

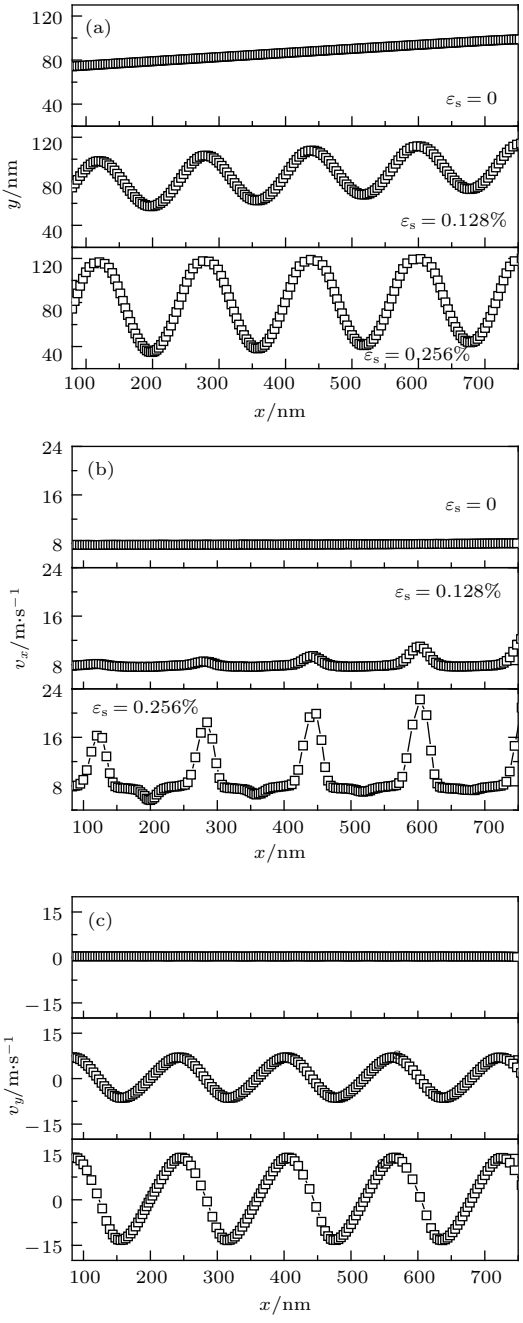


图4 (a) 不同应变振幅时斯格明子的轨迹图; (b) 不同应变振幅时斯格明子的 v_x 随 x 的变化; (c) 不同应变振幅时斯格明子的 v_y 随 x 的变化

Fig. 4. (a) The trajectory of skyrmion for different strain amplitudes; (b) v_x as a function of x for different strain amplitudes; (c) v_y as a function of x for different strain amplitudes.

为了进一步分析铁磁斯格明子移动过程中速度的变化规律, 图5 (a) 中总结了当电流密度 $j = 8 \times 10^{10}$ A/m^2, $\varepsilon_S = 0.192\%$, $\lambda = 160$ nm时应变、斯格明子的运动轨迹、直径 D_S, v_x 和 v_y 随 x 的变化曲线. 从图中可以看出以下几点: 1) 斯格明子的轨迹、速度以及直径 D_S 的变化周期与应变的周期完全一致, 其中 D_S 与 ε_S 变化趋势相反, 本文中斯格明子的直径指的是斯格明子构型中 z 方向的磁矩分量 $m_z = 0$ 所对应的圆的直径; 2) v_x 的峰值出现在 y 值达到峰值时, 而 v_x 的谷值出现在 y 值达到谷值时, 这表明当斯格明子接近纳米条带的上边界时, v_x 变大, 形成峰值, 但当斯格明子接近纳米条带的下边界时, v_x 变小, 形成谷值; 这一现象表明本文所研究的拓扑数为 -1 的铁磁斯格明子接近纳米条带的上边界时沿 x 方向的移动速度增加, 而接近下边界时沿 x 方向的移动速度减小; 图5 (b) 给出了 v_x 随斯格明子纵向位置 y 的变化曲线, 可以看出, 当 45 nm $< y <$ 100 nm时, v_x 基本保持不变, 这是因为斯格明子在纳米条带的中心线附近运动, 边界对其作用力相对比较小, 所以 v_x 的变化比较缓慢; 当 $y >$ 100 nm 时, 斯格明子接近上边界, v_x 就快速增大, 其最大值达到17.5 m/s, 这是无应变情况下的2倍多; 反过来, 随着斯格明子接近纳米条带的下表面 (y 值较小处), 斯格明子的移动速度则变小; 3) v_y 沿 $+y$ 方向的最大值出现在 D_S 增加最快的位置, 同时也是 ε_S 减小最快的位置, 反过来, v_y 沿 $-y$ 方向的最大值出现在 D_S 减小最快的位置, 同时也是 ε_S 增加最快的位置. 上述特征表明 v_y 的变化与 ε 的变化梯度有关. 图5 (c) 显示了 v_y 随应变沿 x 方向的梯度 $\mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}x$ 的变化曲线, 可以看出 v_y 与 $\mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}x$ 成反比. 当 ε 的斜率为正的最大时, v_y 沿 $-y$ 方向达到最大, 而当 ε 的斜率为负的最大时, v_y 沿 $+y$ 方向达到最大. v_y 随应变梯度的变化表明当应变沿 x 方向减小时, v_y 为正, 斯格明子向纳米条带的上边界方向运动, 当应变沿 x 方向增大时, v_y 为负, 斯格明子向纳米条带的下边界方向运动, 所以随着应变沿 x 方向周期变化, 斯格明子在纳米条带中上下振荡. 以上关于铁磁斯格明子移动速度的分析表明其在 x 方向的移动速度与边界作用有关, 而其在 y 方向的移动速度与应变梯度有关. 我们知道斯格明子可以看作是一种无质量的非牛顿粒子, 其移动行为可以用 Thiele 方程描述[18], 该类型的粒子 x 方向的速度变化是对 y 方向作用力的响应,

而 y 方向的速度变化是对 x 方向作用力的响应. 本文所采用的模型中, 纳米条带上边界对斯格明子的排斥力沿着 $-y$ 方向, 引起 v_x 增加, 而下边界排斥力沿着 $+y$ 方向, 引起 v_x 减小. 而 x 方向的作用力则来源于斯格明子沿 x 方向移动时应变能的变化. 应变梯度越大, 应变能随 x 的变化就越明显, 产生的 x 方向作用力的值也就越大, 对应的 v_y 的绝对值也就越大, 这一点与图 5 (c) 显示的结果完全一致.

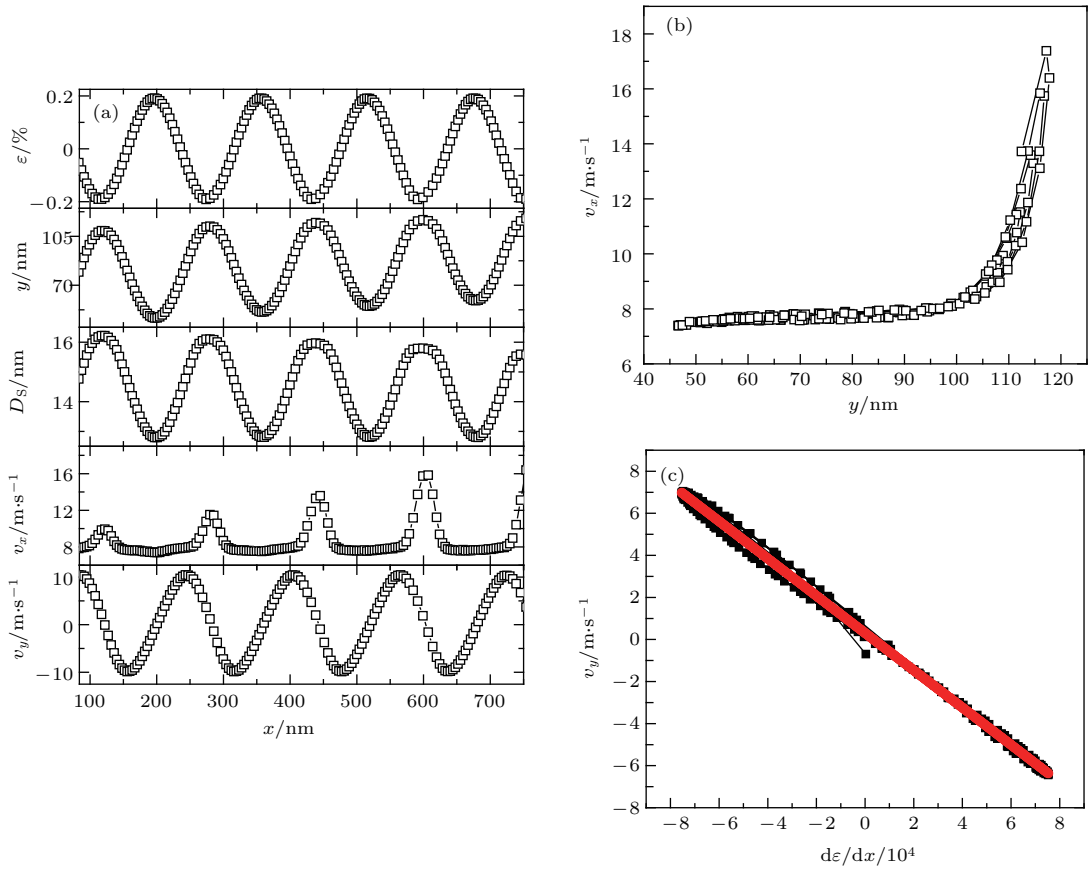


图 5 (a) 斯格明子的运动特征参数 ε, y, D_S, v_x 和 v_y 随 x 的变化; (b) v_x 随 y 的变化; (c) v_y 随 $\varepsilon/\mathrm{d}x$ 的变化

Fig. 5. (a) The movement parameters ε, y, D_S, v_x, and v_y of the skyrmion as a functinon of x; (b) v_x as a function of y; (c) v_y as a function of the strain gradient $\mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}x$.

为了进一步验证上述结论, 我们对比了电流密度 $j = 8\times10^{10}$ A/m^2, $\varepsilon_S = 0.064\%$, $\lambda = 160$ nm 时, 斯格明子在 $\alpha = \beta$, $\alpha > \beta$ 和 $\alpha < \beta$ 三种情况下的运动情况. 图 6 (a) 显示了 $\alpha = \beta = 0.01$ 时斯格明子在纳米条带的移动情况. 斯格明子在纳米条带中心线上下波动, v_x 的变化幅度很小, 在 7.62—7.86 m/s 之间变化, 并且 v_x 的变化趋势基本是正弦曲线. 当 $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.04$ 时, 斯格明子的整体运动趋势是向纳米条带的上边界方向移动, v_x 的峰值是逐渐增大的, 如图 6 (b) 所示. 当 $\alpha = 0.04$, $\beta = 0.01$ 时, 斯格明子的整体运动趋势是朝向纳米条带的下边界方向, 此时 v_x 的峰值很小, 但谷值却很明显, 且谷值越来越小, 如图 6 (c) 所示. 以上结果进一步验证了拓扑数为 -1 的铁磁斯格明子的 v_x 受到上下边界的影响是不同的, 即上边界使得 v_x 逐渐增大, 而下边界使得 v_x 减小. 另外, 从图中可以看出三种情形中 v_y 的周期性变化完全相同, 表明 v_y 与上下边界没有关系, 它主要是与纳米条带中应变沿 x 方向的变化梯度有关.

下面给出周期性应变调控反铁磁斯格明子的结果. 在反铁磁纳米条带中也存在着临界电流密度值. 图 7 (a) 表示在不同应变周期下, 平面电流驱动反铁磁斯格明子的临界电流密度 j_c 随应变振幅 ε_S 的变化情况. 可以看到 j_c 随 ε_S 的增加而增加, 随 λ 的增大而减小. 与铁磁斯格明子相比, 反铁磁斯格明子所需的临界电流密度更大, 说明反铁磁斯格明子对应变的响应更明显.

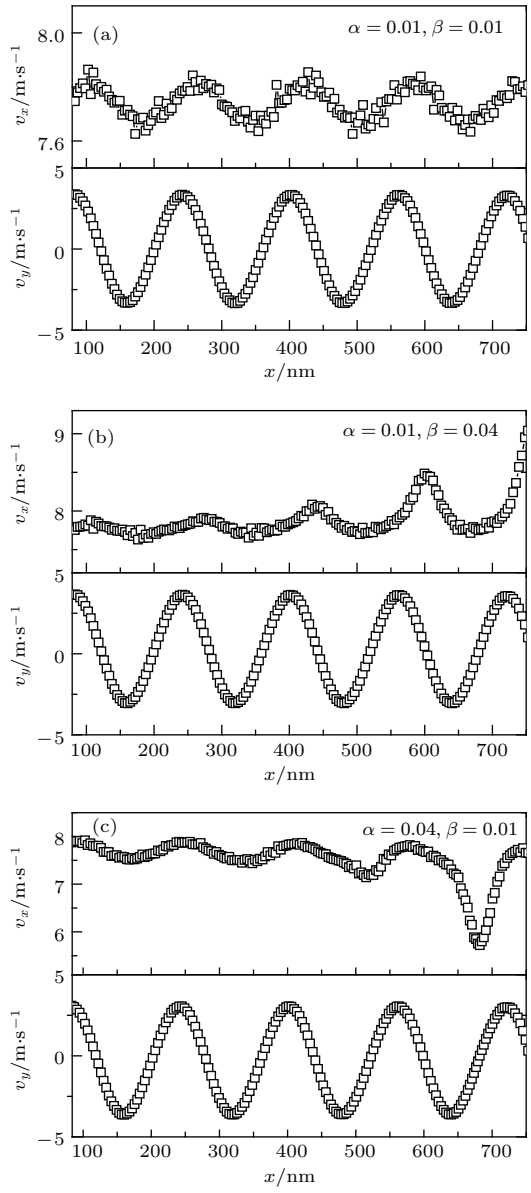


图 6 不同 α 和 β 情况下斯格明子速度随 x 的变化 (a) $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.01$; (b) $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.04$; (c) $\alpha = 0.04$, $\beta = 0.01$

Fig. 6. The velocity of skyrmion as a function of x for different α and β: (a) $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.01$; (b) $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.04$; (c) $\alpha = 0.04$, $\beta = 0.01$.

图 7 (b) 显示了应变、反铁磁斯格明子的运动轨迹、直径 D_S、速度 v 随 x 的变化曲线, 其中 $\lambda = 120$ nm, $\varepsilon_S = 0.128\%$, $j = 2 \times 10^{10}$ A/m^2. 在电流的驱动下, 反铁磁斯格明子始终沿着纳米条带的中心线运动, 其轨迹是一条水平直线, 并没有出现铁磁斯格明子的波浪形轨迹. 虽然轨迹并没有呈现出波浪形, 但是施加应变后反铁磁斯格明子的直径发生了剧烈变化, 其直径 D_S 与应变 ε_S 成反比. 其次, 反铁磁斯格明子的移动速度受到周期性应变的调制, 也成周期性变化. 其速度主要是与应变梯

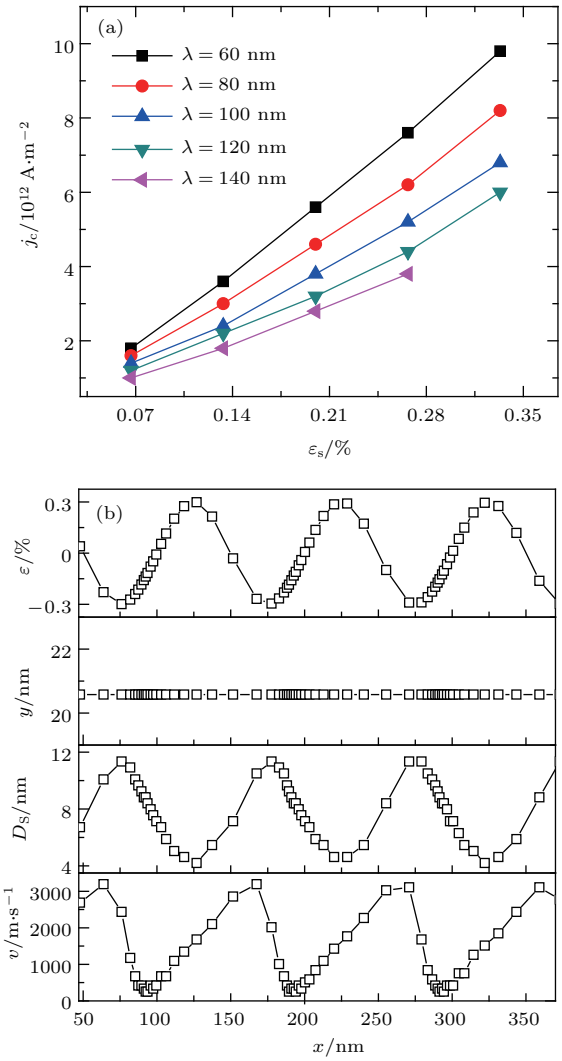


图 7 (a) 不同应变周期下平面电流驱动反铁磁斯格明子运动的临界电流密度随应变振幅的变化; (b) 反铁磁斯格明子的运动特征参数 ε, y, D_S 以及 v 随 x 的变化.

Fig. 7. (a) The threshold current density of antiferromagnetic skyrmion driven by the in-plane current as function of ε_S for different λ; (b) the movement parameters ε, y, D_S, and v of the antiferromagnetic skyrmion as a function of x.

度有关: 当应变的斜率最大时, 速度 v 的值最小; 当应变的斜率最小时, 速度 v 的值最大.

从图 7 (b) 还可以发现反铁磁斯格明子的速度变化幅度很大, 最大速度 v_{max} 可以达到大约 3000 m/s, 最小速度 v_{min} 几乎为零, 说明反铁磁斯格明子速度对应变的响应比铁磁斯格明子更加明显. 综上, 我们发现周期性变化的应变不改变反铁磁斯格明子的运动方向, 但是可以调控其尺寸的大小以及速度的大小.

最后需要说明的是, 本文中考虑的应变能采用了 Kittle 磁弹相互作用理论 [38]. 而近期 Hu 和 Wang 等 [39] 得出了针对 B20 族手性磁体的普适性

磁弹理论. 本文所采用的应变能公式((2)式)相当于其中只考虑了z方向的应变ε_{33}, 并假设磁弹耦合系数$L_2 = K = 0$所对应的情况. 做如此假设是基于两点考虑: 1) 本文模拟的铁磁对象是Co, 该材料中的DMI的来源界面交换作用, 与B20磁体并不相同; 2) Co是垂直各向异性很强的材料, 因此垂直方向的应变对于改变斯格明子的大小有比较明显的影响. 然而对于一般的立方晶系手征磁体, L_2一般不为0, 因此L_2项对于斯格明子在周期应变场作用下的动力学行为的影响仍是个值得探讨的问题.

4 总 结

本文主要研究了周期性应变对铁磁斯格明子和反铁磁斯格明子在纳米条带中运动行为的影响. 计算表明只有当电流密度大于临界电流密度时, 斯格明子才能在纳米条带中连续移动. 在周期性应变的调控下, 铁磁斯格明子在纳米条带中波浪式前行, 其运动轨迹、直径及其速度都是成周期性变化, 其横向速度受到边界的影响, 而纵向速度则与应变梯度成反比. 周期性应变不改变反铁磁斯格明子的运动方向, 但是可以调控其直径和速度, 其移动速度在周期性应变的作用下剧烈变化.

参考文献

[1] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915

[2] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901

[3] Shibata K, Yu X Z, Hara T, Morikawa D, Kanazawa N, Kimoto K, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 723

[4] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[5] Franz C, Freimuth F, Bauer A, Ritz R, Schnarr C, Duvinage C, Adams T, Blügel S, Rosch A, Mokrousov Y, Pfleiderer C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 186601

[6] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, Rønnow H M, Morikawa D, Taguchi Y, Tokura Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638

[7] Tanigaki T, Shibata K, Kanazawa N, Yu X, Onose Y, Park H S, Shindo D, Tokura Y 2015 *Nano Lett.* **15** 5438

[8] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713

[9] Sonntag A, Hermenau J, Krause S, Wiesendanger R 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 077202

[10] Chen G, Mascaraque A, N'Diaye A T, Schmid A K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 242404

[11] Peng L, Zhang Y, Wang W, He M, Li L, Ding B, Li J, Sun Y, Zhang X G, Cai J, Wang S, Wu G, Shen B 2017 *Nano Lett.* **17** 7075

[12] Boulle O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Mentes T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigné Y, Stashkevich A, Mourad Chérif S, Aballe L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 449

[13] Yu G, Upadhyaya P, Li X, Li W, Kim S K, Fan Y, Wong K L, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 1981

[14] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, 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 *Nat. Mater.* **15** 501

[15] Yu G, Jenkins A, Ma X, Razavi S A, He C, Yin G, Shao Q, He Q L, Wu H, Li W, Jiang W, Han X, Li X E, Bleszynski Jayich A C, Amiri P K, Wang K L 2018 *Nano Lett.* **18** 980

[16] Karube K, White J S, Morikawa D, Bartkowiak M, Kikkawa A, Tokunaga Y, Arima T, Rønnow H M, Tokura Y, Taguchi Y 2017 *Phys. Rev. Mater.* **1** 074405

[17] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 839

[18] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 742

[19] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463

[20] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 5148

[21] 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

[22] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203

[23] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784

[24] Kang W, Huang Y, Zheng C, Lü W, Lei N, Zhang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Sci. Rep.* **6** 23164

[25] Kang W, Zheng C, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Lü W, Zhao W 2016 *IEEE Electron Device Lett.* **37** 924

[26] Parkes D E, Cavill S A, Hindmarch A T, Wadley P, McGee F, Staddon C R, Edmonds K W, Campion R P, Gallagher B L, Rushforth A W 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 072402

[27] Cavill S A, Parkes D E, Miguel J, Dhesi S S, Edmonds K W, Campion R P, Rushforth A W 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 032405

[28] Jäger J V, Scherbakov A V, Linnik T L, Yakovlev D R, Wang M, Wadley P, Holy V, Cavill S A, Akimov A V, Rushforth A W, Bayer M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 032409

[29] Lei N, Devolder T, Agnus G, Aubert P, Daniel L, Kim J V, Zhao W, Trypiniotis T, Cowburn R P, Chappert C, Ravelosona D, Lecoeur P 2013 *Nat. Commun.* **4** 1378

[30] Ostler T A, Cuadrado R, Chantrell R W, Rushforth A W, Cavill S A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 067202

[31] Shibata K, Iwasaki J, Kanazawa N, Aizawa S, Tanigaki T, Shirai M, Nakajima T, Kubota M, Kawasaki M, Park H S, Shindo D, Nagaosa N, Tokura Y 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 589

[32] Nii Y, Nakajima T, Kikkawa A, Yamasaki Y, Ohishi K, Suzuki J, Taguchi Y, Arima T, Tokura Y, Iwasa Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 8539

[33] Liu Y, Lei N, Zhao W, Liu W, Ruotolo A, Braun H B, Zhou Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 022406

[34] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795

[35] Yuan H Y, Wang X R 2016 *Sci. Rep.* **6** 22638

[36] Donahue M J, Porter D G 1999 *OOMMF User's Guid. Version 1.0 Gaithersburg, MD:* Interag. Rep. NISTIR 6376, NIST

[37] Saiki K 1972 *J. Phys. Soc. Jpn.* **33** 1284

[38] Kittle C 1949 *Rev. Mod. Phys.* **19** 541

[39] Hu Y, Wang B 2017 *New J. Phys.* **19** 123002

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Control of skyrmion movement in nanotrack by using periodic strain*

Xuan Sheng-Jie Liu Yan†

(*College of Sciences, Northeastern University, Shenyang 110819, China*)

(Received 4 January 2018; revised manuscript received 2 April 2018)

Abstract

Magnetic skyrmions are a topologically stable and particle-like chiral spin configuration. They are appealing because of their potential applications in racetrack memory and other spintronic devices. These applications are strongly dependent on the skyrmion motion in confined geometry. Therefore, it is important to study the moving behaviors of skyrmions in a nanotrack to make them have more practical applications. Mechanical strain and stress have been demonstrated theoretically and experimentally to be able to effectively control the skyrmion phase. It can stabilize the skyrmion lattice in a broad range, and change the shape of the skyrmion crystal. In this paper, we study the moving behaviors of ferromagnetic skyrmions and antiferromagnetic skyrmions under the action of sinusoidally distributed strain in a nanotrack by using micromagnetic simulation. We assume that strain is uniaxial and perpendicular to the plane of the nanotrack. Its strength varies sinusoidally along the x-axis. Meanwhile, we apply an in-pane current along the nanotrack to drive the skyrmion moving towards the right side. We first find that there is a threshold current density that is defined as the minimum current that can drive skyrmion moving continuously. When the current density is larger than the threshold current density, the skyrmion can move continuously in the nanotrack. The threshold current density increases with the amplitude of strain increasing, but decreases with the period of strain increasing. Second, we find that the trajectory of skyrmion changes under the action of the sinusoidal distributed strains. For ferromagnetic skyrmion, its trajectory changes from straight line to periodic wavy line. Also, we find that the longitudinal velocity of skyrmion is affected by the boundary of the nanotrack. When the skyrmion is close to the upper boundary of the nanotrack, the longitudinal velocity increases sharply and it will form a peak in the velocity curve, but when the skyrmion is close to the lower boundary of the nanotrack, the longitudinal velocity decreases and it will form a valley in the velocity curve. The transverse velocity of skyrmion relates to the strain gradient. It is inversely proportional to the strain gradient. For antiferromagnetic skyrmion, we find that the movement trajectory of antiferromagnetic skyrmion does not change under the stress control. However, its diameter and velocity change periodically. Its velocity can vary between 10^3 m/s and 0. Our results demonstrate that the sinusoidal strain can control the skyrmion motion. This work may provide guidance in designing and developing of the spintronic devices based on magnetic skyrmions.

Keywords: skyrmion, strain, nanotrack

PACS: 75.50.Ee, 75.50.Gg, 75.78.Fg, 75.78.–n, 75.78.Cd **DOI:** 10.7498/aps.67.20180031

* Projecy supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11774045) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. 160504003).

† Corresponding author. E-mail: liuyanphys@mail.neu.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

磁斯格明子器件及其应用进展

夏静 韩宗益 宋怡凡 江文婧 林柳蓉 张溪超 刘小晰 周艳

Overview of magnetic skyrmion-based devices and applications

Xia Jing Han Zong-Yi Song Yi-Fan Jiang Wen-Jing Lin Liu-Rong Zhang Xi-Chao Liu Xiao-Xi Zhou Yan

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137505 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180894
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180894
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

温度、缺陷对磁畴壁动力学行为的影响
Influences of material defects and temperature on current-driven domain wall mobility
物理学报.2016, 65(23): 237501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.237501

磁性材料的磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构
Magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures of magnetic materials
物理学报.2015, 64(6): 067503 http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.067503

稀土元素La掺杂$BaFe_{12}O_{19}$微结构和磁性能的研究
Study on the structural and magnetic properties of La-doped barium ferrites
物理学报.2012, 61(22): 227501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.227501

铁磁/反铁磁双层膜系统中的磁畴动力学行为
Dynamic behaviors of domain wall in FM/AFM bilayers
物理学报.2012, 61(18): 187504 http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.187504

消磁场对纳米铁磁线磁畴壁动力学行为的影响
Influences of the demagnetizing field on dynamic behaviors of the magnetic domain wall in ferromagnetic nanowires
物理学报.2012, 61(10): 107502 http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.107502

专题: 磁斯格明子

磁斯格明子器件及其应用进展*

夏静[1)] 韩宗益[1)] 宋怡凡[1)] 江文婧[1)] 林柳蓉[1)]
张溪超[1)2)] 刘小晰[2)] 周艳[1)†]

1) (香港中文大学 (深圳) 理工学院, 深圳 518172)

2) (信州大学工学部电子信息系统工程系, 日本 3808553)

(2018 年 5 月 5 日收到; 2018 年 5 月 24 日收到修改稿)

磁斯格明子是一种具有准粒子特性的拓扑纳米磁畴壁结构. 由于磁斯格明子具有较好的稳定性和新奇的动力学特性, 并可被磁场、电场、电流等方式调控, 有望成为高密度、低耗能、非易失性信息存储及逻辑运算的新兴信息载体. 自 2009 年磁斯格明子首次被实验观测到至今, 已有多种基于磁斯格明子的器件概念和原型器件被提出. 本文对基于磁斯格明子应用的研究进展进行综述, 对现阶段几种具有代表性的磁斯格明子器件应用进行简要介绍、分析和总结, 包括基于磁斯格明子的赛道存储器件、逻辑计算器件、类晶体管功能器件和纳米级微波振荡器; 同时阐述了几种可能的通过磁斯格明子表达二进制信息元的方法; 并展望了磁斯格明子的其他潜在应用以及未来基于磁斯格明子器件应用的发展方向.

关键词: 斯格明子, 磁性, 拓扑磁结构, 自旋电子学
PACS: 75.60.Ch, 75.70.Kw, 75.78.–n, 12.39.Dc **DOI:** 10.7498/aps.67.20180894

1 引 言

随着大数据分析和人工智能等高新科技逐步进入到人们的日常生活中, 整个社会对信息存储的需求也与日俱增, 亟需密度更高、读取速度更快的信息处理设备. 由于磁斯格明子具有尺寸小、稳定性高、功耗低等特点, 极有希望成为新一代信息元载体.

磁斯格明子可以稳定地存在于各种不同种类的材料中, 包括磁性材料[1−8]、亚铁磁材料[9]、反铁磁材料[10,11]、多铁材料[12]、铁电材料[13]等. 此外, 磁斯格明子的稳定也存在几种不同的机制, 包括由重金属与铁磁材料耦合诱导产生的 Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用[6,7,14,15]、阻挫交换作用[16−21]、以及纳米图案成型[22]. 不仅如此, 磁斯格明子可采用多种方式进行调控, 如磁场[23,24]、自旋电流[7,8,25−28]、电场[29−32]、自旋波[33−35]、微波[36,37]、应力[38−41]、激光[42,43]、温度梯度[44]等. 磁斯格明子的多样性和灵活性表明它具有巨大的潜在应用价值, 尤其是在信息处理方面.

在信息处理过程中, 通常可采用二进制编码. 在基于磁斯格明子器件中, 二进制“0”和“1”存在多种可能的表达方式, 如图 1 所示. 在图 1 (a) 中, 用斯格明子和铁磁态分别代表信息元“1”和“0”[26,45]. 也可以用中心磁矩朝上的斯格明子表示“0”, 而中心磁矩朝下的斯格明子表示“1”, 如图 1 (b) 所示. 图 1 (c) 中的奈尔型和布洛赫型的磁斯格明子也可以表示“0”和“1”[19]. 在人工反铁磁耦合结构中, 可以用两对中心磁矩方向不同的反铁磁耦合磁斯格明子分别表示“0”和“1”[46], 如图 1 (d) 所示. 在三维体材料中, 可以用磁斯格明子管 (skyrmion tube) 和浮子 (bobber) 来分别表示“0”和“1”[47], 如图 1 (e) 所示.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11574137)、深圳基础研究基金 (批准号: JCYJ20160331164412545, JCYJ20170410171958839) 和香港中文大学 (深圳) 校长基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouyan@cuhk.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

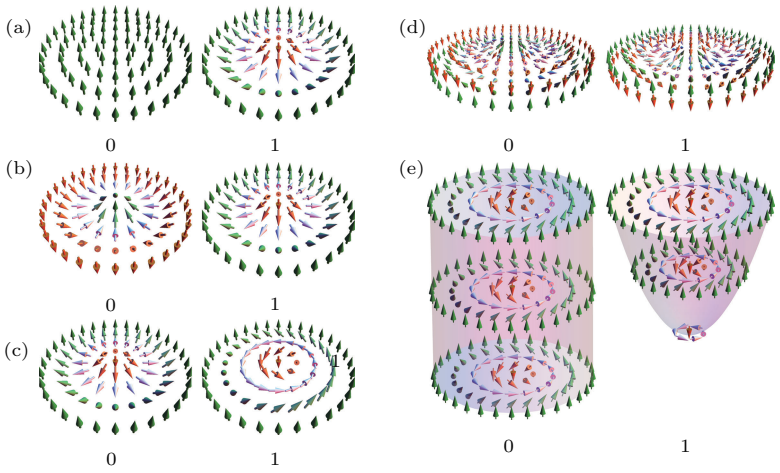


图 1 基于磁斯格明子的信息元 “0” 和 “1” 的不同表达

Fig. 1. Possible methods of encoding binary bits “0” and “1” in magnetic skyrmion-based devices.

2 基于磁斯格明子的赛道存储器

磁性存储器作为主要的数据存储媒介已经有半个多世纪的历史, 它的发展使世界进入了大数据时代. 赛道存储器 (racetrack memory) [48] 是一种正在开发中的非易失性信息存储器件, 基于磁畴壁的赛道存储器将磁畴作为磁存储单元. 与传统的磁存储器不同的是, 在赛道存储器中, 存储、写入和读取信息的设备是固定的, 通过自旋极化电流的短脉冲使信息元沿着纳米导线移动, 信息则由与赛道连接的读取设备读出. 由于数据以磁畴的形式存储在赛道中, 可以通过电流控制磁畴的运动, 从而操纵赛道中存储的信息. 由于磁斯格明子具有尺寸小和稳定性好等优势, 基于磁斯格明子的赛道存储器 [25,45,49−53] 应运而生.

在基于磁斯格明子的赛道存储器中, 二进制基本信息元 (0 或 1) 可通过磁斯格明子来编译. 最简单的方法是由磁斯格明子的存在代表 “1”, 反之代表 “0”. 如图 2 所示, 基于磁斯格明子的赛道存储器主要由四个部分组成, 其中包括写入磁斯格明子的磁头, 传输磁斯格明子的纳米赛道, 读取信息的磁头和用来产生电流的 CMOS (互补金属氧化物半导体) 回路. 通过从写入磁头注射自旋极化电流产生磁斯格明子, 再由驱动电流驱动磁斯格明子沿着纳米赛道移动. 最终, 由读取磁头检测磁斯格明子. 当需要消除无用的信息时, 只需要注入驱动电流将磁斯格明子推出纳米赛道即可.

磁斯格明子在赛道存储应用方面有着显著的优势. 首先, 在功耗方面, 基于磁斯格明子的赛道存储器功耗更低. 传统磁畴壁的启动电流约为 1—2.5 × 10^{11} A/m^2 [54,55], 磁斯格明子晶体的启动电流低至 10^6 A/m^2 [56,57]. 与磁畴相比, 磁斯格明子的尺寸小, 在几纳米到几十纳米之间 [1−3,5,9,58,59]. 另外, 由于与边界的排斥作用 [45,53], 斯格明子的运动不受轨道形状的影响, 可以在弯曲或者有缺陷的轨道中运动. 除此之外, 斯格明子的拓扑稳定性减少了在一些不良条件下的信息的损耗和波动, 这让基于斯格明子的赛道存储器的信息保存的鲁棒性更高. 这一系列的优势让斯格明子在赛道存储方面的应用具有极大的潜力.

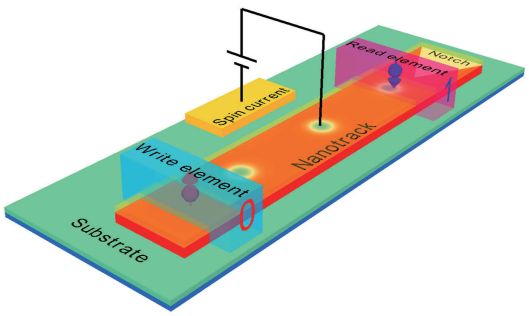


图 2 基于磁斯格明子的赛道存储器示意图 [53]

Fig. 2. Illustration of skyrmion-based racetrack memory [53].

在基于斯格明子的赛道存储器实际应用之前, 还需要解决一些问题. 在高密度数据存储的前提下, 斯格明子之间的距离要求尽量小. 在运输一段较长的信息时, 由于斯格明子之前存在相互排斥的作用力 [45,53], 斯格明子会重新均匀分布, 最终导致错误的信息输出. 因此, 斯格明子之间的距离要大于一定值才能保证信息传输的准确性 [53], 但是这

就大大降低了信息存储的密度. 为了解决这个问题, 一种由电场控制的Y型轨道被提出[60]. 在该模型中, 比特值(0或1)不再只由一条赛道中是否存在磁斯格明子决定, 而是分别由两条赛道中存在的斯格明子来决定. 虽然这个模型提高了信息的准确度, 但是赛道数量的增加也降低了信息的存储密度. 值得一提的是, 也可使用已在基于畴壁的赛道存储相关研究中提出的方法, 即通过在轨道上刻出均匀分布的凹槽来稳定斯格明子之间的距离[48]. 这个方案可以在不改变轨道数量的前提下有效地改善信息传输的准确度, 但是轨道上的凹槽可能在一定程度上降低了斯格明子的移动速度.

另外, 磁斯格明子在被自旋极化电流驱动时, 由于马格努斯力(Magnus force)的作用, 斯格明子会在横向方向发生位移, 无法沿驱动电流的方向做直线运动, 这个现象被称作磁斯格明子霍尔效应(SkHE) [8,9,46]. 为了消除斯格明子霍尔效应, 人工合成反铁磁耦合的双层纳米轨道被提出[46]. 两个垂直磁化的铁磁层之前存在反铁磁耦合(AFM), 当驱动电流从底部的铁磁体层注入时, 铁磁层之间的强耦合作用使顶部和底部铁磁体层的斯格明子保持同步运动. 与此同时, 由于作用在顶层和底层斯格明子的马格努斯力的相互抵消, 反铁磁耦合的两个斯格明子可以在轨道中间保持直线运动而不受马格努斯力的影响. 这为基于斯格明子的存储器件和逻辑计算设备的实现铺下了坚实的基石. 另一种解决方案就是单相反铁磁材料中的斯格明子[10,11]. 在单相反铁磁材料中, 相邻的磁矩具有方向相反、大小相同的特性, 因此, 反铁磁材料中的斯格明子可以看成是两个方向相反的斯格明子套构在一起. 当注入电流时, 两个斯格明子受到的马格努斯力大小相同方向相反, 相互抵消, 因此, 反铁磁斯格明子可以不受马格努斯力的影响而在轨道中间保持直线运动.

3 基于斯格明子的逻辑门

斯格明子不仅可以用于构建赛道存储器件, 还可以用来做逻辑计算[61,62]. 研究表明, 磁畴壁和斯格明子之间转换是可逆的[63], 如图3所示. 一系列的磁畴壁在较窄的纳米轨道上传输, 随后在较宽的纳米轨道中成对的磁畴壁被转化为一连串的斯格明子, 这些斯格明子最终再次被转化为磁畴壁.

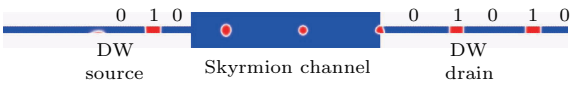


图3 磁畴壁与斯格明子可逆的相互转换[63]

Fig. 3. The reversal conversion between magnetic domain walls and magnetic skyrmions[63].

基于磁畴壁和斯格明子的可逆转换, Zhang等[62]提出可以通过Y型轨道实现斯格明子复制和融合. 图4(a)和图4(b)分别展示了斯格明子的复制和融合过程. 在图4(a)中, 在输入端中输入一个斯格明子, 随着驱动电流的注入, 斯格明子在较窄的轨道中转换为一对磁畴壁. 通过Y型交叉点之后, 一对磁畴壁分化为两对磁畴壁, 进而在输出端输出两个斯格明子, 实现了斯格明子的复制. 从图中也可看出, 斯格明子数Q从1变到2. 在图4(b)中, 在输入端输入两个斯格明子, 受电流的驱动, 两个斯格明子分别进入较窄的纳米轨道并转换成两对磁畴壁. 在Y型交叉点处, 两对磁畴壁融合为一对磁畴壁, 最后在输出端输出一个斯格明子, 实现了斯格明子的融合. 斯格明子数Q也从2变到1.

基于磁斯格明子的复制和融合, 逻辑或门和逻辑与门就可以实现. 图5为基于斯格明子的逻辑或门运算示意图. 或门的操作包括: 0或0 = 0, 1或0 = 1, 0或1 = 1, 1或1 = 1. 在基于斯格明子逻辑门的计算中, 0代表不存在斯格明子, 1代表存在一个斯格明子. 0或0 = 0既没有输入, 也没有输出. 在图5左栏中, 输入端A输入为1, 输入端B输入为0, 此时仅考虑从A端输入一个斯格明子. 当A端输入的斯格明子从宽的纳米轨道进入窄的纳米轨道时, 它被转化为磁畴壁在窄的纳米轨道中传输, 最终再次在宽纳米轨道的输出端被转化成一个斯格明子, 实现了1或0 = 1的运算. 同理, 如图5中间一栏所示, 当A端输入为0, B端输入为1时, 输出端为1, 即输出一个斯格明子, 完成0或1 = 1的运算. 1或1 = 1的实现基于图4(b), 即两个斯格明子融合为一个的过程. 如图5右栏所示, 当A, B两端均输入1时, 由于两对磁畴壁在Y型结点处融合为一对磁畴壁, 最终输出端只输出一个斯格明子, 即输出1, 实现了1或1 = 1的逻辑运算.

与门的操作也可以通过类似于或门的装置来实现. 与门的逻辑操作包括: 0与0 = 0, 1与0 = 0, 0与1 = 0, 1与1 = 1. 与门的0与0 = 0和1与1 = 1操作和或门的相同, 不同的是1与0 = 0和0与1=0操作. 图6显示了基于斯格明子的逻辑与门

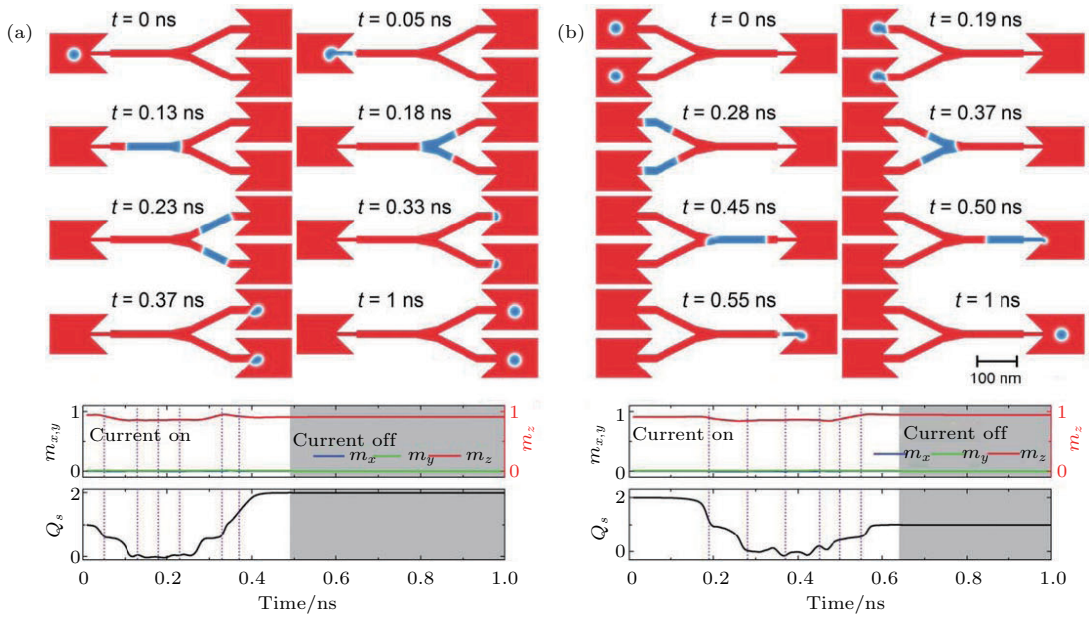


图 4 斯格明子的复制和融合 [62] (a) 斯格明子的复制; (b) 斯格明子的融合

Fig. 4. Duplication and merging of skyrmions [62]: (a) The duplication of a skyrmion; (b) the merging of skyrmions.

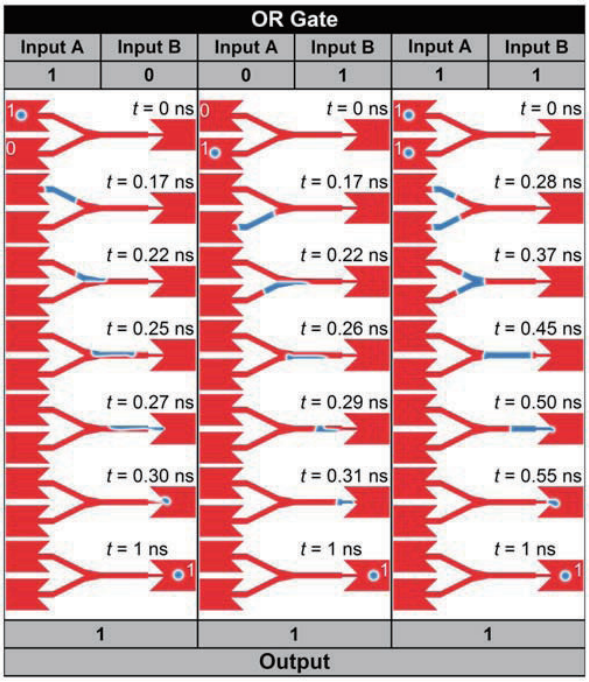


图 5 斯格明子逻辑或门操作示意图 [62]

Fig. 5. Illustration of skyrmions logical OR operation [62].

操作. 当A端输入为1, B端输入为0时, 在A端输入的斯格明子从宽的纳米轨道进入窄的纳米轨道时, 它被转化为一对磁畴壁. 这对磁畴壁随后在中间较宽的纳米轨道处被转化为一个麦纲 [64]. 麦纲是一类附着于纳米轨道边缘的拓扑保护态, 它的斯格明子数为0.5. 最终这个麦纲在中间较宽的纳米轨道的右上角湮灭. 这样就实现了逻辑与门1与0=0的操作. 同理, 0与1=0的逻辑操作实现于图6中间一栏. 图6右栏展示的是逻辑与门1与1=1的操作, 它的原理和逻辑或门的相同. 因此, 利用上述两种设计, 就可以实现基于斯格明子的逻辑或门和与门.

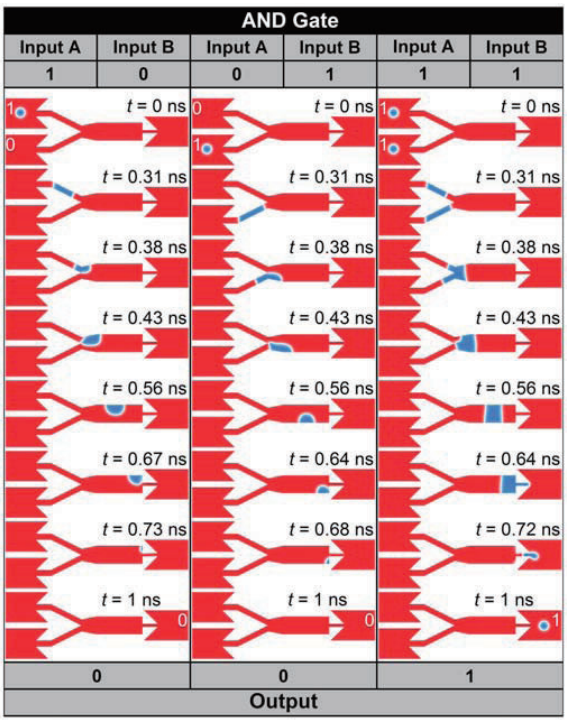


图 6 斯格明子逻辑与门操作示意图 [62]

Fig. 6. Illustration of skyrmions logical AND operation [62].

4 基于斯格明子的类晶体管器件

磁斯格明子还可以用于构建类晶体管器件[65], 如图7所示, 磁斯格明子最先由位于纳米轨道左侧的磁性隧道结(MTJ)写入, 随后在自旋极化电流的驱动下向右侧移动, 最后右端可利用隧穿磁电阻效应(TMR)探测斯格明子. 其中, 纳米轨道中部($200\ \text{nm} < x < 400\ \text{nm}$)外接压控门电路, 可以通过调整外接电压局域性地改变该区域的垂直磁晶各向异性(PMA)K_{uv}[66−68], 使它在0.9 K_{u}—1.1 K_{u} 的范围内变化, 其中 K_{u} 为纳米轨道原本的垂直各向异性. 该设计可以通过调节门电压的值来操控斯格明子的运动, 实现晶体管的开关功能.

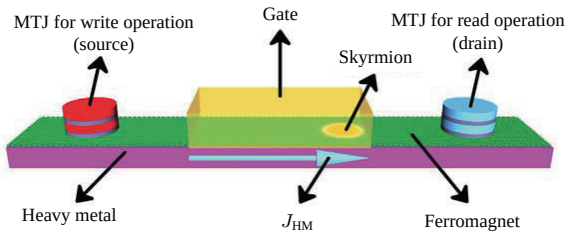


图7 基于斯格明子的类晶体管示意图[65]

Fig. 7. Design of the skyrmion transistor[65].

磁斯格明子类晶体管器件有两个工作状态, 关闭和开启. 在关闭状态中, 电场和自旋极化电流同时开启, 电场改变了电压门区域的PMA, 在纳米轨道中形成能量势垒, 致使斯格明子无法通过. 在开启状态中, 当自旋电流是开启状态而电场是关闭状态时 $K_{\text{uv}} = K_{\text{u}}$, 斯格明子可以在自旋电流的驱动下通过压控门, 从纳米轨道的左端到达右端.

在不同的自旋电流与受电场控制的 K_{uv} 下, 斯格明子在纳米轨道上的运动状态也有差异, 如图8所示. 图8(a)显示的是驱动电流 $j = 5\ \text{MA/cm}^2$ 时, 门电路施加不同电压值的器件的状态. 当门电路处于关闭状态时, $K_{\text{uv}} = K_{\text{u}}$. 此时, 由于纳米轨道上无势垒, 斯格明子在电流的驱动下可以顺利地从通过压控门到达轨道右端. 当门电路开启时, $K_{\text{uv}} = 1.10K_{\text{u}}$. 因为压控区域PMA值的改变, 在轨道中造成一个势垒, 导致斯格明子停在压控区域的左侧边界处. 当压控区域PMA值为 $K_{\text{uv}} = 0.9K_{\text{u}}$ 时, 在压控区域形成势阱, 斯格明子可以通过左边界, 但无法通过右边界. 可以看出, 当门电路处于关闭时, 类晶体管处于开启的状态, 斯格明子可以自由地通过压控区域. 当电路开启时, 由于轨道PMA值的改变形成势垒或势阱, 斯格明子无法通过压控区域, 此时类晶体管处于关闭状态. 当门电路开启时, $K_{\text{uv}} \neq K_{\text{u}}$, 此时也可以通过调节驱动自旋电流密度的大小去调节类晶体管的工作状态. 在图8(b)中, 门电路开启, $K_{\text{uv}} = 1.05K_{\text{u}}$, 自旋电流密度提高到 $j = 6\ \text{MA/cm}^2$, 此时斯格明子在较强的自旋电流驱动下, 可以通过压控区域. 同理, 当 $K_{\text{uv}} = 0.9K_{\text{u}}$ 时, 将自旋电流密度增至 $j = 10\ \text{MA/cm}^2$, 斯格明子则可通过压控区域, 如图8(c)所示. 除此之外, 还可以通过改变材料的其他磁性参数来调节类晶体管的工作状态, 例如DM相互作用系数. 基于斯格明子的类晶体管在工作状态对尺寸依赖性比较小, 类晶体管的尺寸从600 nm × 100 nm × 1 nm缩小到150 nm × 50 nm × 1 nm时, 工作状态都不会受到影响, 由此说明类晶体管具有良好的可微缩性.

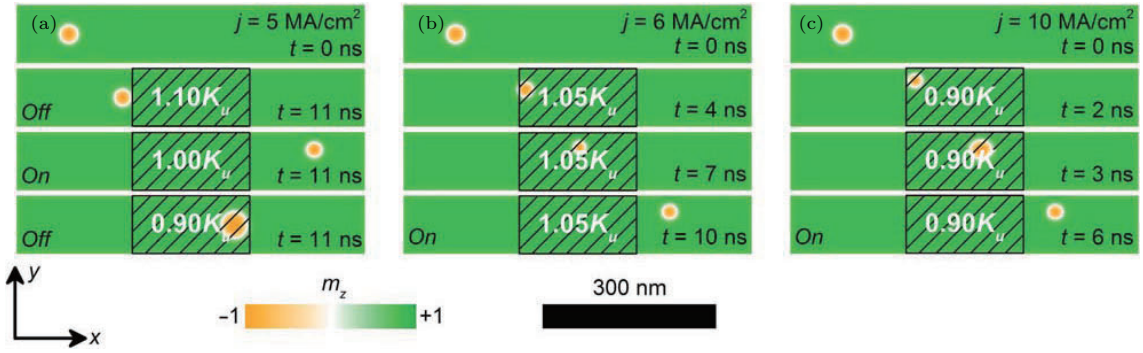


图8 不同驱动自旋电流密度 j 和 K_{uv} 时, 类晶体管的俯视图[65] (a) $j = 5\ \text{MA/cm}^2$, $K_{\text{uv}} = 1.1K_{\text{u}}$, $1.0K_{\text{u}}$, $0.9K_{\text{u}}$; (b) $j = 6\ \text{MA/cm}^2$, $K_{\text{uv}} = 1.05K_{\text{u}}$; (c) $j = 10\ \text{MA/cm}^2$, $K_{\text{uv}} = 0.9K_{\text{u}}$; 颜色表示磁矩的面外分量的大小, 黑色阴影区域表示压控区域

Fig. 8. The top-view of the nanotracks under different j and K_{uv} in the voltage-gated region:[65] (a) $j = 5\ \text{MA/cm}^2$, $K_{\text{uv}} = 1.1K_{\text{u}}$, $1.0K_{\text{u}}$, $0.9K_{\text{u}}$; (b) $j = 6\ \text{MA/cm}^2$, $K_{\text{uv}} = 1.05K_{\text{u}}$; (c) $j = 10\ \text{MA/cm}^2$, $K_{\text{uv}} = 0.9K_{\text{u}}$. The colour scale denotes the out-of-plane component of the magnetization. The black-line shadows represent the voltage-controlled PMA region.

5 基于斯格明子的纳米振荡器

与磁涡旋类似, 磁斯格明子在自旋转矩或外场的激发下呈现呼吸模式或转动模式, 可用于产生频率在1—100 GHz范围内[69−72]的信号. 基于磁斯格明子的纳米振荡器具有可调性强的特点. 磁斯格明子振荡的频率可通过电流密度、外场强度、样品尺寸等多个维度进行调控, 因此, 非常适合构建纳米级微波振荡器[73−75].

通过微磁模拟和解析分析发现, 在DM相互作用下, 注入垂直电流时磁斯格明子呈现出很强的呼吸模式, 磁斯格明子的半径随时间呈周期性变化(见图9(d))[71]. 当偶极相互作用和DM相互作用消失时, 斯格明子在布洛赫型(图9(b))和奈尔型(图9(c))之间周期变换, 但尺寸不随时间变化, 如图9(e)所示. 图10显示了动态斯格明子的形成过程. 首先, 磁孤子在样品中成核, 随着电流的持续注入, 动态斯格明子形成, 并呈现出稳定的呼吸模式, 如图10所示. 当外场消失或者出现时, 呼吸模式也随之消失或者出现. 当同时关闭外场和电流时, 静态的斯格明子稳定存在于样品中. 磁斯格明子的呼吸模式具有可调范围广和稳定性高等特点(见图11). 图11(a)显示在施加不同外场和电流

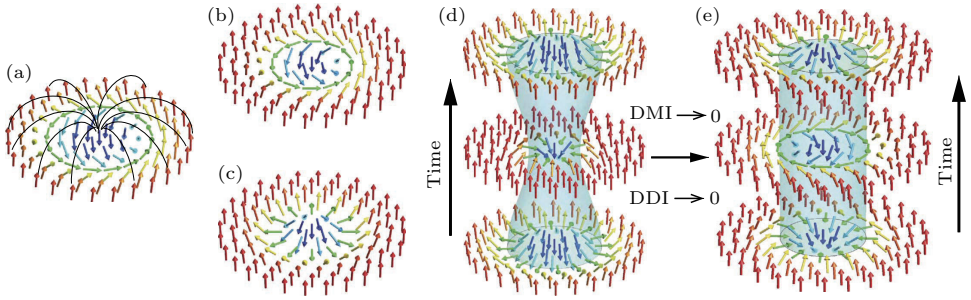


图9 不同机制下的磁斯格明子[71] (a) 磁斯格明子泡(skyrmion bubble), 由偶极矩相互作用导致, 尺寸远大于由DM相互作用稳定的磁斯格明子; (b), (c) 由DM相互作用稳定的磁斯格明子; (b) 布洛赫型, (c) 奈尔型; (d) 动态斯格明子, 在偶极矩相互作用与DM 相互作用下, 斯格明子的直径周期性变化, 呈现呼吸模式; (e) 无偶极相互作用、DM相互作用与奥斯特场下, 斯格明子均匀进动, 呼吸模式消失

Fig. 9. Different skyrmion stabilization mechanisms[71]: (a) A skyrmion bubble stabilized by dipolar interactions; its size typically exceeds that of skyrmions stabilized by DM interactions; (b), (c) DM interactions stabilized skyrmions: (b) Bloch type and (c) Neel type; (d) dynamically stabilized magnetic skyrmion (DS), in the presence of dipolar interactions and DM interactions, the skyrmion diameter varies periodically in time (breathing); (e) for vanishing dipolar interactions and DM interaction, the skyrmion precesses uniformly and breathing disappears.

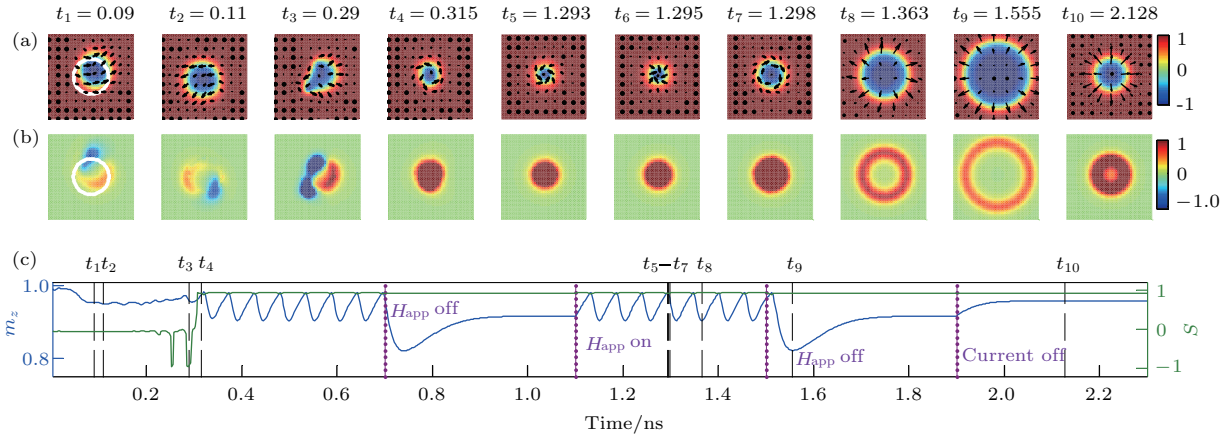


图10 动态斯格明子的成核[71] (a) 不同时刻对应的磁矩结构; (b) 不同时刻对应的拓扑密度分布; (c) 样品磁矩垂直分量的平均值 m_z 和斯格明子数随时间的变化

Fig. 10. Nucleation and field toggling of a DS[71]: (a) The top view of the spin structure at selected simulation times; (b) the topological density at the same times; (c) the time trace of the out-of-plane magnetization component m_z averaged over the simulation area and time trace of the skyrmion number (green).

密度时, 样品中最终可能出现的五种状态, 包括磁矩朝上或朝下的铁磁态、磁孤子、动态斯格明子和静态斯格明子. 从图中可以看出, 在很大范围内动态斯格明子都可形成. 图11 (b) 显示了动态斯格明子的稳定性. 图11 (b) 中的态是以动态斯格明子为初始状态, 施加不同的外场和电流密度, 最终在样品中稳定存在的态. 从图11可以看出, 磁斯格明子不仅可以在大范围参数内达到稳定的振荡, 并且在外部条件发生变化时还可以保持稳定的振荡. 研究表明, 斯格明子不仅具有很强的稳定性, 而且在强磁场作用下, 动态频率可以达到更高[76], 这也使得动态斯格明子在宽频带微波应用中更具有吸引力. 相比于基于涡旋结构的自旋转矩振荡器, 基于斯格明子的自旋转矩振荡器的优势在于它对外部扰动不敏感, 能产生更加稳定可靠的信号.

此外, 斯格明子转动模式也可以用来构建纳米振荡器[77,78]. 在这类振荡器中, 通过注入自旋极化电流, 利用斯格明子周期性的位置变化来产生信号. 振荡的频率可以通过改变电流密度以及磁性纳米盘的半径进行调控, 也可以通过利用多个斯格明子同时工作来提高振荡频率.

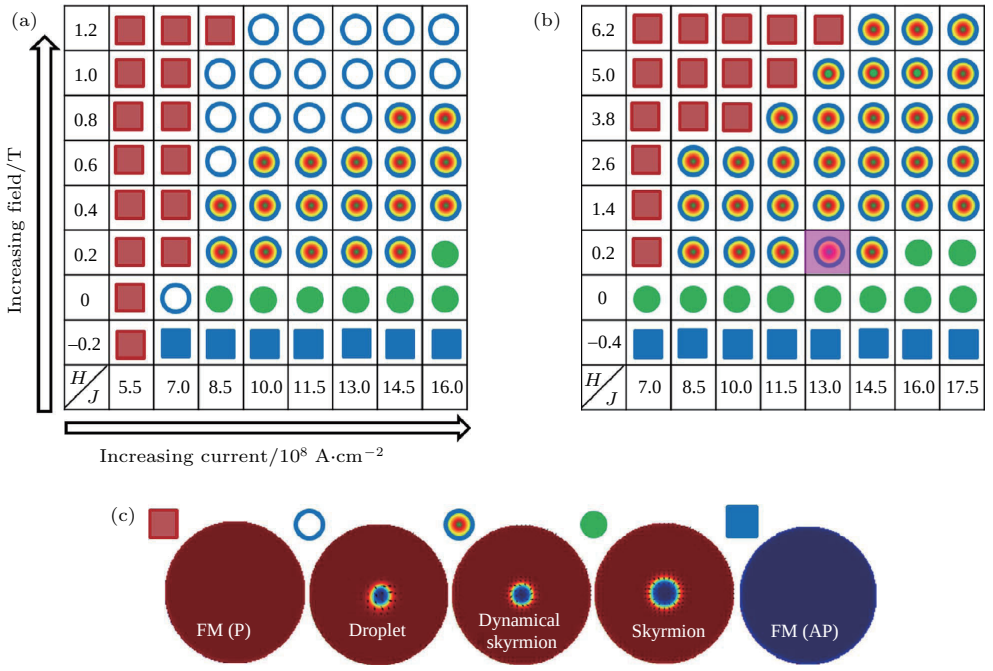


图11 动态斯格明子的稳定性[71] (a) 施加不同外场和电流密度时的成核结果; (b) 动态斯格明子在不同电流和场强下的稳定性; (c) 不同状态的示意图, 空心圆圈代表磁孤子, 彩色实心圆圈代表动态斯格明子, 绿色实心圆圈代表静态斯格明子, 红色和蓝色方框分别代表磁矩朝上和朝下的铁磁态

Fig. 11. Stability of DS[71]: (a) Nucleation results at different fields and currents; (b) sustainability of the DS over a very wide range of current and field; (c) the schematic representation of different states. A droplet is represented by hollow circle; a DS is represented by filled rainbow circle; a static skyrmion is represented by green filled circle. The red and blue squares represent the upward and downward orientations of all the spins, respectively.

6 总结与展望

本文主要介绍了近年来基于磁斯格明子的器件和相关应用的研究成果和进展. 首先简要说明了如何运用不同状态的斯格明子对二进制数据元进行表达, 包括分别利用斯格明子的面外和面内磁矩分布结构. 携带信息的斯格明子可直接用于存储和计算, 具体应用可体现在基于磁斯格明子的赛道存储器和逻辑计算器件. 通过结合赛道存储器与逻辑计算器, 人们可继而设计出同时具备存储和计算功能的磁性器件. 同时, 利用磁性材料各向异性可被电压控制的特性, 磁斯格明子可应用于设计类晶体管功能器件. 另一方面, 磁斯格明子也可应用于微波器件, 如基于动态磁斯格明子的纳米微波振荡器. 以上这些基于磁斯格明子的器件只是大量基于磁斯格明子应用中的具有代表性的例子. 最近两年来, 已有相关理论研究指出磁斯格明子还可用于更

多新颖的应用, 如基于磁斯格明子的仿神经元计算器件[79,80]和量子计算器件等. 相信在不久的将来, 我们将会看到多数斯格明子的相关研究队伍的研究焦点从基础理论和实验研究转向实际应用研究, 也会因此看到更多基于磁斯格明子应用的提出和制备. 磁斯格明子是否能最终商业化, 将取决于未来几年内基于磁斯格明子应用研究的成果和水平.

参考文献

[1] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915

[2] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901

[3] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, K u betzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713

[4] Romming N, Kubetzka A, Hanneken C, von Bergmann K, Wiesendanger R 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 177203

[5] Chen G, Mascaraque A, N'Diaye A T, Schmid A K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 242404

[6] Du H, DeGrave J P, Xue F, Liang D, Ning W, Yang J, Tian M, Zhang Y, Jin S 2014 *Nano Lett.* **14** 2026

[7] 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 2015 *Science* **349** 283

[8] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson J E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2017 *Nat. Phys.* **13** 162

[9] Woo S, Song K M, Zhang X, Zhou Y, Ezawa M, Liu 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 2018 *Nat. Commun.* **9** 959

[10] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203

[11] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795

[12] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198

[13] Nahas Y, Prokhorenko S, Louis L, Gui Z, Kornev I, Bellaiche L 2015 *Nat. Commun.* **6** 8542

[14] Bogdanov A, Hubert A 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **138** 255

[15] Yu G, Jenkins A, Ma X, Razavi S A, He C, Yin G, Shao Q, He Q L, Wu H, Li W, Jiang W, Han X, Li X, Bleszynski Jayich A C, Amiri P K, Wang K L 2018 *Nano. Lett.* **18** 980

[16] Lin S Z, Hayami S 2016 *Phys. Rev. B* **93** 064430

[17] Leonov A O, Mostovoy M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8275

[18] Leonov A O, Mostovoy M 2017 *Nat. Commun.* **8** 14394

[19] Zhang X, Xia J, Zhou Y, Liu X, Zhang H, Ezawa M 2017 *Nat. Commun.* **8** 1717

[20] Hu Y, Chi X, Li X, Liu Y, Du A 2017 *Sci. Rep.* **7** 16079

[21] Yuan H Y, Gomonay O, Kläui M 2017 *Phys. Rev. B* **96** 134415

[22] Sun L, Cao R X, Miao B F, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201

[23] Wang C, Xiao D, Chen X, Zhou Y, Liu Y 2017 *New J. Phys.* **19** 083008

[24] Mochizuki M 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 092403

[25] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 742

[26] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 839

[27] Woo S, Litzius K, Kruger B, Im M Y, Caretta L, Richter K, Mann M, Krone A, Reeve R M, Weigand M, Agrawal P, Lemesh I, Mawass M A, Fischer P, Klaui M, Beach G S D 2016 *Nat. Mater.* **15** 501

[28] Yuan H Y, Wang X R 2016 *Sci. Rep.* **6** 22638

[29] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P K, Wang K L 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134411

[30] Ma C, Zhang X, Yamada Y, Xia J, Ezawa M, Jiang W, Zhou Y, Morisako A, Liu X 2017 arXiv:170802023v2 [cond-mat.mes-hall]

[31] Xia H, Song C, Jin C, Wang J, Wang J, Liu Q 2018 *J. Magn. Magn. Mater.* **458** 57

[32] Wang J, Xia J, Zhang X, Zhao G P, Ye L, Wu J, Xu Y, Zhao W, Zou Z, Zhou Y 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 205002

[33] Zhang X, Ezawa M, Xiao D, Zhao G P, Liu Y W, Zhou Y 2015 *Nanotechnology* **26** 225701

[34] Li S, Xia J, Zhang X, Ezawa M, Kang W, Liu X, Zhou Y, Zhao W 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 142404

[35] Liu Y, Yin G, Zang J, Shi J, Lake R K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 152411

[36] Ma F, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 15154

[37] Wang W, Beg M, Zhang B, Kuch W, Fangohr H 2015 *Phys. Rev. B* **92** 020403

[38] Lei N, Devolder T, Agnus G, Aubert P, Daniel L, Kim J V, Zhao W, Trypiniotis T, Cowburn R P, Chappert C, Ravelosona D, Lecoeur P 2013 *Nat. Commun.* **4** 1378

[39] Wu H C, Chandrasekhar K D, Wei T Y, Hsieh K J, Chen T Y, Berger H, Yang H D 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 475001

[40] Nii Y, Nakajima T, Kikkawa A, Yamasaki Y, Ohishi K, Suzuki J, Taguchi Y, Arima T, Tokura Y, Iwasa Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 8539

[41] Liu Y, Lei N, Zhao W, Liu W, Ruotolo A, Braun H B, Zhou Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 022406

[42] Yang W, Yang H, Cao Y, Yan P 2018 *Opt. Express* **26** 8778

[43] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 5148

[44] Kong L Y, Zang J D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 067203

[45] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152

[46] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293

[47] Zheng F, Rybakov F N, Borisov A B, Song D, Wang S, Li Z A, Du H, Kiselev N S, Caron J, Kovács A, Tian M, Zhang Y, Blügel S, Dunin Borkowski R E 2018 *Nat. Nanotech.*

[48] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190

[49] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899

[50] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636

[51] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784

[52] Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040

[53] Zhang X, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643

[54] Lepadatu S, Saarikoski H, Beacham R, Benitez M J, Moore T A, Burnell G, Sugimoto S, Yesudas D, Wheeler M C, Miguel J, Dhesi S S, McGrouther D, McVitie S, Tatara G, Marrows C H 2017 *Sci. Rep.* **7** 1640

[55] Koyama T, Chiba D, Ueda K, Kondou K, Tanigawa H, Fukami S, Suzuki T, Ohshima N, Ishiwata N, Nakatani Y, Kobayashi K, Ono T 2011 *Nat. Mater.* **10** 194

[56] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988

[57] 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 2010 *Science* **330** 1648

[58] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[59] Soumyanarayanan A, Raju M, Gonzalez Oyarce A L, Tan A K C, Im M Y, Petrovi A P, Ho P, Khoo K H, Tran M, Gan C K, Ernult F, Panagopoulos C 2017 *Nat. Mater.* **16** 898

[60] Kang W, Zheng C, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Lü W, Zhao W 2016 *IEEE Electron Device Lett.* **37** 924

[61] Xing X, Pong P W T, Zhou Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 054408

[62] Zhang X C, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9400

[63] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652

[64] Zhang Z D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 067503 (in Chinese) [张志东 2015 物理学报 **64** 067503]

[65] Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M, Zhao G P, Zhao W 2015 *Sci. Rep.* **5** 11369

[66] Kim J S, Jung S, Jung M H, You C Y, Swagten H J M, Koopmans B 2014 arXiv:14016910v1 [cond-mat.mes-hall]

[67] Schellekens A J, van den Brink A, Franken J H, Swagten H J M, Koopmans B 2012 *Nat. Commun.* **3** 847

[68] Shiota Y, Murakami S, Bonell F, Nozaki T, Shinjo T, Suzuki Y 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 043005

[69] Kim J V, Garcia Sanchez F, Sampaio J, Moreau-Luchaire C, Cros V, Fert A 2014 *Phys. Rev. B* **90** 064410

[70] Dai Y, Wang H, Yang T, Ren W, Zhang Z 2014 *Sci. Rep.* **4** 6153

[71] Zhou Y, Iacocca E, Awad A A, Dumas R K, Zhang F C, Braun H B, Åkerman J 2015 *Nat. Commun.* **6** 8193

[72] Li Z X, Chen Y F, Zhou Z W, Nie Y Z, Xia Q L, Wang D W, Guo G H 2017 *J. Magn. Magn. Mater.* **433** 216

[73] Kiselev S I, Sankey J C, Krivorotov I N, Emley N C, Schoelkopf R J, Buhrman R A, Ralph D C 2003 *Nature* **425** 380

[74] Rippard W H, Pufall M R, Kaka S, Russek S E, Silva T J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 027201

[75] Braganca P M, Gurney B A, Wilson B A, Katine J A, Maat S, Childress J R 2010 *Nanotechnology* **21** 235202

[76] Chui C P, Zhou Y 2015 *AIP Adv.* **5** 097126

[77] 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

[78] Jin C, Wang J, Wang W, Song C, Wang J, Xia H, Liu Q 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 044007

[79] Huang Y, Kang W, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2017 *Nanotechnology* **28** 08LT02

[80] Li S, Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2017 *Nanotechnology* **28** 31LT01

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Overview of magnetic skyrmion-based devices and applications*

Xia Jing[1)] Han Zong-Yi[1)] Song Yi-Fan[1)] Jiang Wen-Jing[1)] Lin Liu-Rong[1)]
Zhang Xi-Chao[1)2)] Liu Xiao-Xi[2)] Zhou Yan[1)†]

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

2) (*Department of Electrical and Computer Engineering, Shinshu University, 4-17-1 Wakasato, Nagano 380-8553, Japan*)

(Received 5 May 2018; revised manuscript received 24 May 2018)

Abstract

Magnetic skyrmions possess topologically non-trivial particle-like nanoscale domain wall structures, which have reasonably good stability and unique dynamic properties and can be controlled by magnetic fields, electric fields, and electric currents. Therefore, magnetic skyrmions are expected to be used as novel information carriers in the next-generation high-density, low-energy-consumption, and non-volatile information storage and logic computing devices. Since the first experimental observation of magnetic skyrmions in 2009, a number of skyrmion-based device prototypes have been proposed. In this article, we review the recently proposed skyrmion-based devices and applications, including skyrmion-based racetrack memory, logic computing device, transistor-like functional device, and nano-oscillator. We first discuss advantages of skyrmion-based racetrack memory and solutions for some problems we are facing currently. We then introduce the duplication and merging of magnetic skyrmions and the skyrmion-based logic OR and AND gates. We also introduce the switch function of skyrmion-based transistor-like functional device. The switch function is realized via a voltage gate and controlled by the applied voltage as well as the driving spin current. Besides, a brief introduction of the skyrmion-based nano-oscillator is given. In addition, we introduce several possible methods to encode binary information in skyrmion-based devices. Finally, we discuss some possible future novel applications based on magnetic skyrmions.

Keywords: skyrmion, magnetism, topology, spintronics

PACS: 75.60.Ch, 75.70.Kw, 75.78.–n, 12.39.Dc **DOI:** 10.7498/aps.67.20180894

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11574137), Shenzhen Fundamental Research Fund, China (Grant Nos. JCYJ20160331164412545, JCYJ20170410171958839), and the President's Fund of CUHKSZ.

† Corresponding author. E-mail: zhouyan@cuhk.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

磁性斯格明子的多场调控研究

董博闻 张静言 彭丽聪 何敏 张颖 赵云驰 王超 孙阳 蔡建旺 王文洪 魏红祥 沈保根 姜勇 王守国

Multi-field control on magnetic skyrmions

Dong Bo-Wen Zhang Jing-Yan Peng Li-Cong He Min Zhang Ying Zhao Yun-Chi Wang Chao Sun Yang Cai Jian-Wang Wang Wen-Hong Wei Hong-Xiang Shen Bao-Gen Jiang Yong Wang Shou-Guo

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137507 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180931
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180931
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

Nd-Ce-Fe-B纳米复合薄膜的磁性及交换耦合作用
Magnetic properties and exchange coupling of Nd-Ce-Fe-B nanocomposite films
物理学报.2017, 66(15): 157502 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.157502

磁性多层膜CoFeB/Ni的垂直磁各向异性研究
Perpendicular magnetic anisotropy study of CoFeB/Ni multilayers by anomalous Hall effect
物理学报.2016, 65(24): 247502 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.247502

三维介观超导环的涡旋结构
Vortex pattern in three-dimensional mesoscopic superconducting rings
物理学报.2016, 65(4): 047501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047501

利用扫描透射X射线显微镜观测磁涡旋结构
STXM observation and quantitative study of magnetic vortex structure
物理学报.2015, 64(19): 197502 http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.197502

专题: 磁斯格明子

磁性斯格明子的多场调控研究*

董博闻[1)2)] 张静言[1)] 彭丽聪[2)] 何敏[2)] 张颖[2)†] 赵云驰[2)]
王超[2)] 孙阳[2)] 蔡建旺[2)] 王文洪[2)] 魏红祥[2)] 沈保根[2)]
姜勇[1)] 王守国[1)‡]

1) (北京科技大学材料科学与工程学院材料物理与化学系, 北京 100083)

2) (中国科学院物理研究所, 磁学国家重点实验室, 北京 100190)

(2018 年 5 月 9 日收到; 2018 年 5 月 22 日收到修改稿)

斯格明子 (skyrmion) 的概念最早是由英国的粒子物理学家 Tony Skyrme 提出, 它被用来描述粒子的一个状态, 是一种拓扑孤立子. 磁性斯格明子是一种具有拓扑行为的新型磁结构, 其空间尺寸为纳米量级, 空间距离从纳米到微米量级可调; 其存在温度涵盖从低温、室温到高温的宽温区; 其材料体系不仅包括早期发现的低温区 B20 型中心对称破缺的铁磁体和螺旋磁有序的弱铁磁材料, 也包括近期发现的室温及以上的中心对称六角结构磁性 MnNiGa 金属合金和磁性薄膜/多层膜体系. 利用磁性斯格明子的拓扑磁结构可以实现类似于自旋阀或者磁性隧道结中的自旋转移矩效应, 即外加电流可以驱动斯格明子, 其临界电流密度比传统翻转磁性多层膜体系中磁矩的电流密度 (一般为 10^7 A/cm^2) 要低 5 个数量级, 约为 10^2 A/cm^2, 该临界值远低于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限, 在未来的磁信息技术中具有广泛的应用前景. 本综述简单介绍了磁性斯格明子的发展历程, 归纳总结了磁性斯格明子的材料体系, 介绍了观察磁性斯格明子的实验手段, 重点介绍了多场 (磁场、电流、温度场) 调控作用下中心对称 MnNiGa 合金和 Pt/Co/Ta 磁性多层膜体系中磁性斯格明子的产生、消失以及外场调控演变等动态行为.

关键词: 斯格明子, 拓扑磁性, 磁畴结构, 磁成像

PACS: 75.70.Kw, 75.70.–i, 75.70.Cn, 68.37.–d **DOI:** 10.7498/aps.67.20180931

1 引 言

电子具有电荷和自旋两个本征属性, 以外加电场来调控电荷为基础的微电子学及其器件在 20 世纪中后期取得了迅猛的发展, 以硅基半导体为代表的微电子产业日新月异. 但是, 由于器件单位面积晶体管数量的指数增长伴随着晶体管之间的间距越来越小, 散热问题已经成为限制其进一步发展的技术瓶颈. 近 30 年来, 以外场 (磁场、电场、温度场、光场、自旋极化电流等) 调控电子自旋为核心的自旋电子学逐步发展成熟, 其产品在诸如计算机硬盘读头、高灵敏度磁性传感器、以及磁性随机存储器上获得了广泛应用. 与自旋电子学相关的物理机理如巨磁电阻效应、隧穿磁电阻效应、自旋转移矩效应也基本清晰. 但是, 在经过早期以应用为先导的高速发展后, 自旋电子学器件性能的进一步提升 (如存储密度 > Tbit/in^2、存储速度 > Gbit/s 等) 相继遇到摩尔定律和超顺磁极限等技术和物理的挑战 [1−6].

为了突破磁信息存储技术的瓶颈, 科学家们

* 国家自然科学基金 (批准号: 51625101, 51431009, 51471183, 11674373)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2015CB921401, 2016YFB0700902)、中央高校基本科研业务费 (批准号: FRF-TP-16-OO1C2) 和中国科学院青年创新促进会 (批准号: 2015004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangy@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: sgwang@ustb.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

再次将目光聚焦到相关材料设计、制备和基础物理问题的探索上. 近期, 在自旋电子学领域被发现的新效应、新原理及新材料, 如自旋塞贝克效应(spin Seebeck effect)、赛道存储器(race track memory)、霍尔天平材料(Hall balance)和磁性斯格明子(magnetic skyrmion)[7−10], 为突破上述瓶颈和挑战提供了可能的解决方案. 从材料和器件的空间尺寸上来看, 无论是应用自旋转移矩效应的自旋阀和磁性隧道结, 还是赛道存储器中的磁畴壁, 其尺寸均从微米、亚微米降低到纳米量级, 其材料对应的磁畴结构也从多畴变为单畴, 因此对纳米尺度的磁畴甚至畴壁结构及其动力学行为的研究是当前自旋电子学的热点和难点之一.

磁畴(magnetic domain)是指铁磁材料在自发磁化的过程中为了降低静磁能而分成多个方向各异的磁化区域, 它是磁性样品的基本组成部分. 在各个磁畴内部, 原子磁矩的排列具有相互平行的自发倾向, 磁矩的方向保持一致, 因此单个磁畴具有磁性. 铁磁材料在没有被磁化之前, 各磁畴之间的磁化方向是混乱的, 整体不表现出磁性. 磁化方向从一个磁畴到相邻磁畴, 会通过其交界区, 从而发生转变, 各磁畴之间的交界区则成为畴壁(domain wall). 以面内各向异性铁磁薄膜为例, 沿面内易磁化轴方向的磁滞回线如图1所示, 磁滞回线上标注了(a), (b), (c)和(d)四个位置, 分别代表薄膜处于正向饱和磁化、退磁、反向饱和磁化和正向磁化四个状态. 图1中的四个插图分别表示上述状态时薄膜的磁畴结构, 例如插图(a)所示黑色的单畴状态, 其磁化方向从左向右(如箭头所示), 此视野范围内没有出现畴壁. 当外磁场由正向负逐渐降低通过

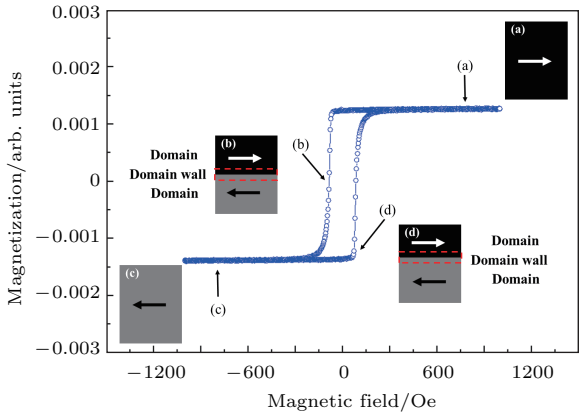


图1 磁滞回线和磁畴及畴壁示意图

Fig. 1. Schematic of *M*-*H* loop, magnetic domain and domain wall.

零场后至矫顽力处(即(b)点)时, 体系宏观净磁矩为零, 磁畴结构为两个磁矩方向相反、大小相等的磁畴(黑色和灰色), 其中黑色和灰色两个磁畴之间的交界区为畴壁(如图中红色虚线框所示). 继续增加反向磁场, 从左向右的磁畴(黑色)逐渐减小, 同时从右向左的磁畴逐渐增大, 直到反向饱和磁化状态(如(c)点所示). 当外磁场由反向饱和降低到零并外加一定的正向磁场(小于矫顽力)时, 体系宏观净磁矩仍然为负, 磁畴结构为两个磁矩方向相反、大小不等的磁畴(灰色较大、黑色较小), 中间用红色虚线框所示的交界区依旧为畴壁.

磁性材料磁畴尺寸大到微米量级、小到纳米量级, 适合观察的实验手段相对较多, 主要包括磁力显微镜、光发射电子显微镜(PEEM)、洛伦兹透射电子显微镜(LTEM)、磁光克尔显微镜(MOKE)、带极化分析的扫描电子显微镜(SEMPA)和自旋极化低能电子显微镜(SP-LEEM)等. 但畴壁宽度较窄, 一般仅从几纳米到几十纳米不等, 观察其内部微观磁结构相对困难, 实验上较多使用LTEM和PEEM来研究. 图2所示是使用LTEM所观察到的磁畴和畴壁照片, 样品为在单晶MgO(001)衬底上采用分子束外延方法生长的$Fe/Ir_{0.2}Mn_{0.8}$交换偏置双层膜. 图中白色较粗箭头表示外磁场方向, 图2(a)—(c)和图2(d)—(f)分别为沿着Fe薄膜的[100]和[010]易磁化轴方向观的图像[11], 可以清楚地看到磁畴的磁化方向. 图中红色虚线框所表示的两个磁畴交界区即为畴壁, 畴壁清晰可见. 由于该型号LTEM的分辨率有限, 仅能区分出两种畴壁的位置(如图2(c)中畴壁为白色, 而图2(f)中畴壁为灰色), 无法进一步观察到畴壁内部的精细磁结构.

如上所述, 在两个相邻的磁畴边界(即畴壁内), 磁矩从一个方向连续地过渡到另一个方向, 这样的连续变化途径有多种, 每一种变化途径对应于一种畴壁类型. 按照畴壁中磁矩方向变化的方式来区分, 典型畴壁结构有布洛赫型畴壁(Bloch)和奈尔型畴壁(Néel)两种. 对于布洛赫型磁畴壁而言, 其结构如图3(a)所示, 假设畴壁左右两边磁畴的方向分别为垂直向上和垂直向下, 左边磁畴的磁矩从垂直向上自左向右开始逐渐转动, 直到垂直向下(即右边磁畴的磁矩取向), 该过渡方式的主要特点是磁矩始终平行于畴壁平面, 其磁矩在纸面上的投影如图3(a)下方的箭头所示. 对于奈尔型畴壁而言, 其结构如图3(b)所示, 左边磁畴的磁矩从垂直

向上沿着平行于纸面的平面自左向右逐渐转动, 直至垂直向下 (即右边磁畴磁矩取向), 其磁矩在纸面上的投影见图 3 (b) 下方的箭头所示. 简言之, 磁矩矢量沿着垂直径向连续旋转即为布洛赫型, 而磁矩沿径向连续转动即为奈尔型. 在磁性材料中, 磁畴按照畴壁两侧磁矩的相对取向以及磁畴壁的结构的不同可以分为如 90°, 180° 磁畴和圆柱形磁泡等类型.

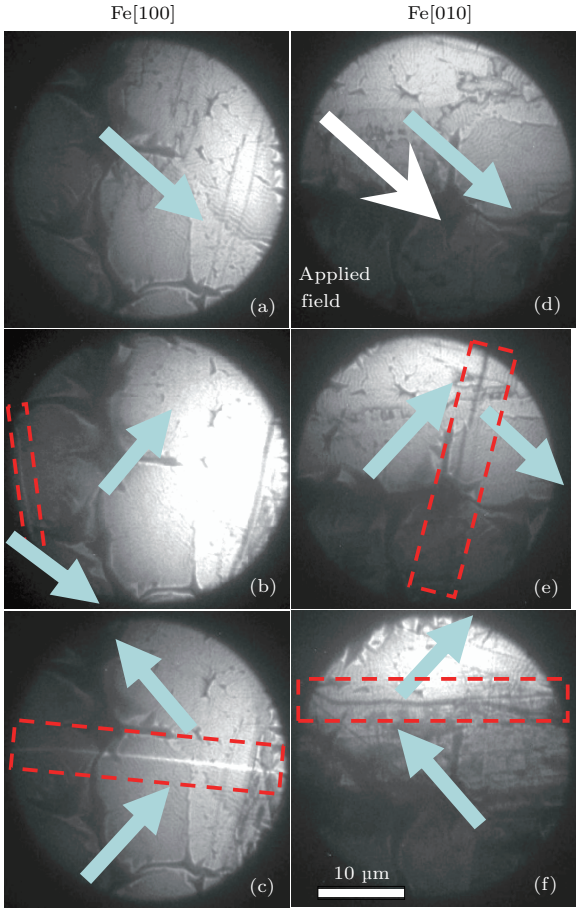


图 2 单晶外延 Fe/IrMn 双层膜的 LTEM 照片 [11] (a)—(c) 外磁场沿着 Fe 薄膜的 [100] 和 (d)—(f) [010] 易磁化轴方向, 其中红色虚线框所示为畴壁

Fig. 2. LTEM Fresnel-contrast images of the Fe/IrMn bilayers, in which magnetic fields were applied along the Fe [100] easy axis (a)–(c) and the Fe [010] easy axis (d)–(f). The dashed red boxes highlight the position of domain walls [11].

磁泡 (magnetic bubbles) 是一种典型的圆柱形磁畴结构, 于 20 世纪 60 年代在具有强垂直各向异性的铁磁薄膜中率先被观察到. 这种圆柱状磁畴在薄膜表面看似像一个个圆泡, 圆泡的内部和外部磁矩方向均垂直于薄膜表面, 但方向相反, 其过渡区域形成一个闭合的环形畴壁. 早期, 科学家们尝试利用外磁场来控制磁泡的产生和消灭, 以此作为二进制信息中的 "1" 和 "0" 来研制磁泡存储器, 但随着 GMR 的发现及自旋电子学的迅猛发展, 磁泡存储器没有取得实质性应用. 此外, 磁性材料中的磁畴结构还包括涡旋 (vortex)、麦纲 (meron) 等, 有关内容可以参考中国科学院沈阳金属研究所张志东研究员 [12] 的综述.

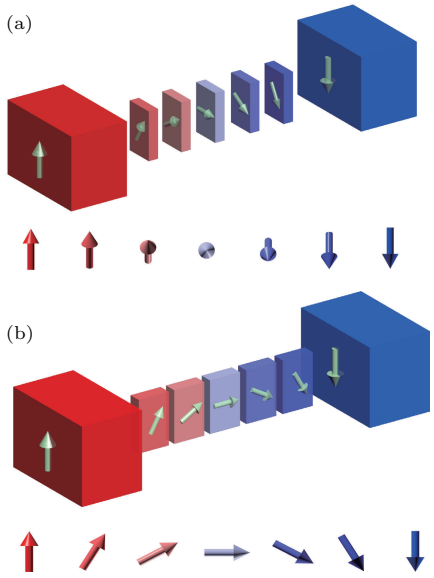


图 3 畴壁结构示意图 (a) 布洛赫型和 (b) 奈尔型

Fig. 3. Schematic diagram of domain walls, (a) Bloch type and (b) Néel type.

2 磁性斯格明子的发现及其基本物性

斯格明子 (skyrmion) 是近期引起广泛关注的一种磁畴结构, 其概念最早由英国原子能科学研究院 (British Atomic Energy Research Establishment) 的粒子物理学家 Tony Skyrme 于 1962 年提出 [13], 它是非线性 sigma 模型的一个非平庸经典解, 被用来描述粒子的一个状态, 是一种拓扑孤立子. 斯格明子与凝聚态物理之间的渊源, 可以追溯到 20 世纪 80 年代后期, 以色列魏茨曼科学研究所的 Kugler 教授首次将当时在核物理中已经十分热门的概念斯格明子引入凝聚态物理, 并从理论上预言了一种新的斯格明子晶体 [14]. 在该项工作中, 他将凝聚态物理中的晶体及对称性等性质与斯格明子结合, 并称 "除了进行数值弛豫计算以外, 我们还从凝聚态物理里改进了一种方法". 此前, 美国普林斯顿大学的 Klebanov 教授已经将斯格明子整齐地排列到简单立方晶格位置上, 发现了斯格明子可以旋转, 从而被最近邻的六个斯格明子所吸引 [15].

1993年, 美国加州大学洛杉矶分校的Kivelson教授等研究了量子霍尔铁磁体中的量子霍尔效应, 并通过理论计算表明[16]: 当塞曼劈裂很小时, 体系呈现非平庸的自旋有序, 且是宏观的, 这样的结构即为斯格明子, 这是斯格明子首次在凝聚态物理和材料科学中正式被提出. 他们的理论计算进一步指出: 斯格明子与材料中的杂质会发生相互作用, 当其与杂质之间的吸引力与库仑排斥力达到平衡时, 斯格明子则表现出有限的尺寸, 并且被材料中无序所局域.

本文中, 磁性斯格明子特指凝聚态物理和材料科学中一种局域手性自旋结构单元, 该结构是一种拓扑保护的稳定状态. 斯格明子的拓扑性可以由拓扑数Q来描述:

$$Q=\frac{1}{4\pi}\int \boldsymbol{m}(\partial_x\boldsymbol{m}\times\partial_y\boldsymbol{m})\mathrm{d}x\mathrm{d}y,$$

其中$\boldsymbol{m}$是实空间(x,y)处自旋单位矢量, Q描述自旋环绕单位球面的倍数. 对于磁性斯格明子来说, Q为非零的整数, 例如当$Q=\pm1$时叫单斯格明子, $Q=\pm2$时叫双斯格明子.

图4 (a)和图4 (d)是典型的三维斯格明子自旋结构示意图, 其中图4 (a)被称为类涡旋型(vortex-like)结构, 图4 (d)被称为类刺猬型(hedgehog-like)结构. 斯格明子自旋结构的最大特点是三维空间任何取向上均有磁矩指向, 具有拓扑保护性质. 对应于上述两种三维斯格明子自旋结构, 其二维自旋结构如图4 (b)和图4 (e)所示, 分别被称为布洛赫型和奈尔型斯格明子. 简言之, 上述两种自旋结构的斯格明子, 假设中心点磁矩垂直向下, 最外侧磁矩垂直向上, 自中心点开始向外, 磁矩从垂直向下开始逐渐旋转, 直至最外侧的垂直向上, 其中间过渡区域类似于前面所述的畴壁. 按上述分类, 图4 (b)所示结构对应于布洛赫型畴壁, 图4 (e)所示结构对应于奈尔型畴壁. 如果沿着图4 (b)和图4 (e)直径观察其自旋结构(如虚线所示), 其磁矩取向对应于图4 (c)和图4 (f)所示.

需要指出的是, 如图4 (a)和图4 (d)所示的三维斯格明子, 其球面上的所有自旋都指向球面外, 可以类似认为球面内存在一个等效的“磁单极”. 在材料中, 当电场驱动的传导电子遇到磁性斯格明子时, 这种等效磁场会对电子的运动轨迹产生影响, 给传导电子的霍尔效应造成额外的贡献, 被称之为拓扑霍尔效应(topological Hall effect)[20]. 同时被电流驱动的斯格明子由于其特殊的自旋结构也会产生额外的横向速度, 这个效应叫做斯格明子霍尔效应(skyrmion Hall effect)[21,22]. 这些效应表明可以采用输运测量的方式来间接研究磁性斯格明子, 这是对利用LTEM和PEEM等直接观察磁结构手段的有效补充, 同时也为采用电学方法驱动和读取斯格明子信号奠定了基础. 图5为运动的电子与磁性斯格明子之间相互作用的示意图[19,23].

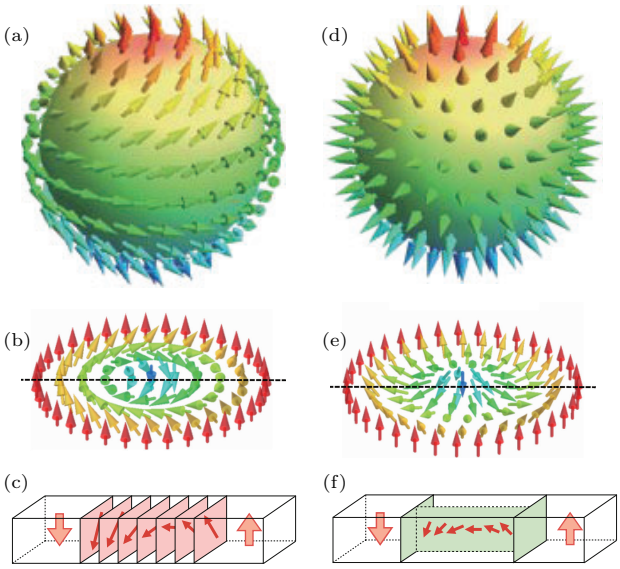


图4 两种自旋构型的斯格明子示意图[17–19] 左边(a)–(c)为布洛赫型, 右边(d)–(f)为奈尔型

Fig. 4. Spin structures of skyrmion, left (a)–(c) Bloch type and right (d)–(f) Néel type[17–19].

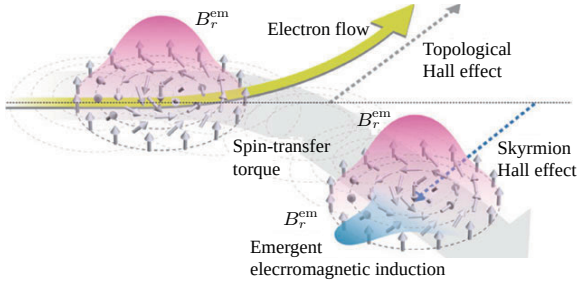


图5 斯格明子运动及其与电流相互作用下所产生的物理现象示意图[19,23]

Fig. 5. Schematic of skyrmion motion and associated physical phenomena under the flow of electrons[19,23].

德国德累斯顿固体与材料研究所的乌克兰籍理论物理学家Bogdanov教授长期从事固体材料中的磁性理论研究, 2001年, 他与Rößler在关于磁性薄膜和多层膜体系中手性对称性破缺研究的论文中[24], 首次将Dzyaloshinsky-Moriya相互作用(DMI)引入磁性薄膜/多层膜中, 并预言了面内和垂直磁各向异性薄膜/多层膜中会出现可控、二维

局域图案(又称磁涡旋). 随后, 他们于2006年发表了关于磁性金属中自发斯格明子基态的研究论文[25], 从理论上预言了立方B20 结构非中心对称的MnSi磁体中可能存在斯格明子. 2009年, 德国慕尼黑大学Pfleiderer 教授领导的科研团队首次利用中子散射技术在手性磁体MnSi中观察到了斯格明子[26]. 关于MnSi体系的磁结构相图可以参见图6 (a)和图6 (b), 分别为理论预言结果和中子散射实验结果.

MnSi的晶体结构属于立方晶系, 晶格常数为4.56 Å, 空间点群为$P2_13$, 是一种手性弱铁磁体, 具有一个螺旋对称性和一个沿⟨111⟩方向的三重旋转对称性, 构成了B20型空间结构. 此外, MnSi晶体中, 两个Mn-Si原子的连线之间存在一定的夹角, 体系的中心对称破缺导致DMI不为零, 这正是Bogdanov教授所预言的可能会出现磁性斯格明子的典型体系. 图6 (b)给出了采用中子散射技术所得到的MnSi材料体系的温度与磁场相图, 可以看出: 在温度低于居里温度(T_C)的条件下, 当外加磁场小于极化磁场时, 系统呈现出手性磁有序. 该磁有序结构具体包括: 低磁场下的螺旋磁有序(helical order)、低温下的锥形磁有序(conical order)以及中等磁场并在居里温度附近的异常相(A-phase), 后来被称为磁性斯格明子相.

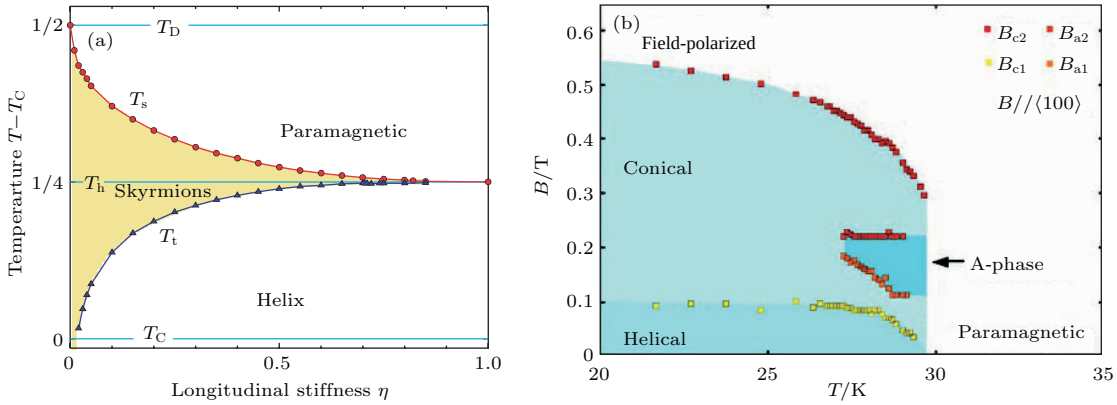


图6 MnSi手性磁体的相图 (a)理论预言[25]; (b)中子散射的实验结果[26]

Fig. 6. Magnetic phase diagram of MnSi: (a) Theoretical prediction[25]; (b) experimental results by neutron scattering[26].

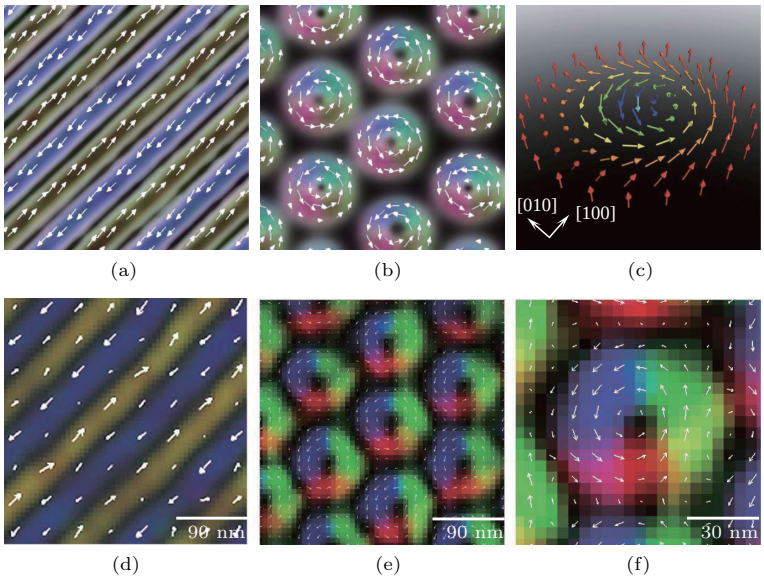


图7 $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$螺旋磁体的拓扑自旋结构[10] (a)—(c) 螺旋磁有序和斯格明子磁结构的蒙特卡罗模拟结果, 其中(c)为斯格明子自旋结构示意图; (d)—(f) LTEM的二维实空间斯格明子自旋结构

Fig. 7. Topological spin textures in the helical magnet $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$[10]: Helical (a) and skyrmion (b) structures predicted by Monte Carlo simulation; (c) schematic of the spin configuration in a skyrmion; (d)–(f) LTEM data.

如何表征斯格明子的磁有序结构并进行实空间磁成像是开展该领域研究的重要方向, 磁性斯格明子研究在近期取得了快速发展, 得益于可以进行实空间磁成像的LTEM技术的巨大进步. 例如: 日本东京大学Tokura教授的团队长期从事凝聚态物理和材料科学的研究, 成功地将LTEM技术用于材料的实空间磁成像及其动力学研究. 2006年, 该团队应用LTEM技术研究了另一类B20型材料$Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$晶体中螺旋磁有序结构[27]. 更加令人振奋的消息来自该研究团队Yu教授的研究结果. 2010年, Yu教授等[10]利用LTEM技术对$Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$晶体展开研究, 成功地观察到实空间二维磁性斯格明子结构, 其实验结果和蒙特卡罗模拟的结果如图7所示.

3 磁性斯格明子的材料体系

在短短不到十年的时间里, 磁性斯格明子的研究在材料的发现与合成、物理原理的探索、器件的原理研究等方面均取得了飞速的发展, 其主要的推动力在于: 1)广泛的应用前景; 2)丰富的物性; 3) 多样的材料体系等. 例如: 利用磁性斯格明子的特殊自旋结构可以实现类似于自旋阀结构或者磁性隧道结中的自旋转移矩效应, 即外加电流可以驱

表1 磁性斯格明子材料列表及其相关参数

Table1. A list of magnetic skyrmion materials and their related parameters.

类型	材料		磁转变温度/K	自旋调制周期/nm	文献
合金	MnSi	块体	30	18	[29]
		薄膜	45	8.5	[30]
	$Mn_{1-x}Fe_xSi$	$x=0.06$	16.5	12.5	[31]
		$x=0.08$	10.6	11	
		$x=0.1$	6.8	10	
	FeGe	块体	278	70	[32]
	MnGe	块体	170	3	[33]
	$Mn_{1-x}Fe_xGe$	$x=0.35$	150	4.7	[34]
		$x=0.5$	185	14.5	
		$x=0.7$	210	77	
		$x=0.84$	220	220	
	$Fe_{1-x}Co_xSi$	$x=0.1$	11	43	[35]
		$x=0.5$	36	90	
		$x=0.6$	24	174	
		$x=0.7$	7	230	
	GaV_4S_8	单晶	13	<110	[36]
	CoMnZn	块体	>300	>115	[37]
	MnNiGa	块体	350	180	[38]
氧化物	Cu_2OSeO_3	块体	59	62	[39]
	$BaFe_{10.35}Sc_{1.6}Mg_{0.05}O_{19}$	块体	>300	200	[40]
	$La_{1.37}Sr_{1.63}Mn_2O_7$	块体	100	160	[41]
磁性多层膜	Fe/Ir(111)	薄膜	>300	1	[42, 19]
	FePd/Ir(111)	薄膜	>300	7	[43, 19]
	Co(disk)/Ni/Cu	薄膜	>300	2000	[44]
	$[Pt/Co]_n/Pt$	薄膜	>300	120	[45]
	Fe/Ni/Cu/Ni/Cu(001)	薄膜	>300	>200	[46]
	$[Ir/Co/Pt]_{10}$	薄膜	>300	>100	[47]
	Pt/Co/MgO	薄膜	>300	>300	[48]
	$Ta/CoFeB/TaO_x$	薄膜	>300	>700	[49]
	Ta/CoFeB/MgO	薄膜	>300	>700	[50]

动甚至翻转斯格明子的自旋结构. 从器件开发与应用的角度来说, 科学家们发现了更加令人振奋的现象: 驱动斯格明子运动的临界电流密度比翻转传统磁性多层膜体系中磁矩的值 (一般为10^7 A/cm^2) 低5个量级, 约为10^2 A/cm^2, 该临界值远低于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限, 预示着磁性斯格明子在未来的磁信息技术中具有广泛的应用前景[28]. 值得指出的是, 如此小的临界电流密度驱动斯格明子翻转的物理机理还不十分清楚, 同时该效应的稳定性和可重复性也需要更加深入的研究.

斯格明子的研究从早期的高能物理, 过渡到当前的凝聚态物理和材料科学, 其本身就具有十分丰富的物理性质. 例如: 磁性斯格明子因其特殊的自旋结构和拓扑保护性质已经引起了科学家们的广泛关注, 并逐渐发展成为一门新兴的学科——拓扑磁学 (Topological Magnetism), 它是当前磁学与磁性材料的研究热点之一. 其丰富的研究内容主要包括拓扑磁结构的观察、拓扑霍尔效应、斯格明子霍尔效应、斯格明子动力学和斯格明子对单一外场及多场 (磁场、电场、光场、自旋极化电流、温度场、压力场等) 的响应等.

关于磁性斯格明子的材料体系, 目前已经发现和人工合成的材料多达几十种, 不仅包括合金、氧化物, 也包括磁性薄膜/多层膜; 实现稳定斯格明子结构的温度范围从早期的低温 (几十开尔文到270 K之间) 提高到跨室温的宽温区 (如MnNiGa双斯格明子材料). 同时, 也可以利用常用的磁性材料 (如Fe, Co, Ni) 或磁性薄膜来构建新型斯格明子材料体系, 其主要制备手段为超高真空磁控溅射, 衬底大小可以从2—8 in (1 in = 0.0254 m) 变化, 与半导体及微电子的工艺十分匹配, 为其器件化应用奠定了材料基础.

上述多样性的材料体系, 为磁性斯格明子的研究和器件开发提供了更多的选择和优化的可能性, 表1给出了到目前为止科学家们发现和人工合成的主要磁性斯格明子材料及其相关参数.

4 磁性斯格明子的实验观察技术

磁性斯格明子作为近期凝聚态物理和材料科学的研究热点之一, 其相关的拓扑自旋结构和拓扑霍尔效应等需要利用对应的实验、理论模拟计算等手段来研究. 磁性斯格明子的理论计算和模拟工作, 为从实验上观察及调控斯格明子提供了指导和参考, 尤其在实验条件 (包括测试温度、仪器空间分辨率等方面) 不能满足需求的情况下更加重要. 例如: 美国Kivelson教授团队[16]早期理论计算即表明, 当体系的塞曼分裂很小时, 体系可以出现宏观的斯格明子磁有序; 德国Bogdanov教授团队[25]从理论上预言了立方结构非中心对称的MnSi磁体中可能存在斯格明子, 随后被德国Pfleiderer教授团队[26]利用中子散射技术观察到. 中国科学院合肥强磁场科学中心张裕恒院士领导的团队 (田明亮、杜海峰研究员) 先利用蒙特卡罗方法模拟了不同尺寸螺旋磁性纳米薄盘中手性自旋结构及其在外场作用下的演化行为[51], 随后与复旦大学车仁超教授合作利用LTEM在FeGe条带中实现了对单个斯格明子链的直接实验观察, 发现了斯格明子边缘形核与稳定的机理, 首次清晰地给出了斯格明子相的磁场-温度和温度-尺寸的关系相图[52]. 中国科学院沈阳金属研究所张志东研究员团队利用微磁学模拟研究发现, Co/Ru/Co纳米薄膜盘体系中磁晶各向异性能、交换作用能和退磁能之间的竞争可以在没有DMI的条件下形成室温磁性斯格明子, 同时该体系在单频微波场的作用下会发生共振激发行为, 导致斯格明子出现花状动力学行为[53,54]. 南京大学丁海峰教授团队[55]同样利用微磁学模拟, 在假设没有DMI 的情况下, 磁性薄膜的形状效应可以导致面内涡旋磁结构, 进一步利用界面耦合效应, 在面内各向异性磁性薄膜中添加一层垂直磁晶各向异性的薄膜, 构成三明治结构, 从而形成人工磁性斯格明子. 这一预测随后被美国加州大学伯克利分校的邱子强教授团队[44]利用磁元二色-光发射电子显微镜 (XMCD-PEEM) 在Co/Ni/Cu(001)磁性多层膜体系中证实. 四川师范大学赵国平教授的理论计算表明[56], 当磁性斯格明子作为信息载体在赛道存储结构中运动时, 斯格明子与斯格明子之间、斯格明子与赛道边缘之间存在相互作用, 并得到斯格明子之间的平衡距离. 香港中文大学 (深圳) Zhou和Ezawa[57]通过微磁学模拟方法研究了磁性斯格明子与磁畴壁之间关系, 发现斯格明子与畴壁对可以相互转换.

磁性斯格明子和运动的电子之间会发生相互作用, 造成拓扑霍尔效应和斯格明子霍尔效应, 利用这些效应可以采用输运测量的方法间接研究磁性斯格明子的相关性质[19,20,23]. 众所周知, 磁场

中导体的传导电子在运动过程中由于受到洛伦兹力的作用发生横向偏转, 在侧面产生电荷累积, 即为霍尔效应. 磁性斯格明子可以被看作一个准粒子, 不带电荷但具有拓扑数. 近期, 清华大学Jiang等[21]的研究发现: 对于拓扑数为1的基态磁性斯格明子, 利用自旋霍尔效应产生的自旋力矩可以驱动斯格明子在磁性薄膜中运动, 并由于其拓扑结构在电流驱动下受Magnus力的作用, 其运动方式可以从蠕动状态逐渐转变到稳直状态, 同时在横向累积, 由此斯格明子表现出了类似电子运动的霍尔效应. 在室温下, 密度小于10^7 A/cm^{2}的驱动电流下测得斯格明子的霍尔角达到15°.

近年来, 随着斯格明子研究工作的发展, 多种实验技术已经被应用到斯格明子材料的拓扑磁性研究中来. 除了前述的利用电子与斯格明子的拓扑霍尔效应测量体系的输运性质来间接研究其相关物性之外, 多数实验手段集中在拓扑磁结构的实验观察上. 中子散射技术是利用中子散射方法来研究物质静态结构和微观动力学行为的一种先进手段, 由于中子不带电、具有磁矩、穿透力强等特点, 是研究物质磁性和磁结构的强有力手段. 西方发达国家很早就建立了反应堆和散裂中子源来开展中子散射的相关研究工作, 其中散裂中子源主要包括: 英国散裂中子源(ISIS)、美国散裂中子源(SNS)、日本散裂中子源(J-PARC). 国内的中子散射技术近年来取得了巨大的进展, 建立了包括中国工程物理研究院的中国绵阳反应堆(CMRR)、中国原子能科学研究院的中国先进研究堆(CARR)和近期刚刚投入使用的中国散裂中子源(CSNS). 揭开了斯格明子研究的序幕的早期工作就包括德国Pfleiderer教授团队首次利用中子散射技术在MnSi中观察到了斯格明子并给出其磁结构相图[26]以及随后在GaV_4S_8单晶材料中采用小角中子散射技术也观察到了磁性斯格明子结构[36].

LTEM是一种研究磁性斯格明子自旋结构的强有力技术, 具有两种工作模式, 一种是在普通透射电子显微镜上加上LTEM, 另一种是专门设计的LTEM. 普通透射电镜工作模式下, 物镜会在样品附近产生高达2—3个特斯拉的磁场, 从而直接饱和磁化一般的磁性样品, 而采用一个远离样品的LTEM代替物镜的成像功能, 从而使得样品区域的磁场强度大幅度降低(通常200—300 Oe). 后者是对透射电镜的极靴及物镜进行了特殊设计和加工, 使得样品处磁场可以降到10 Oe以下, 十分有利于磁性样品的本征磁结构的观察. 近年来, 国内多所大学和科研机构相继改造或者购买了LTEM, 开展相关磁学和磁性材料的研究工作. 例如: 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室采用LTEM率先开展了Heusler合金MnNiGa材料中的拓扑磁结构研究, 观测到了跨室温、宽温区稳定存在的斯格明子, 图8为利用LTEM所观察到的MnNiGa材料中的双斯格明子结构[38,58].

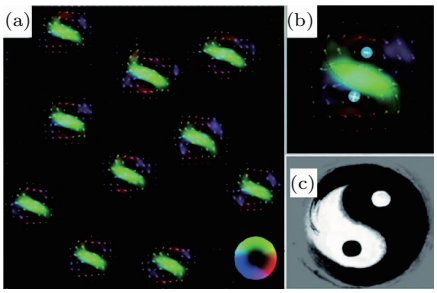


图8 利用LTEM观察到的MnNiGa材料中的磁性双斯格明子结构[38,58]

Fig. 8. Biskyrmions in MnNiGa materials by LTEM[38,58].

可以利用LTEM观察磁畴结构的样品种类丰富, 包括各种磁性金属、合金、氧化物的单晶、多晶块体和薄膜. 但是, 制备LTEM样品的程序相对比较复杂, 传统方法一般包括切片、打磨和离子减薄等步骤, 也可以采用聚焦离子束(FIB)来直接制备电镜样品. 利用LTEM配合不同外场功能的样品杆, 也可以开展相关磁畴的外场调控研究工作, 关于利用LTEM开展磁性斯格明子的研究可以参考相关文献[10, 27, 38, 52, 59].

20世纪80年代, 科学家们基于量子力学隧穿效应发明了扫描隧道显微镜(STM), 首次实现了实空间的原子分辨, 从而可以进行单原子/分子的人工操控, 给凝聚态物理、表面科学、材料科学、生命科学以及微电子学等众多领域带来了一场技术革命[60]. 随后, 针对磁性薄膜样品的磁畴结构特点, 发展出了自旋极化扫描隧道显微镜(SP-STM), 其工作原理为: 磁性材料费米面附近, 自旋方向不同的电子的局域态密度具有不对称性, 该不对称性会导致STM中针尖与样品表面之间的隧穿电流同时包括极化和非极化两部分, 通过分离技术可以从极化电流中得到样品表面与自旋相关的磁信息, 从非极化电流中得到样品表面的形貌信息[61].

得益于原子级别实空间分辨率的优势, 早期的SP-STM主要被用来研究超高真空分子束外延技术生长的超薄(几个原子层厚)铁磁/反铁磁薄膜体系中的磁畴及畴壁结构, 例如: 利用SP-STM在Fe(001)/Mn双层膜体系中观察到的拓扑增强阻挫现象[61]. 磁性斯格明子材料被发现后, SP-STM的发明者、德国汉堡大学的Wiesendanger教授带领其团队随即开展了相关的研究工作, 例如: 他们在Ir(111)单晶衬底上分别外延生长了超薄Fe和FePd磁性薄膜, 利用SP-STM的超高空间分辨率和自旋分辨的优点, 观察到了清晰的磁性斯格明子结构[42,43], 其主要结果如图9和图10所示.

低能电子显微镜/光发射电子显微镜(LEEM/PEEM)是另一种可以进行磁畴结构观察的重要实验手段, 其中LEEM技术是利用被激发出来的低能电子(小于30 eV)的弹性背散射对样品表面进行成像; PEEM的工作原理是基于爱因斯坦光电效应, 利用被激发出来的二次电子对样品表面进行成像. LEEM与PEEM通常为同一台电镜中的两种成像模式, 成像方式便于切换, 给表面成像带来了极大的便利, 其中LEEM/PEEM均可以对样品表面形貌进行成像, 如果LEEM技术与自旋极化光源相结合, 则可以用来对磁性样品进行磁成像; 而PEEM技术如果配备偏振可调的激发光源, 则可以用于磁性薄膜的磁结构成像.

具体而言, 对于磁性薄膜样品, 采用自旋极化低能电子显微镜(SP-LEEM)可以对其进行磁结构表征[46,62,63]. 例如, 采用SP-LEEM可以对生长在Cu(001)/Ni/Cu衬底上Ni/Fe磁性双层膜进行微观磁结构表征, 并观察到了奈尔型的磁性斯格明子, 典型的结果如图11所示.

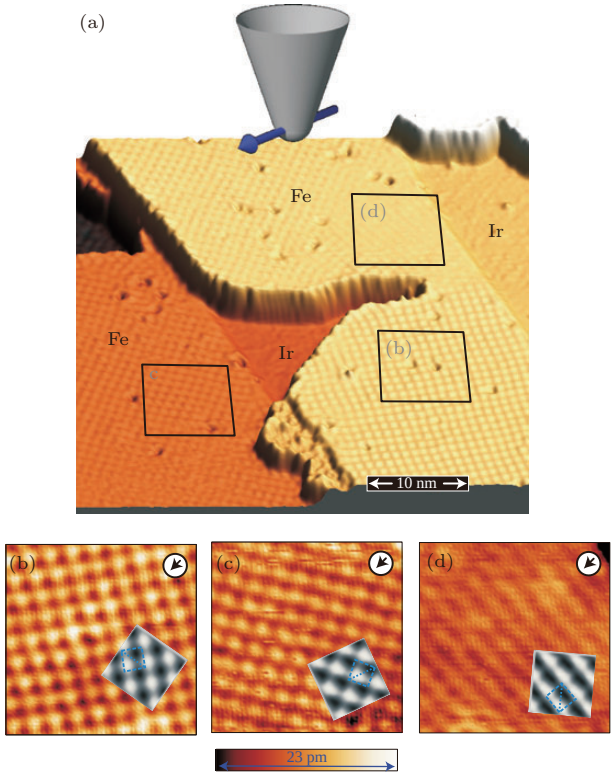


图9 Ir(111)衬底上外延Fe分子层的SP-STM测试结果[42]

Fig. 9. SP-STM measurements on the Fe ML on Ir (111)[42].

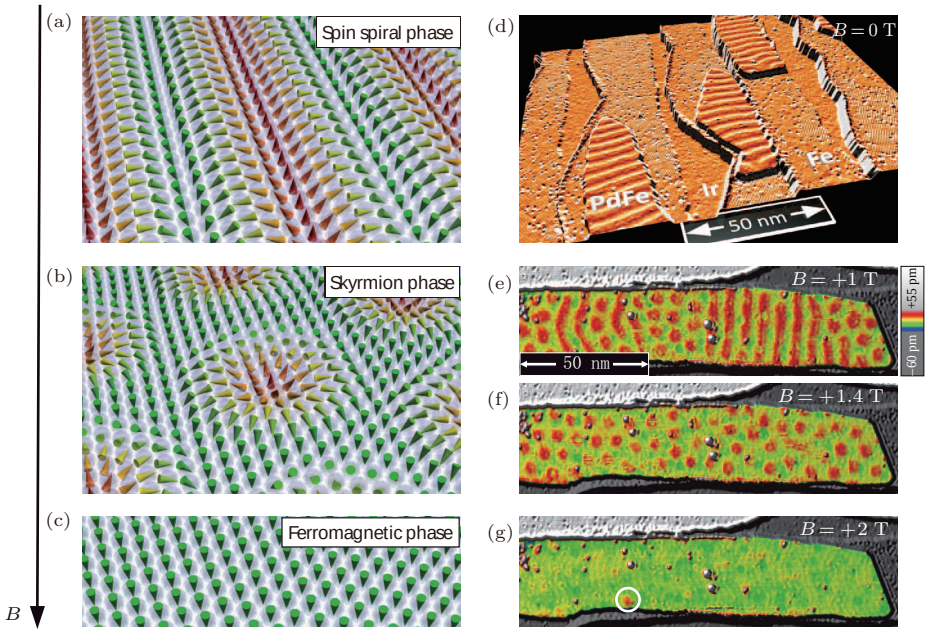


图10 Ir (111)衬底上外延FePd双层膜在8 K时的磁场依赖关系[43]

Fig. 10. Magnetic field dependence of FePd bilayer on the Ir (111) surface at $T = 8$ K[43].

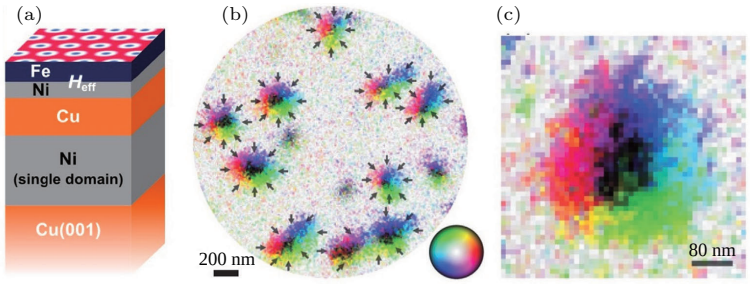


图 11 Cu(001)/Ni/Cu 衬底上 Ni/Fe 双层膜中 SP-LEEM 磁成像 [46,63] (a) 多层膜结构示意图, (b) SP-LEEM 照片, (c) 单个斯格明子的放大图

Fig. 11. SP-LEEM image for a Ni/Fe bilayer grown onto Cu(001)/Ni/Cu substrate [46,63]: (a) Structure of multilayers, (b) SP-LEEM image, and (c) magnified image of a single skyrmion.

对于 PEEM 来说, 早期被用于薄膜磁成像研究时, 通常是在同步辐射光源上采用偏振可调 (左旋/右旋的圆偏振及线偏振) 的 X 射线作为激发源, 利用被激发的二次电子进行成像, 常常被称为磁圆/线二色光发射电子显微镜 (XMCD/XMLD-PEEM). 由于同步辐射的 X 光源能量可调, XMCD/XMLD-PEEM 系统可以实现元素分辨的磁成像功能. 简言之, 当入射 X 射线的能量被调到某一磁性元素的不同吸收边附近时 (如 Fe 的 $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 能量分别为 706 和 719 eV, Co 的 $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 能量分别为 778 和 793 eV, Ni 的 $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 能量分别为 852 和 869 eV), 可以获得该样品中特定磁性元素的磁结构图像, 从而可以研究不同磁性元素之间的相互作用 (如铁磁和反铁磁有序排列).

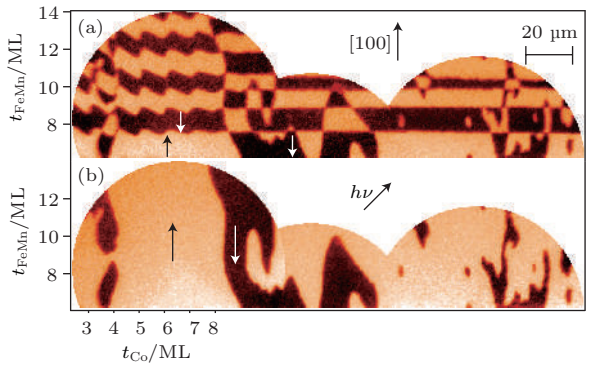


图 12 Cu(001) 衬底上双楔形 FeNi/FeMn/Co 单晶外延三层膜中磁耦合方向的总体观察 [64]

Fig. 12. Overview of the direction of the magnetic interlayer coupling in an FeNi/FeMn/Co single-crystalline trilayer on Cu (001) [64].

科学家们利用 XMCD-PEEM 技术的元素分辨特点来研究合金材料 (如 NiFe, CoFe, FeMn) 中磁性原子之间的相互耦合作用, 也可以利用上述特点来研究磁性多层膜体系中不同磁性层之间的相互作用. 例如, 德国马普微结构物理研究所 Kirschner 教授领导的团队, 利用 XMCD-PEEM 技术研究了双楔形 FeNi/FeMn/Co 三层膜体系中的磁相互作用, 正是由于其元素分辨能力, 才可以将多种磁性元素 (如 Fe, Co, Ni 和 Mn) 之间的磁有序和相互作用表征出来 [64].

由于 XMCD-PEEM 设备依赖于大型同步辐射光源, 难以满足广泛需求, 近年来, 各国科学家纷纷开始寻求不同光源作为激发源来开展光发射电子显微术的研究. 中国科学院理化技术研究所的科学家们在自行生长非线性光学 KBBF 晶体的基础上, 发明了棱镜耦合技术 (PCT), 最终研制出一种新型深紫外全固态激光源 (DUV-DPL 光源), 将该光源与 PEEM 相结合, 即深紫外激光光发射电子显微镜 (DUV-PEEM), 利用像差矫正器, 其空间分辨率高达 3.9 nm、能量分辨率高达 0.1 eV, 是目前国际上报道的最高水平. 该设备已经被广泛用于开展表面催化反应及其动力学研究 [65]. 深紫外激光的能量为 6.99 eV, 高于绝大多数固体材料的表面功函数 (例如: Fe, Co, Ni 和 Pt 的功函数分别为 4.5, 5.0, 4.6 和 5.7 eV), 如果还能够改变深紫外激光光源的偏振, 则可以利用 DUV-PEEM 来开展磁性样品的磁畴结构研究. 近期, 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室所负责的国际首台利用深紫外激光作为光源用于磁成像的 PEEM 系统已经通过验收, 成功获得了垂直磁各向异性 FePt 薄膜样品的磁畴结构. 该套 PEEM 系统通过超高真空与分子束外延薄膜制备系统相连接, 可以实现高质量单晶磁性薄膜/多层膜的生长、超高真空原位传输和原位高分辨磁成像, 相关工作正在进行中.

5 磁性斯格明子的多场调控研究

磁性斯格明子方面的研究自其被发现以来取得了令人鼓舞的进展, 其根源一是它具有丰富的物性, 二是它具有十分广泛的应用前景. 例如: 磁信息存储器件的核心单元为磁性隧道结/自旋阀材料, 利用自旋转移力矩效应可以翻转其中的一个铁磁层, 在没有外磁场的辅助下, 翻转的临界电流密度高达 10^7 A/cm^2 量级, 远远高于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限, 无法与硅基半导体技术相结合. 但是, 利用磁性斯格明子的拓扑磁结构可以实现类似于隧道结/自旋阀中的自旋转移矩效应, 即外加电流可以驱动甚至翻转斯格明子, 其临界电流密度约为 10^2 A/cm^2, 比传统磁性隧道结/自旋阀的临界值要低 5 个数量级, 该值远低于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限, 在未来的磁信息技术中具有广泛的应用前景.

进一步来说, 要实现磁性斯格明子在信息存储技术中的应用, 首要目标是要实现对斯格明子磁结构的外场/多场调控, 即在外场作用下, 斯格明子可以发生一定的响应. 磁性斯格明子在信息存储技术上的应用, 还需要突破工作温区的限制. 在表 1 中所列出的磁性斯格明子材料中, 早期的 MnSi, FeSi, FeGe 及氧化物的斯格明子磁有序转变温度均低于室温.

寻找室温区磁性斯格明子材料是近期科学家们的工作重点, 六角 MnNiGa 金属合金是首先被发现的跨室温、宽温区磁性斯格明子材料 [38]. 计算研究表明: MnNiGa 具有中心对称结构, 体系中的磁晶各向异性能、交换作用能和静磁能 (磁偶极相互作用) 产生相互竞争, 从而可以产生拓扑数为 2 的双斯格明子构型. 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室基于化学键调控和电子结构进行材料设计和制备, 首次在具有中心对称六角结构 MnNiGa 金属间化合物体系中发现了宽温域室温磁斯格明子拓扑磁畴结构, 成功克服了目前磁性斯格明子材料工作温度偏低和形成温区较窄的不足, 并且表现出双磁性斯格明子大的拓扑霍尔效应等拓扑输运性能, 图 13 给出了 MnNiGa 材料在不同外磁场下的斯格明子演变过程.

如上所述, 中心对称六角结构 MnNiGa 合金虽然在跨室温的宽温区具有稳定的双斯格明子结构, 但是该材料在温度远低于居里温度时, 体系的斯格明子密度较低 [38], 如图 14 所示. 由于磁性斯格明子的密度较低, 难以满足其在未来器件中的应用, 需要通过特定的手段来调控, 从而增加其密度. 近期的研究发现 [66], 对于 MnNiGa 体系, 可以利用外加电流与材料非线性自旋之间的相互作用对斯格明子磁有序转变 (铁磁态向条纹畴态的转变) 进行有效的干预. 研究表明: 在适当的电流作用下可以终止磁有序转变的发生, 使得体系处于斯格明子起主要作用的剩余磁畴图案状态, 该状态可以在零磁场和一定的电流作用下稳定存在; 在外加电流的作用下, 上述状态可以在 100 K 到 330 K 的宽温区内直接演化为高密度双斯格明子态, 因此外加电流可以大幅度提 MnNiGa 材料中的高斯格明子

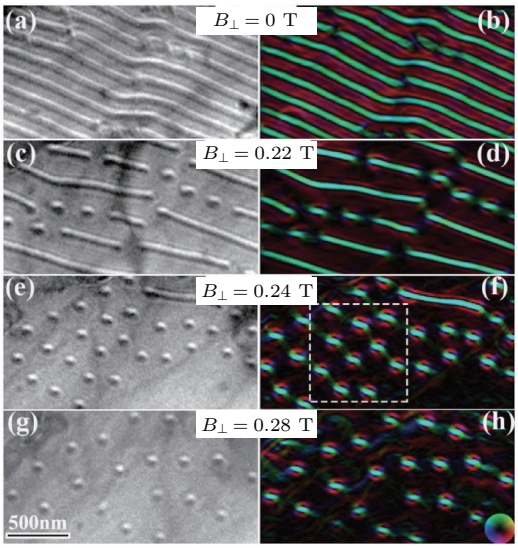
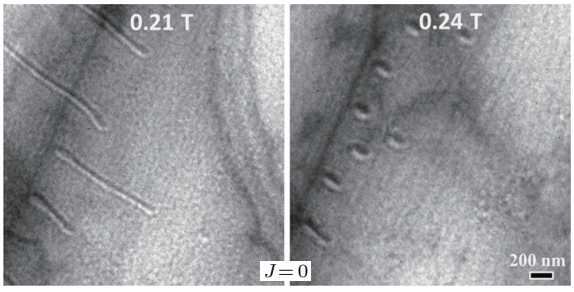


图 13 室温下 MnNiGa 材料在不同磁场下的 LTEM 照片 [38]

Fig. 13. Magnetic field dependence of biskyrmions in real-space LTEM images at room temperature [38].



(a) (b)

图 14 无外加电流、不同磁场作用下 MnNiGa 材料的 LTEM 照片 [66]

Fig. 14. LTEM images of MnNiGa biskyrmions under magnetic fields of 0.21 T and f 0.24 T, without electric current [66].

密度, 并进行有效的调控. 图15给出了电流密度为5.0×10^7 A/m^{2}时 (对应于5.0×10^3 A/cm^2), 不同大小外磁场时体系中的斯格明子状态, 可以清楚地看出: 当外磁场为0.19 T时, 视野范围内的条纹畴全部转变为斯格明子, 其密度大幅度增加.

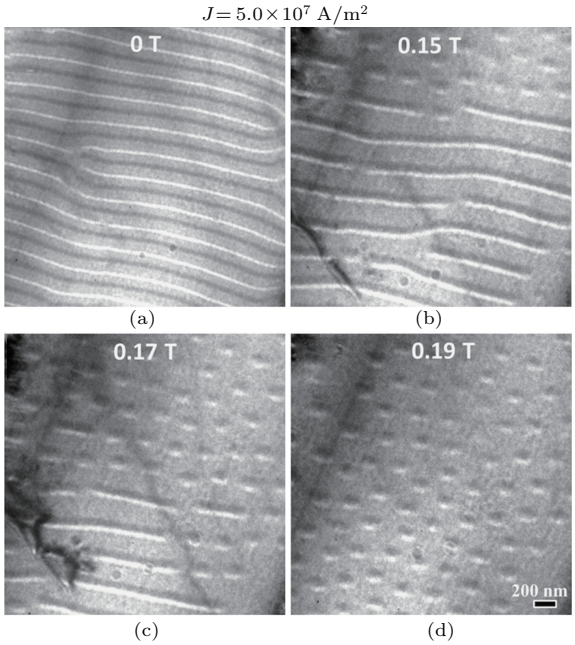


图15 电流调控高密度双斯格明子, 在密度为5.0×10^7 A/m^{2}电流作用下, 不同外磁场下双斯格明子转变的LTEM照片, 沿着条纹线上高密度双斯格明子的断开起源于电流诱导的自旋转移力矩效应[66]

Fig. 15. High-density biskyrmions by electric current manipulation. Lorentz TEM images of biskyrmions transition at a magnetic field of (a) 0 T, (b) 0.15 T, (c) 0.17 T, (d) 0.19 T with a fixed electric current of 5.0×10^7 A/m^2. High-density biskyrmions pinched off along stripe lines, attributing to the spin transfer torque effects induced by electric current [66].

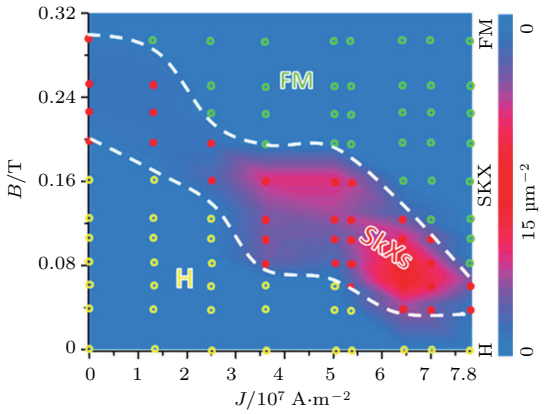


图16 MnNiGa材料在室温下双斯格明子密度对外磁场和外加电流密度条件下的等高线图[66]

Fig. 16. The contour mapping of biskyrmions as a function of external magnetic field (B) and current density (J) based on *in-situ* LTEM observations [66].

如前所述, 要想在MnNiGa材料中获得稳定的高密度磁性斯格明子, 需要详细研究该材料在多场调控作用下的相图, 例如温度、外磁场、外加电流密度等重要参数[66]. 图16给出了MnNiGa材料在室温下双斯格明子密度对外磁场和外加电流密度条件下的等高线图, 其中H, FM和SKXs分别代表螺旋条状畴状态、铁磁态和斯格明子态.

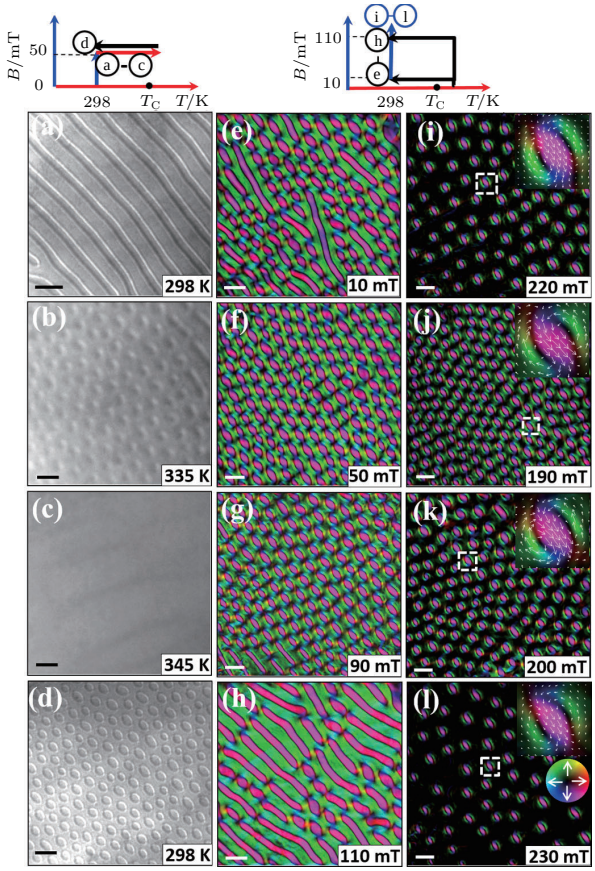


图17 适当场冷调控MnNiGa磁性双斯格明子产生和保持的LTEM图[67] (a)—(d) 50 mT磁场不同温度下的LTEM图, 对应温度为298 K, 335 K, 345 K以及恢复到298 K; (e)—(h) 在不同外磁场下从360 K场冷退火到298 K时的LTEM图; (i)—(l)分别对应于图(e)—(h)并且把外磁场升高到完全的斯格明子态下的LTEM图; (i)—(l)中的插图对应于所选单个斯格明子的放大图; 图中标尺为200 nm

Fig. 17. LTEM images demonstrating the biskyrmion generation and sustainability via appropriate field cooling (FC) manipulation in MnNiGa. LTEM images acquired under a magnetic field of 50 mT at (a) 298 K, (b) 335 K, (c) 345 K, and (d) back to 298 K. (e)–(h) LTEM images of the magnetic domain distribution at 298 K after FC manipulation from 360 K under different magnetic fields. (i)–(l) Biskyrmion distribution after increasing the magnetic fields to complete skyrmion state based on the corresponding residual magnetic domains shown in (e)–(h). Insets in panels (i)–(l): in-plane magnetization of the selected single biskyrmion. The experimental procedures are shown on top of the column. The scale bars are 200 nm [67].

对比图6中的MnSi斯格明子区域和图16中MnNiGa中的斯格明子状态, 可以清楚看出: MnNiGa材料中存在斯格明子的状态要比MnSi材料的状态无论是磁场还是外加电流的范围要宽很多, 有利于其实际应用. 此外: 在高温区通过施加不同大小的磁场可以调控MnNiGa材料中铁磁团簇的取向和大小, 使其在最佳条件下优先形成高密度斯格明子相, 更加有利于该材料在未来磁信息存储器件中的应用.

多场调控的另外一种方法是利用透射电镜原位温度样品杆对样品实施变温并进行原位磁成像观察研究. 具体的操作过程如下[67]: 在LTEM中利用原位温度样品杆中的加热系统将样品加热至居里温度以上, 通过施加不同的小磁场调控铁磁团簇的取向和大小, 优化外场条件, 在最佳的条件下优先形成高密度斯格明子相; 在降温过程中, 利用斯格明子的拓扑保护特性以及升高的斯格明子能量势垒, 使得高密度斯格明子点阵延伸至居里温度以下的任意温度, 并且可以在没有任何外场的情况下稳定存在, 如图17所示. 不需要外加磁场即可稳定存在的非易失性的斯格明子点阵有利于降低能耗, 将进一步加速磁性斯格明子材料在磁信息存储器件中的应用. 为了全面研究不同初始状态下斯格明子在外磁场和不同温度下的演化行为, 需要根据不同状态下斯格明子演化的原位 LTEM 结果进行分析和总结, 来获得斯格明子密度与外磁场及温度

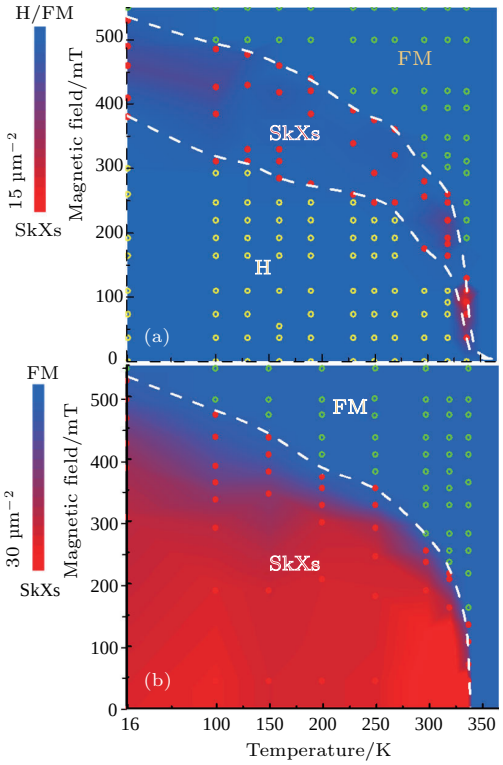


图18 根据不同状态下斯格明子演化的原位LTEM结果所获得的双斯格明子密度与外磁场及温度的整体相图, 其中(a)为不同温度下基态条状畴, (b)为在50 mT磁场下场冷后的剩余磁畴状态[67]

Fig. 18. Overall phase diagrams obtained by contour mapping biskyrmion density as a function of external magnetic field (B) and temperature (T) based on in situ LTEM observation of skyrmion evolution from (a) ground stripe domains at different temperatures and (b) residual domains after the optimized 50 mT field cooling manipulation[67].

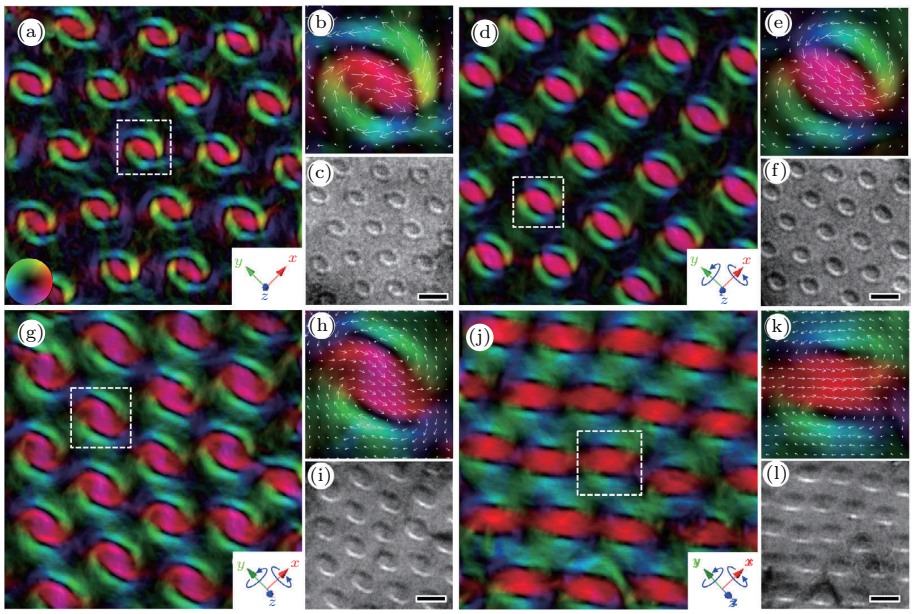


图19 样品倾角对磁性斯格明子形貌的影响[68]

Fig. 19. Magnetic biskyrmion morphology dependence of sample tilting[68].

的整体相图[67]. 图18给出了原位LTEM研究双斯格明子密度与外磁场及温度的对比相图, 可以利用斯格明子的拓扑保护以及降温过程中明显升高的斯格明子能量势垒, 使得高密度斯格明子点阵向下延伸到到居里温度以下的任何温区, 且在没有任何外场的情况下仍然可以稳定存在, 从而突破了斯格明子自旋结构需要高磁场来维持的技术瓶颈.

除了上述外场(磁场、温度场、电流等)对于斯格明子的自旋结构及其演化行为产生重要的影响之外, 样品的厚度、材料的晶粒大小、倾转角度等多种因素也会对MnNiGa体系中的斯格明子结构产生一定的影响[68]. 图19给出了不同样品倾角下磁性斯格明子形貌的变化.

近期, 在磁性薄膜/多层膜体系中发现的斯格明子更加令人鼓舞, 主要的原因有: 1) 该类材料的磁有序温度均在室温以上, 适合于器件的最终使用; 2) 该类材料多数可以采用磁控溅射方法来制备, 其样品尺寸可达4, 6, 甚至8 in, 可以与硅基半导体

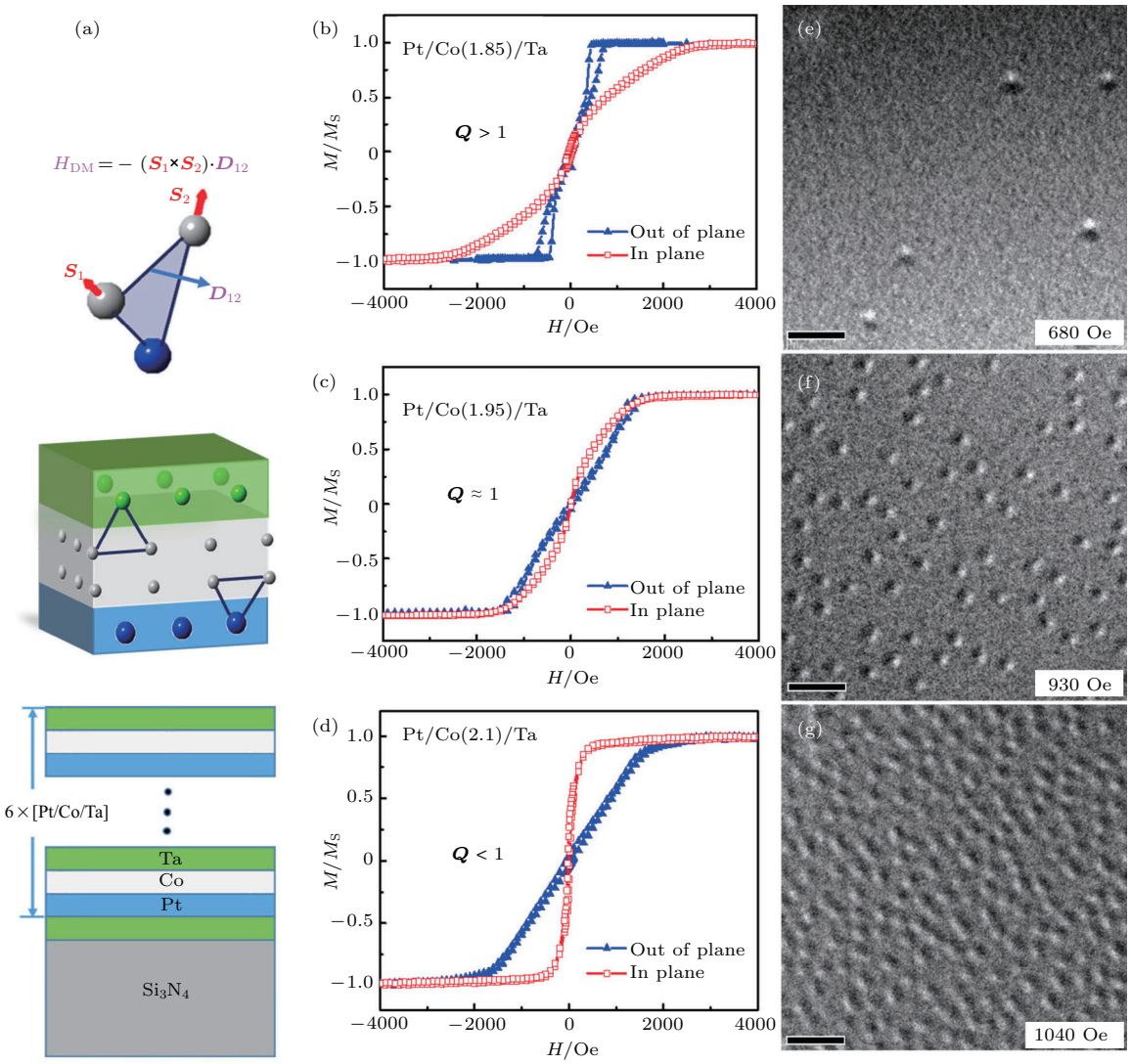


图20 不同厚度Co层样品的磁滞回线和对应的skyrmion分布图[69] (a) 上方为两个金属原子(灰色小球)与一个邻近的具有强自旋-轨道相互作用的原子(蓝色小球)之间DMI, 下方是由6个Pt/Co/Ta重复周期构成的多层膜样品示意图; (b)—(d) 不同厚度Co层样品室温测量的磁滞回线, 曲线均已归一化; (e)—(g) 对应的不同厚度Co层样品从条纹畴完全转变生成skyrmion的LTEM图, 外加的垂直磁场分别为680, 930和1040 Oe, 图中标尺为200 nm

Fig. 20. The magnetic anisotropy together with the corresponding skyrmion distribution in Pt/Co/Ta multilayers. (a) Top: the DMI for two magnetic atoms (grey spheres) close to an atom (blue sphere) with a large spin–orbit coupling. Bottom: schematic multilayers made of six repetitions of the Pt/Co/Ta trilayer. (b)–(d) Room-temperature magnetic hysteresis loops measured along the in-plane and out-of-plane directions respectively. Each loop is normalized to saturate magnetization. (e)–(g) Magnetic skyrmion distribution while completely evolved from stripe domain at the magnetic fields of 680, 930 and 1040 Oe, respectively. The skyrmion density gets higher with thicker Co layer. The scale bar in (e)–(g) is 200 nm[69].

技术和微电子技术完美匹配. 鉴于上述情况, 最后一部分关于磁性斯格明子的多场调控介绍主要集中于磁性金属多层膜体系.

磁性多层膜体系具有界面对称破缺的特点, 其斯格明子结构可以在室温附近稳定存在. 此外, 这类材料具有实验参数易调 (采用磁控溅射镀膜技术来制备)、与器件兼容性良好以及外场可调控其行为等优势, 更适用于实际器件的应用. 目前所发现的室温斯格明子薄膜材料主要集中在垂直各向异性的磁性多层膜体系中, 但斯格明子的生成与垂直各向异性之间的关联机理尚不清楚, 有待深入的研究. 近期我们发现通过改变铁磁 Co 层厚度可以调控体系的垂直磁各向异性, 在自旋取向由垂直各向异性转向面内各向异性的过渡区间, 观察到斯格明子密度的逐渐升高, 如图 20 所示, 系统的拓扑霍尔电阻证实了其非平庸特性并且在宽温区 (12—300 K) 具有温度稳定性 [69]. 值得指出的是: 通常在 Ta/CoFeB/TaO, Ta/CoFeB/MgO 和 Pt/Co/Ta 等磁性多层膜中观察到的磁性斯格明子 [49,50,69], 其铁磁层 CoFeB 和 Co 薄膜的厚度均为 1 nm 左右, 具有垂直各向异性, 外磁场作用下生成的斯格明子密度较小, 随机分散分布, 并且需要外场来维持其存在. 因此, 如何获得室温下稳定存在且易于调控的斯格明子多层膜体系是当前研究的难点和挑战.

利用 LTEM 结合多种磁电性能测量技术, 系统地研究了外场 (电、磁场) 调控作用下垂直磁各向异性与斯格明子生成及其密度之间的关系. 图 21 给出了电流和磁场作用下 Pt/Co(1.85 nm)/Ta 垂直磁性多层膜体系的斯格明子变化过程, 可以看出: 通过电磁协同作用可以有效地调控 Pt/Co/Ta 体系的斯格明子密度, 并在最佳的调控条件下获得了零场稳定存在的高密度斯格明子 [70].

关于多场调控作用下磁性斯格明子自旋结构及其拓扑磁性的变化是当前该领域的研究热点, 其材料体系也正从传统的垂直各向异性磁性多层膜向面内各向异性磁性多层膜、甚至是磁矩倾斜的磁性多层膜体系发展. 由于磁信息存储技术的需求, 通过电学方法进行拓扑斯格明子的探测、调控以及识别是实现信息读写的关键, 大量的理论和实验工作也在不断推进磁性斯格明子的进一步应用 [71−74]. 多场调控研究的材料体系必然向磁性隧道结、自旋阀及霍尔天平等自旋电子学核心器件方向发展, 为该类材料在磁信息存储领域的应用奠定材料、物理和器件工作原理等方面的基础.

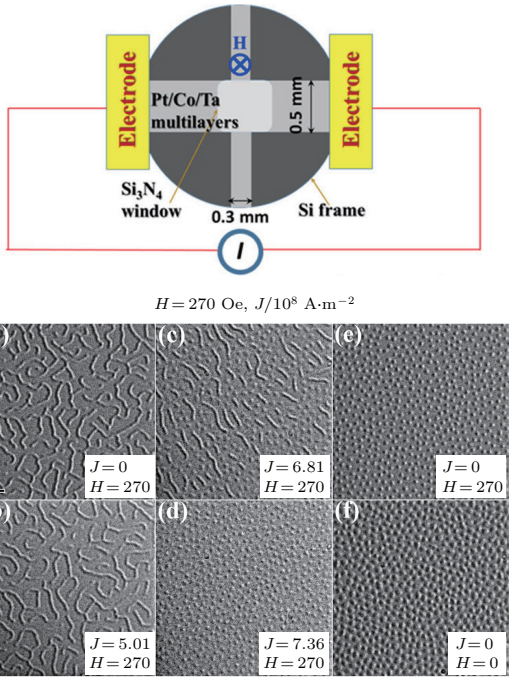


图 21 垂直磁性多层膜体系 Pt/Co(1.85 nm)/Ta 在电磁调控作用下 LTEM 照片 [70] (a)–(d) 固定磁场 270 Oe 条件下, 通过增加电流密度进行电磁调控的斯格明子演化过程; (e) 关掉电流后, 调控得到的高密度斯格明子仍然存在; (f) 电流和磁场都关掉后, 调控得到的高密度斯格明子的分布图; 图 (a) 的标尺为 200 nm

Fig. 21. LTEM images for the electromagnetic manipulation by tuning the electric current at a fixed magnetic field of 270 Oe. Magnetic skyrmion evolution at current densities of (a) 0, (b) 5.01, (c) 6.81, and (d) 7.36 ($\times 10^{-8}$ A·m^{-2}) is shown. (e) High-density skyrmions after switching off the electric current. (f) Nonvolatile high-density skyrmions after removal of both the electric current and external magnetic field. The scale bar in (a) corresponds to 200 nm [70].

6 结论与展望

磁性斯格明子从概念的提出到被实验验证、再发展到多种类型的材料体系, 前后仅十几年的时间, 相关研究迅速发展成为一门新兴学科—拓扑磁学, 其背后主要推动力一是丰富的物理机理, 二是巨大的应用前景. 最初的材料体系中磁性斯格明子仅在远低于室温的条件下才能够被观察或者稳定存在, 但随后这一瓶颈就被科学家们所突破, 不仅在合金材料、甚至在磁性多层膜体系中均可以实现稳定的斯格明子. 特别是磁性多层膜体系, 与当前的硅基半导体工艺兼容, 可以由磁控溅射技术来制备, 且一次性制备薄膜尺寸可达 2—8 in, 这有望进

一步加速磁性斯格明子在磁信息存储领域的实际应用.

磁性斯格明子早期的研究主要集中在德国、日本、美国和法国等发达国家的大学及科研院所, 并注重实验观察与理论计算相结合, 而国内仅有少数课题组参与其中, 且多以理论计算和微磁学模拟为主. 近五年来, 随着国内实验条件的大幅度提升 (如洛伦兹透射电镜、光发射透射电子显微镜、磁光克尔显微镜、磁力显微镜等) 以及大型实验装置的相继建成 (合肥强磁场中心、中国散裂中子源), 国内多个研究组相继展开了磁性斯格明子的实验研究, 研究的重点也过渡到理论与实验相结合, 并逐渐转向新材料探索和器件应用开发, 取得了突出的研究成果.

参考文献

[1] Moore G E 1965 *Electronics* **38** 114

[2] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen van Dau F, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472

[3] Binasch G, Grünberg P, Saurenbach F, Zinn W 1989 *Phys. Rev. B* **39** 4828

[4] Miyazaki T, Tezuka N 1995 *J. Magn. Magn. Mater.* **139** L231

[5] Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3273

[6] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1

[7] Uchida K, Takahashi S, Harii K, Ieda J, Koshibae W, Ando K, Maekawa S, Saitoh E 2008 *Nature* **455** 778

[8] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190

[9] Zhang S L, Liu Y, Collins-McIntyre L J, Hesjedal T, Zhang J Y, Wang S G, Yu G H 2013 *Sci. Rep.* **3** 2087

[10] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901

[11] Wang S G, Kohn A, Wang C, Petford-Long A K, Lee S, Fan R, Goff J P, Singh L J, Barber Z H, Ward R C C 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 225001

[12] Zhang Z D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 067503 (in Chinese) [张志东 2015 物理学报 **64** 067503]

[13] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556

[14] Kugler M, Shtrikman S 1988 *Phys. Lett. B* **208** 491

[15] Klebanov I 1985 *Nucl. Phys. B* **262** 133

[16] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S A, Rezayi E H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 16419

[17] Schütte C 2014 *Ph. D. Dissertation* (Köln: Univ. of Köln)

[18] Everschor K 2012 *Ph. D. Dissertation* (Köln: Univ. of Köln)

[19] Seki S, Mochizuki M 2016 *Skyrmions in Magnetic Materials* (Cham: Springer International Publishing)

[20] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201

[21] Jiang W J, Zhang X C, Yu G Q, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson John E, Cheng X M, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2016 *Nat. Phys.* **13** 162

[22] 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 I, Stoll H, Schütz G, Beach G S D, Kläui M 2016 *Nat. Phys.* **13** 170

[23] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899

[24] Bogdanov A N, Rößler U K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037203

[25] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797

[26] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915

[27] Uchida M, Onose Y, Matsui Y, Tokura Y 2006 *Science* **311** 359

[28] Jonietz F, Muhlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Munzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Boni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648

[29] Ishikawa Y, Tajima K, Bloch D, Roth M 1976 *Solid State Commun.* **19** 525

[30] Li Y, Kanazawa N, Yu X, Tsukazaki A, Kawasaki M, Ichikawa M, Jin X, Kagawa F, Tokura Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117202

[31] Grigoriev S V, Dyadkin V A, Moskvin E V, Lamago D, Wolf T, Eckerlebe H, Maleyev S V 2009 *Phys. Rev. B* **79** 144417

[32] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[33] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603

[34] Shibata K, Yu X Z, Hara T, Morikawa D, Kanazawa N, Kimoto K, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 723

[35] Münzer W, Neubauer A, Adams T, Mühlbauer S, Franz C, Jonietz F, Georgii R, Böni P, Pedersen B, Schmidt M, Rosch A, Pfleiderer C 2010 *Phys. Rev. B* **81** 041203

[36] Kézsmárki I, Bordács S, Milde P, Neuber E, Eng L M, White J S, Rønnow H M, Dewhurst C D, Mochizuki M, Yanai K, Nakamura H, Ehlers D, Tsurkan V, Loidl A 2015 *Nat. Mater.* **14** 1116

[37] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, Rønnow H M, Morikawa D, Taguchi Y, Tokura Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638

[38] 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

[39] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198

[40] Yu X Z, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 8856

[41] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198

[42] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713

[43] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636

[44] Li J, Tan A, Moon K W, Doran A, Marcus M A, Young A T, Arenholz E, Ma S, Yang R F, Hwang C, Qiu Z Q 2014 *Nat. Commun.* **5** 4704

[45] Miao B F, Sun L, Wu Y W, Tao X D, Xiong X, Wen Y, Cao R X, Wang P, Wu D, Zhan Q F, You B, Du J, Li R W, Ding H F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 174411

[46] Chen G, Mascaraque A, N'Diaye A T, Schmid A K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 242404

[47] Moreau Luchaire C, Moutafis C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, van Horne N, Bouzehouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wohlhüter P, George J M, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 444

[48] Boulle O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Mentes T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigne Y, Stashkevich A, Cherif S M, Aballe L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 449

[49] 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, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283

[50] Yu G Q, Upadhyaya P, Li X, Li W Y, Kim S K, Fan Y B, Wong K L, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 1981

[51] Du H F, Ning W, Tian M L, Zhang Y H 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401

[52] Du H F, Che R C, Kong L Y, Zhao X B, Jin C M, Wang C, Yang J Y, Ning W, Li R W, Jin C Q, Chen X H, Zang J D, Zhang Y H, Tian M L 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504

[53] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403

[54] Dai Y Y, Wang H, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2014 *Sci. Rep.* **4** 06153

[55] Sun L, Cao R X, Miao B F, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201

[56] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643

[57] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652

[58] Ding B, Wang W H 2017 *Physics* **47** 15 (in Chinese) [丁贝, 王文洪 2017 物理 **47** 15]

[59] Peng L C, Zhang Y, Zuo S L, He M, Cai J W, Wang S G, Wei H X, Li J Q, Zhao T Y, Shen B G 2018 *Chin. Phys. B* **27** 056801

[60] Binnig G, Rohrer H 1987 *Rev. Mod. Phys.* **59** 615

[61] Wiesendanger R, Güntherodt H J, Güntherodt G, Gambino R J, Ruf R 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 247

[62] Chen G, Zhu J, Quesada A, Li J, N'Diaye A T, Huo Y, Ma T P, Chen Y, Kwon H Y, Won C, Qiu Z Q, Schmid A K, Wu Y Z 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177204

[63] Jiang W J, Chen G, Liu K, Zang J D, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2017 *Phys. Rep.* **704** 1

[64] Kuch W, Chelaru L I, Offi F, Wang J, Kotsugi M, Kirschner J 2006 *Nat. Mater.* **5** 128

[65] Cao N, Fu Q, Bao X H 2012 *Bull. Chin. Acad. Sci.* **27** 103 (in Chinese) [曹凝, 傅强, 包信和 2012 中国科学院院刊 **27** 103]

[66] Peng L C, Zhang Y, He M, Ding B, Wang W H, Tian H F, Li J, Wang S G, Cai J W, Wu G H, Liu J P, Kramer M J, Shen B G 2017 *npj Quantum Mater.* **2** 30

[67] Peng L C, Zhang Y, Wang W H, He M, Li L L, Ding B, Li J Q, Sun Y, Zhang X G, Cai J W, Wang S G, Wu G H, Shen B G 2017 *Nano Lett.* **17** 7075

[68] Peng L C, Zhang Y, He M, Ding B, Wang W H, Li J Q, Cai J W, Wang S G, Wu G H, Shen B G 2018 *J. Phys.: Condens. Matter* **30** 065803

[69] He M, Li G, Zhu Z Z, Zhang Y, Peng L C, Li R, Li J Q, Wei H X, Zhao T Y, Zhang X G, Wang S G, Lin S Z, Gu L, Yu G Q, Cai J W, Shen B G 2018 *Phys. Rev. B* **97** 174419

[70] He M, Peng L C, Zhu Z Z, Li G, Cai J W, Li J Q, Wei H X, Gu L, Wang S G, Zhao T Y, Shen B G, Zhang Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 202403

[71] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031

[72] Wiesendanger R 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16044

[73] Kang W, Huang Y Q, Zhang X C, Zhou Y, Zhao W S 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040

[74] Finocchio G, Büttner F, Tomasello R, Carpentieri M, Kläui M 2016 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 423001

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Multi-field control on magnetic skyrmions*

Dong Bo-Wen[1)2)] Zhang Jing-Yan[1)] Peng Li-Cong[2)] He Min[2)] Zhang Ying[2)†]
Zhao Yun-Chi[2)] Wang Chao[2)] Sun Yang[2)] Cai Jian-Wang[2)] Wang Wen-Hong[2)]
Wei Hong-Xiang[2)] Shen Bao-Gen[2)] Jiang Yong[1)] Wang Shou-Guo[1)‡]

1) (*Department of Materials Physics and Chemistry, School of Materials Science and Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China*)

2) (*State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 9 May 2018; revised manuscript received 22 May 2018)

Abstract

The concept of skyrmion is proposed by Tony Skyrme, a British particle physicist, to describe a state of particles as a topological soliton. Magnetic skyrmion is a novel spin structure with topological behavior, whose size is on a nanometer scale. The space between skyrmions is tunable from a few nanometers to micrometer. Magnetic skyrmion can be stable in a large temperature range, from lower temperatures, to room temperature, and even to higher temperature. The materials with magnetic skyrmions include not only low temperature B20-type ferromagnets with centrosymmetry breaking and weak ferromagnets with helical magnetic ordering, but also the hexagonal MnNiGa alloy and ferromagnetic multilayers over room temperature. By using topological spin structure of skyrmions, an electrical current can be applied to driving or flipping the skyrmions, similar to the spin transfer torque effect in spin-valves and magnetic tunnel junctions. The critical current density is on the order of 10^2 A/cm^2, which is five orders lower than that in magnetic multilayered structures such as 10^7 A/cm^2. This critical value is much lower than the channel current density in Si-based semiconductor technology, thus leading to great potential applications in the future magnetic information devices. In this review paper, we first introduce the discovery, a brief development history of magnetic skyrmions. Then, we summarize the materials with skyrmion spin structures, focusing on the key physical properties. Finally, we mention the recent progress of the multi-field (such as magnetic field, electrical current, and temperature) control on magnetic skyrmions in hexagonal MnNiGa alloy and Pt/Co/Ta magnetic multilayers, together with the creation, annihilation, and dynamic behavior of skyrmions.

Keywords: skyrmions, topological magnetism, magnetic domains, magnetic imaging

PACS: 75.70.Kw, 75.70.–i, 75.70.Cn, 68.37.–d **DOI:** 10.7498/aps.67.20180931

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51625101, 51431009, 51471183, 11674373), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant Nos. 2015CB921401, 2016YFB0700902), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. FRF-TP-16-001C2), and Youth Innovation Promotion Association of Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2015004).

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

‡ Corresponding author. E-mail: sgwang@ustb.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

磁性斯格明子的赛道存储

梁雪 赵莉 邱雷 李双 丁丽红 丰友华 张溪超 周艳 赵国平

Skyrmions-based magnetic racetrack memory

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

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 137510 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180764
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180764
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I13

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

e_3O_4单晶薄膜磁性电场调控的微磁学仿真研究
Electric-field control of magnetic properties of Fe_3O_4 single-crystal film investigated by micro-magnetic simulation
物理学报.2017, 66(13): 137501 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.137501

磁涡旋极性翻转的局域能量
Local energy of magnetic vortex core reversal
物理学报.2016, 65(21): 217503 http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.217503

电流调控磁涡旋的极性和旋性
Controlling of magnetic vortex chirality and polarity by spin-polarized current
物理学报.2015, 64(24): 247505 http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247505

非均匀弱直流偏置磁场中CoFe-基非晶态合金丝的静磁化分布和退磁场分布
Static magnetization and demagnetizing field distribution of the amorphous wire in non-uniform applied field
物理学报.2014, 63(24): 247502 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.247502

不同易轴取向下对$Nd_2Fe_{14}B/Fe_{65}Co_{35}$磁性双层膜的微磁学模拟
Micromagnetic simulation and analysis of $Nd_2Fe_{14}B/Fe_{65}Co_{35}$ magnetic bilayered thin films with different orientations of the easy axis
物理学报.2014, 63(16): 167505 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.167505

专题: 磁斯格明子

磁性斯格明子的赛道存储*

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

1) (四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610101)

2) (香港中文大学 (深圳) 理工学院, 深圳 518172)

3) (山西先进永磁材料与技术协同创新中心, 临汾 041004)

(2018 年 4 月 21 日收到; 2018 年 5 月 22 日收到修改稿)

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

关键词: 斯格明子, 赛道存储, 自旋转移力矩

PACS: 75.78.Fg, 75.78.Cd, 75.40.Mg, 75.50.Ss **DOI:** 10.7498/aps.67.20180764

1 引 言

斯格明子最早由英国粒子物理学家 Skyrme [1] 提出, 用于描述介子领域中的局域化的准粒子结构. 此后, 这一物理概念也用于很多其他领域, 比如: 核物理、量子霍尔体系、液晶以及超冷原子等 [2,3]. 斯格明子是一种受拓扑保护的结构, 可以由一个拓扑整数来表征, 其拓扑数不会在场的连续形变下而发生改变. 有趣的是, 这种非拓扑平庸的准粒子也可以稳定地存在于手性磁体中, 即磁性斯格明子 [3]. 有了这些开创性的理论工作 [4−7], 此后不断涌现出大量研究磁性斯格明子的实验工作. 2009 年, Mühlbauer 等 [8] 通过小角度中子散射实验, 在 MnSi 材料中首次证实了斯格明子晶体 (skyrmion lattice) 的存在; Yu 等 [9] 利用洛伦兹透射电子显微镜 (Lorentz transmission electron microscopy, LTEM) 在 $Fe_{1-x}Co_xSi$ 首次得到真实空间中斯格明子的成像; Heinze [10] 在 Ir 表面生长的 Fe 单原子层中用自旋极化扫描隧道显微镜 (spin-polarized scanning tunneling microscopy, SP-STM) 也观测到了自发的的原子级的斯格明子晶体; 2015 年, 杜海峰等 [11] 通过实验发现, 在外加磁场作用下, FeGe 纳米带中边缘扭曲的螺旋基态可以演变成斯格明子, 即利用边界效应实现斯格明子的产生; Hsu 等 [12] 证明了局部电场可以实现斯格明子与铁磁态之间的相互转换. 此外, 许多研究者 [13−20] 也进一步研究了室温下斯格明子的形成及其基本操控. 其中, Zhou 和 Ezawa [17] 以及 Jiang 等 [18] 分别通过模拟和实验实现了室温下受限几何结构中带状磁畴向单个斯格明子的转换. 无疑, 这些结果都为斯格明子自旋电子设备的应用打开了一扇大门.

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

† 通信作者. E-mail: zhaogp@uestc.edu.cn

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

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

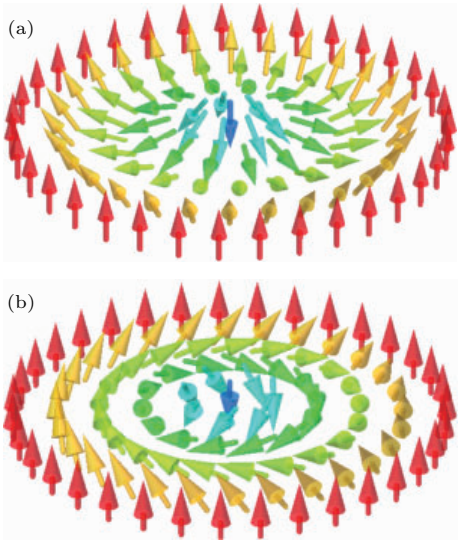


图1 两种斯格明子的自旋结构 (a) 奈尔型斯格明子; (b) 布洛赫型斯格明子[21,22]

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

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

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

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

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

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

2 斯格明子在赛道上的写入

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

2.1 自旋极化电流诱导斯格明子的产生

对于普通电流, 是由自由电子的定向移动而形成, 电子所携带的自旋方向随机分布, 总体不带极性. 当普通电流穿过“铁磁层/非铁磁层/铁磁层”三明治结构的自旋阀时, 由于自旋散射作用, 最终将使普通电流变成自旋极化电流. 利用自旋极化电流来产生斯格明子, 不论是实验还是理论的角度, 无疑都是一种比较简单、有效、也有望应用于实际的产生方式.

2.1.1 实验研究

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

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

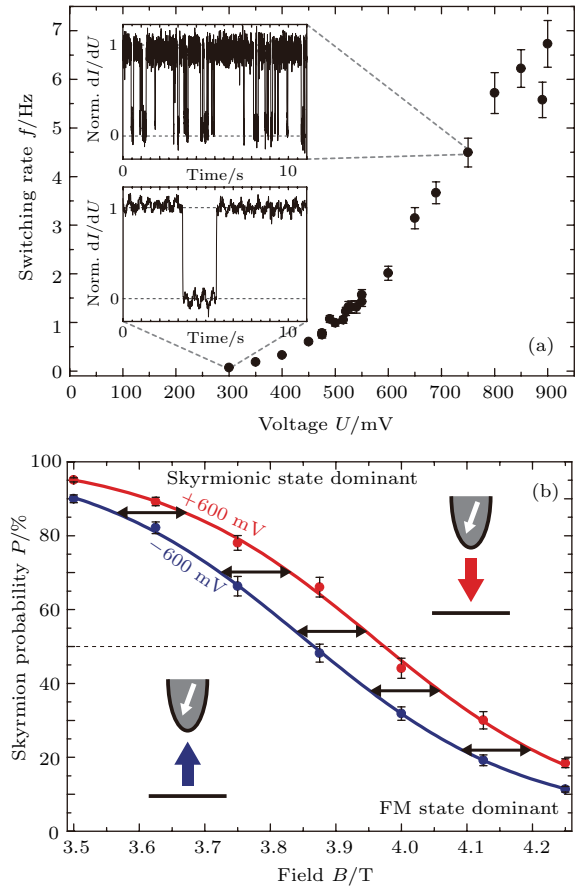


图 2 $T = 4.2$ K 时电压和外场对斯格明子成核和湮没的影响[34] (a) 转换率 f 与电压 U 的关系 ($I = 300$ nA, $B = 2.7$ T); (b) 斯格明子概率 P 与外场 B 的关系 ($I = 100$ nA)

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

2.1.2 数值模拟

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

其中, Sampaio 等[37] 在这一领域做出了具有里程碑意义的重要工作, 他们通过微磁模拟软件 The Object Oriented MicroMagnetic Framework(OOMMF) 进行模拟, 研究了不同参数对单个斯格明子的大小及稳定性的影响. Rohart 和 Thiaville[49] 的计算结果表明, 对于较小的 D 值, 斯格明子的大小对纳米盘的依赖性较小, 而对于较大的 D 值, 由于纳米盘的边界影响, 斯格明子的大小会随着盘的增大而增大 (如图 3 所示). 文献 [22] 中还提到只有当电流超过一个阈值, 并且经历一定的弛豫时间, 斯格明子才能产生. 对实际应用而言, 临界电流和弛豫时间无疑都是至关重要的因素, 临界电流越小, 耗能越低, 弛豫时间越短, 则有效性和灵敏度越高. 有研究发现临界电流的大小与材料的阻尼系数 α 有关, α 越小, 成核所需的临界电流就越小[37]. 对于 CoFeB 薄膜, 其阻尼系数 $\alpha = 0.015$, 此时, 临界电流可以减小到 0.5×10^8 A·cm^{-2}. 其次, 减小磁晶各向异性常数或增加外磁场, 也可以减小临界电流[37]. 此外, Iwasaki 等[33] 在带有缺口的垂直磁化的纳米线上注入脉冲电流, 通过自旋转移力矩的作用可以产生布洛赫型的斯格明子. Yuan 和 Wang[50] 研究了在自由层是垂直磁化的自旋阀中通入纳秒级电流脉冲, 即使没有外场的帮助, 也可以实现斯格明子的成核和删除.

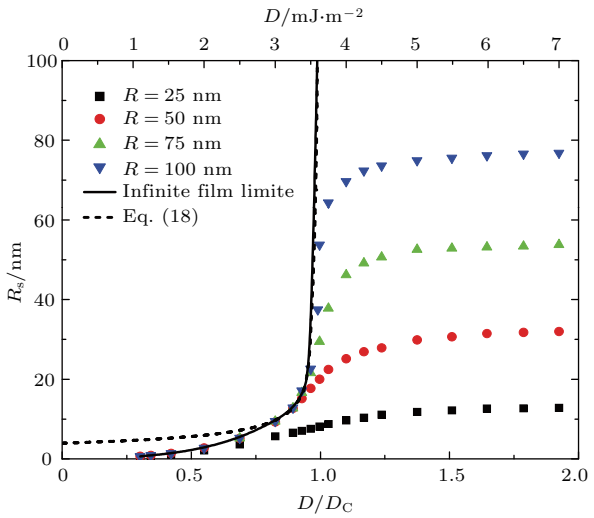


图 3 在不同大小的圆盘中斯格明子的半径随 D/D_c 的变化[49]

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

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

明子的产生、运动以及湮没过程都会受到铁磁纳米赛道边界的影响[33,36,51−53]. 最近有关研究表明, 在具有DMI的纳米薄膜上, 边界的不稳定性可能会导致斯格明子在其边界附近产生[54]. 另外, 斯格明子在受限系统中的运动也会受到边界的作用, 包括振荡和回旋运动[55−57], 而且赛道的宽度会直接影响斯格明子的大小和斯格明子间的平衡距离[36]. Ran等[58]基于微磁学模拟, 系统地研究了在受限系统中斯格明子成核的边界效应. 图4为自旋结构在不同的注入电流j下随d_1的变化, 其中d_1是赛道左端到注入中心的距离. 除了距离d_1, 材料参数、赛道几何参数和电流密度也会对受限系统中斯格明子的成核情况产生影响. 文献[58]中指出斯格明子态只能在特定的参数区间产生.

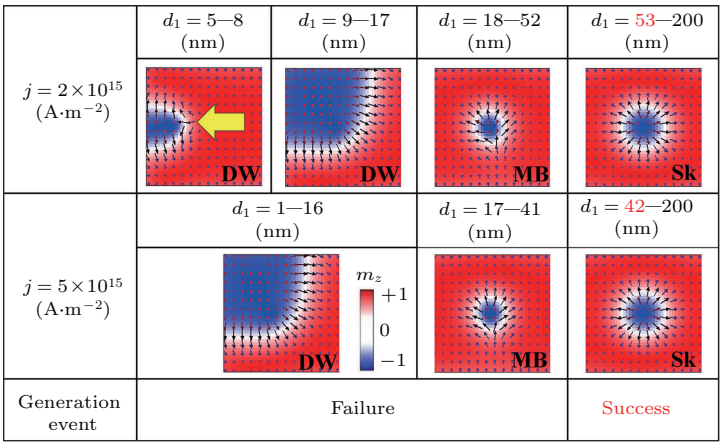


图4 自旋结构在不同电流密度j下随d_1的变化 形成事件的成功或失败表示的是斯格明子形成的成功与否, 黄色箭头指出的是自旋结构中的类缺口点, 比色刻度尺表示的是磁矩z的分量[58]

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

2.2 外加磁场下斯格明子的产生

2.2.1 斯格明子的B-T相图

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

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

等式右边各项分别代表交换能、磁晶各向异性能、塞曼能、退磁能和DMI能. 其中磁交换相互作用是使相邻磁矩平行或反平行排列, 而DMI则更倾向于使相邻磁矩垂直排列[41]. 因此, 在这一体系中, 各种相互作用进行竞争, 最终可形成多种亚稳态(即能量极小). Mühlbauer等[8]首次在MnSi手性磁体中利用小角度中子散射实验证明了斯格明子晶体的存在, 并被确认为A相[62](如图5). 从相图中可以看到, A相处在居里温度附近, 当外场比较小时, 螺旋态最为稳定, 加大磁场, 螺旋态过渡到圆锥态, 若继续加大磁场, 最后形成与外场同向的铁磁态. 从横向来看, 增加体系的温度, 由于热扰动的作用, 使圆锥态转化为稳定的斯格明子态(即A相), 但斯格明子晶体只能在较小的一个温度范围内. 研究发现, 材料的厚度会影响斯格明子的热稳定性, 材料越薄, 存在斯格明子相的温度范围越大, Yu等[63]对FeGe的观测也进一步说明了斯格明子的稳定性对材料厚度的依赖性. 事实上, 在二维的螺旋磁体中, 斯格明子晶体能够在较大的温度和磁场范围内稳定存在[64,65].

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

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

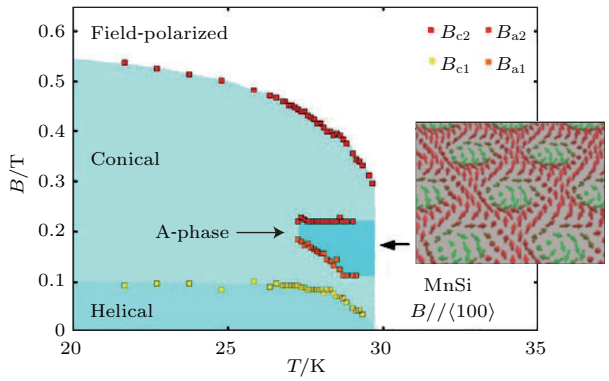


图 5 MnSi 关于磁场和温度函数的相图[3,8]

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

2.2.2 外加磁场诱导室温斯格明子的成核

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

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

如图 6 (a), 该多层膜的基本单元为 Ir/Co/Pt, Co/Ir 之间的 DMI 与 Co/Pt 之间的 DMI 方向相反[73], 因此, 钴层上下表面的 DMI 方向一致, 使钴层附加一个很大的 DMI. 通过扫描透射 X 射线显微术 (STXM) 成像, 可以很清楚地观测到该体系的磁结构随外场的变化, 如图 6 (b). 在完全磁化之前, 当外场 $\mu_0 H_\perp = 68$ mT 时, 出现了圆形磁畴, 选取特定的圆形磁畴, 研究其大小与外场之间的变化关系, 得到如图 6 (c) 的 X 射线磁圆振二向色性信号 (XMCD) 图, 将实验所得的数据与数值模拟[74] 的结果进行对比, 最后证实了钴层确实有很大的 DMI (D 约为 1.9 mJ·m^{-2}), 而且圆形磁畴也正是由较大的界面 DMI 所产生的拓扑数为 1 的斯格明子, 而不是由偶极相互作用产生的磁泡[75−77]. 此外, 还通过实验研究了由该多层膜构成的纳米盘和纳米轨道上斯格明子大小随外场的演变过程, 并与微磁模拟进行对比, 两者能够很好地符合. 综上所述, 考虑到这种非对称多层膜的两大优势, 不仅能实现

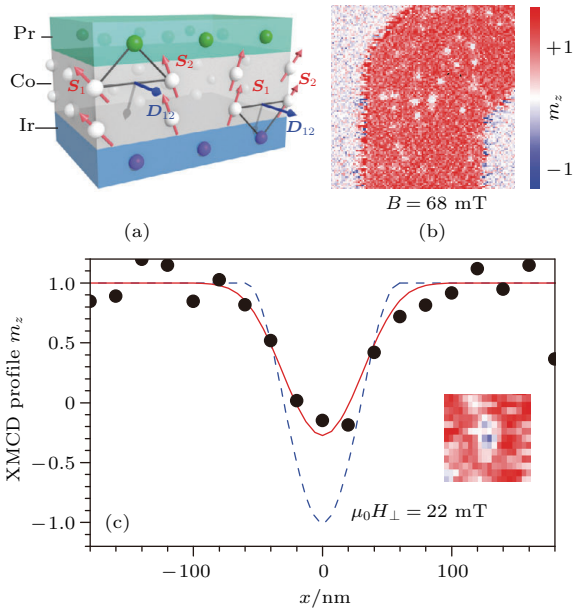


图 6 非对称多层膜中斯格明子的成核 (a) 多层膜的基本单元 Ir/Co/Pt, 及钴层与 Pt 和 Ir 层之间的附加 DMI 的示意图; (b) 外场 $B = 68$ mT 时, STXM 成像; (c) 外场 $B = 22$ mT 时, 圆形磁畴 (斯格明子) 的 XMCD 图, 其中虚线为理想的半径为 60 nm 斯格明子的磁化曲线[20]

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

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

2.3 其他成核方式

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

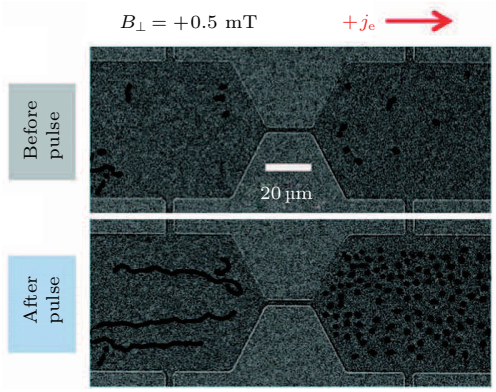


图7 斯格明子泡泡在Ta/CoFeB/TaO_x三层膜的受限几何结构中由电流诱导的成核过程[18]

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

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

3 斯格明子在赛道上的运动

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

3.1 自旋极化电流驱动斯格明子

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

3.1.1 自旋极化电流的两种注入方式

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

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

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{m}}{\mathrm{d}t}=-\gamma\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{eff}}+\alpha\boldsymbol{m}\times\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{m}}{\mathrm{d}t}+\boldsymbol{\Gamma}_{\mathrm{st}},$$

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

对于面内注入[37,83,91],

$$\boldsymbol{\Gamma}_{\mathrm{CIP}}=-(\boldsymbol{v}_{\mathrm{s}}\cdot\nabla)\boldsymbol{m}+\beta\boldsymbol{m}\times(\boldsymbol{v}_{\mathrm{s}}\cdot\nabla)\boldsymbol{m},$$

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

对于垂直膜面注入[84,94,95],

$$\boldsymbol{\Gamma}_{\mathrm{CPP}}=bj\boldsymbol{m}\times(\boldsymbol{m}\times\hat{\boldsymbol{p}}),$$

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

3.1.2 斯格明子的运动特点

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

$$\boldsymbol{G}\times(\boldsymbol{v}_{\mathrm{s}}-\boldsymbol{v}_{\mathrm{d}})+D(\beta\boldsymbol{v}_{\mathrm{s}}-\alpha\boldsymbol{v}_{\mathrm{d}})+\boldsymbol{F}=0,$$

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

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

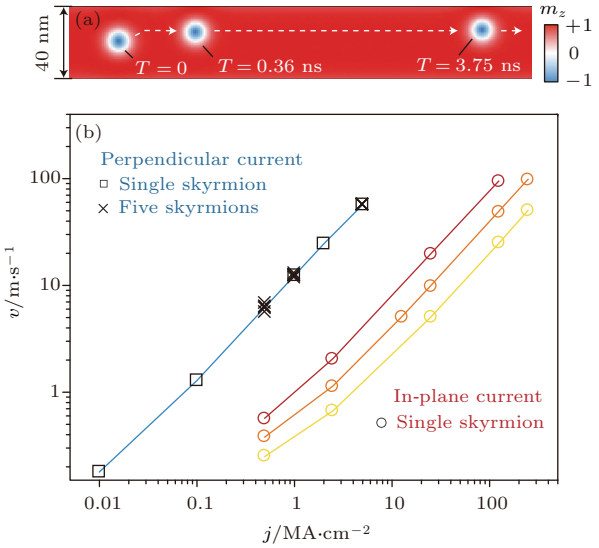


图8 (a) 垂直注入自旋极化电流后斯格明子在纳米赛道上的运动轨迹; (b) 在垂直膜面注入 (蓝色线) 和平行面内注入 (黄色、橙色、棕色分别代表 β 为0.15, 0.30, 0.60) 的两种方式下斯格明子的纵向速度 v 与电流密度大小 j 的关系[37]

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

3.1.3 斯格明子间及其与边界的相互作用

在基于斯格明子的赛道存储中, 斯格明子作为数据位来存储信息. 因此, 斯格明子比特之间的间距能在很大程度上影响存储器的存储密度, 其间距越小, 存储密度越大. 当然, 我们想要的存储密度是越大越好, 也就是斯格明子比特间距越小的情况. 但是由于两个斯格明子的自旋构形有重叠部分, 导致了斯格明子间的相互作用, 并随着间距的增大而呈指数减小[98]. 当斯格明子的初始间距 d_i 较小时, 间距会随着斯格明子的运动而变化. 有关CoPt材料[32,36,37]的模拟结果显示: 当 $d_i = 30$ nm 时, 斯格明子间距在0—1 ns时显著增加; 当 d_i 增加到57 nm时, 间距的增加速度大幅度减小; 继续增大 d_i 到62 nm, 在模拟的时间内间距基本不变. 所以, 对于这些材料来说, $d_i \geqslant 62$ nm可以作为写入和读取连续斯格明子比特过程的理想间距, 也叫比特长度. 从模拟结果中可以看出, $d_i \geqslant 57$ nm也是一个可行的斯格明子比特间距. 并且在Fert等[32]和Sampaio等[37]的研究中所采用的斯格明子比特间距为60 nm, 恰好也证实了这个结论.

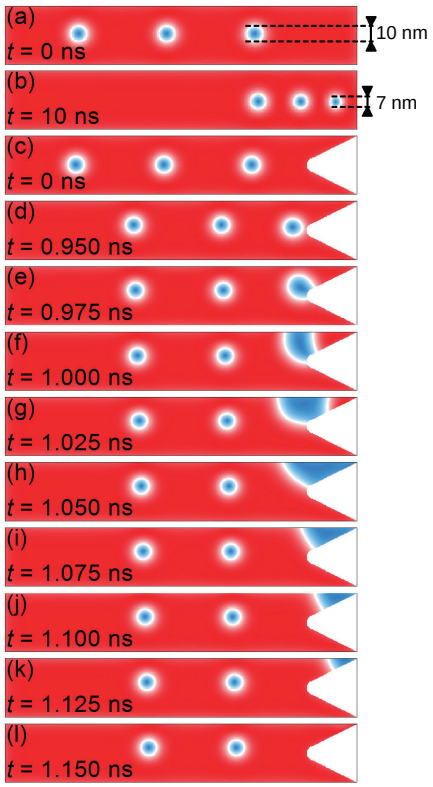


图9 在宽为40 nm的跑道上, 垂直注入驱动电流, 斯格明子比特链在不同的赛道末端和不同时刻的运动情况 赛道末端没有三角形凹槽, (a) $t = 0$ ns, (b) $t = 10$ ns; 赛道末端有三角形凹槽, (c) $t = 0$ ns, (d) $t = 0.95$ ns, (e) $t = 0.975$ ns, (f) $t = 1$ ns, (g) $t = 1.025$ ns, (h) $t = 1.05$ ns, (i) $t = 1.075$ ns, (j) $t = 1.1$ ns, (k) $t = 1.125$ ns, (l) $t = 1.15$ ns[36]

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

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

当斯格明子运动到读出元件时, 读出元件将斯格明子携带的信息由磁信号转化为其他形式的信号. 此后, 斯格明子不能再次进入使用. 当其靠近赛道末端时, 由于斯格明子之间和斯格明子与边界[33,36]的排斥作用, 斯格明子会在赛道的末端发生拥堵, 其间距和大小都明显变小, 如图9 (a)和图9 (b) 所示. 虽然电流能使斯格明子顺利地离开赛道, 但需要足够大的电流密度(在参考文献[36]中约为10^{11} A/m^2), 才能使斯格明子在电流的驱动下克服赛道末端边缘的排斥力而离开赛道, 从而导致高能耗. Zhang等[36]提出在赛道末端设计一个三角形凹槽来避免斯格明子的堵塞, 如图9 (c)—(l). 这种方案可以利用高分辨率的纳米光刻来实现, 而且不需要增大电流. 图9 (d)—(l)显示了斯格明子在0.2 ns内的抹除过程. 当移动的斯格明子靠近凹槽边缘时, 斯格明子转化为畴壁, 然后通过电流最终被清除. 在这一过程中, 斯格明子比特链在末端并没有发生挤压, 而是连贯地一起运动, 表明这种方案在技术层面, 传输和擦除数据具有一定的可行性.

3.2 压控磁各向异性效应

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

3.2.1 基于斯格明子的类晶体管器件

Zhang等[104]基于压控磁各向异性效应设计了一种斯格明子类晶体管器件, 门控电压施加在纳米赛道的中心区, 在距离纳米赛道左端90 nm处利用磁隧道结产生一个斯格明子, 然后通过自旋电流使它向赛道右端移动. 门控区域的PMA值可以通过局域的外加电压来控制, 也就是上面所说的压控磁各向异性效应. 图10是驱动电流密度j为5 MA/cm^{2}时不同$K_{\rm uv}$下斯格明子晶体管的工作状态. 最初, 赛道上没有注入自旋电流和外加局域电场, 斯格明子位于赛道左端, $K_{\rm uv}=K_{\rm u}$, 如图10最上面的赛道所示. 在这种情况下, 若注入自旋电流, 斯格明子能在11 ns后从左边运动到赛道的右边, 意味着这种条件下电压门控处于打开状态(ON). 当自旋电流和局域电场打开, 对于$K_{\rm uv}=1.10K_{\rm u}$, 斯格明子不能进入门控区域, 将被钉扎在电压门控的左端, 此时的电压门控处于关闭状态(OFF). 对于$K_{\rm uv}=0.90K_{\rm u}$, 斯格明子能进入门控区域但不能从电压门控的右端离开, 并在靠近右端时发生钉扎, 表明电压门控是关闭状态.

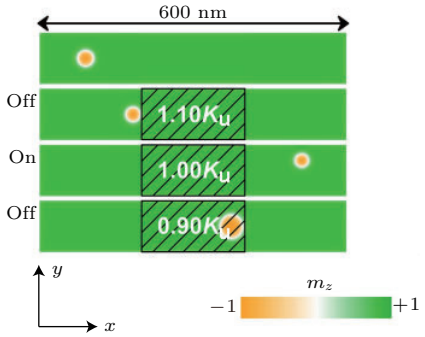


图10 在相同的时间和工作条件下, 纳米赛道的俯视图, 彩色部分表示磁化强度的面外分量, 黑线阴影表示电压控制的PMA区域[104]

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

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

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

3.2.2 斯格明子赛道存储器中电压门控的应用

压控磁各向异性效应不仅可以运用在斯格明子晶体管上, 还可以运用在斯格明子赛道存储器中. 最近, Kang等[105]基于电压门控所设计了一种斯格明子赛道存储器模型. 这一模型包含五个部分: 产生斯格明子的写入磁头, 斯格明子运动的纳米赛道, 读取斯格明子的读出磁头, VCMA门和外围的互补金属氧化物半导体电路. 刚开始, 通过写入磁头的自旋阀注入自旋极化电流产生斯格明子. 然后, 垂直注入的自旋电流驱动斯格明子沿着纳米赛道运动, 在运动过程中通过改变加在VCMA门上的电压来调节赛道的磁各向异性, 控制斯格明子的钉扎与退钉扎. 最后, 由于隧道磁阻效应, 读出磁头的磁隧道节读取斯格明子所携带的信息.

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

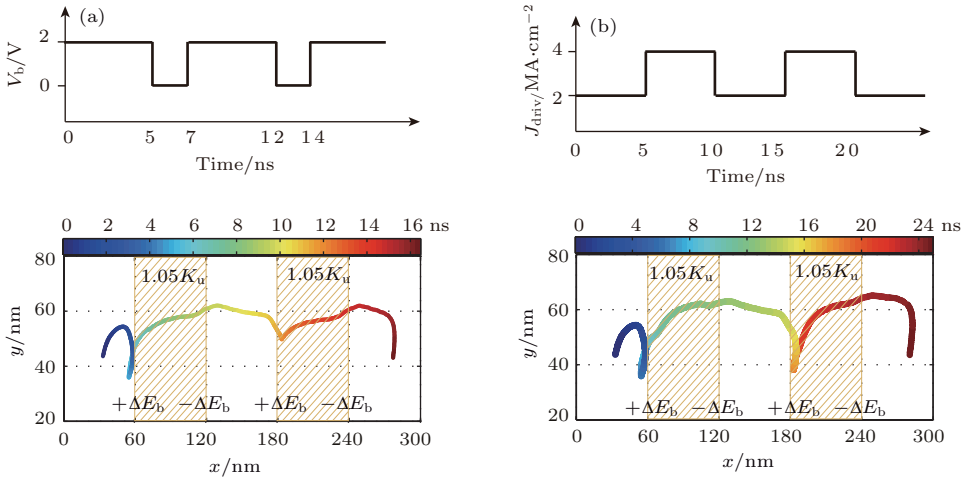


图11 斯格明子沿纳米赛道的运动轨迹 (a) 控制电压的情况; (b) 调制驱动电流的情况[105]

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

3.3 其他驱动方式

最近, Zhang等[106]提出一种新的驱动方式, 即利用自旋波驱动纳米赛道上的斯格明子. 如图12所示, 首先在靠近脉冲元件的右端处产生一个斯格明子并弛豫至稳态或者亚稳态, 再将磁脉冲加在脉冲元件上, 这时的脉冲元件可以看作是一个微波天线[107−109], 最后由此激发的自旋波能驱使

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

此外, 斯格明子作为一种准粒子在温度梯度下的运动并不像畴壁那样, 而是向高温区域移动, 似乎具有负扩散系数, 这与通常的布朗运动相反. Zang 和 Kong [110] 对温度梯度下薄膜中的斯格明子动力学进行了深入的研究, 并采用了一种基于磁振子的动力学理论对这一现象给出了解释. 此外, 通过磁辅助理论进行数值模拟发现: 在外加温度梯度的条件下, 通过调节外磁场 H 到某一临界值, 斯格明子晶体在扩散过程中一点点地消失, 最终在薄膜上产生单个斯格明子. 随着模拟的进行, 斯格明子在随机场的作用下发生运动. 斯格明子的运动速度随温度梯度的变化如图 13 (a) 所示, 纵向速度 v_x 与温度梯度呈正比关系, 横向速度 v_y 与温度梯度的关系也是非零线性的, 但是 v_x 比 v_y 要大几乎一个数量级. 除此之外, Gilbert 阻尼系数 α 对斯格明子的运动速度也会产生影响, 如图 13 (b) 所示. 纵向速度 v_x 与 α 呈反比关系, 横向速度 v_y 与 α 基本无关.

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

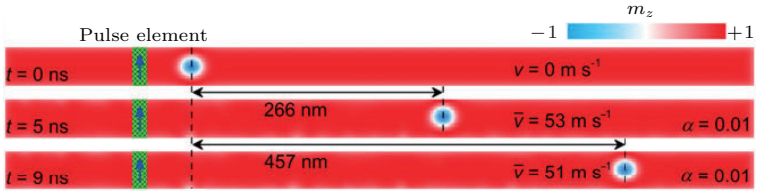


图 12 在纳米赛道中, 利用SW驱动的斯格明子, 有图案的长方形表示脉冲元素, 彩色部分表示磁化强度 m_z 的面外分量 [106]

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

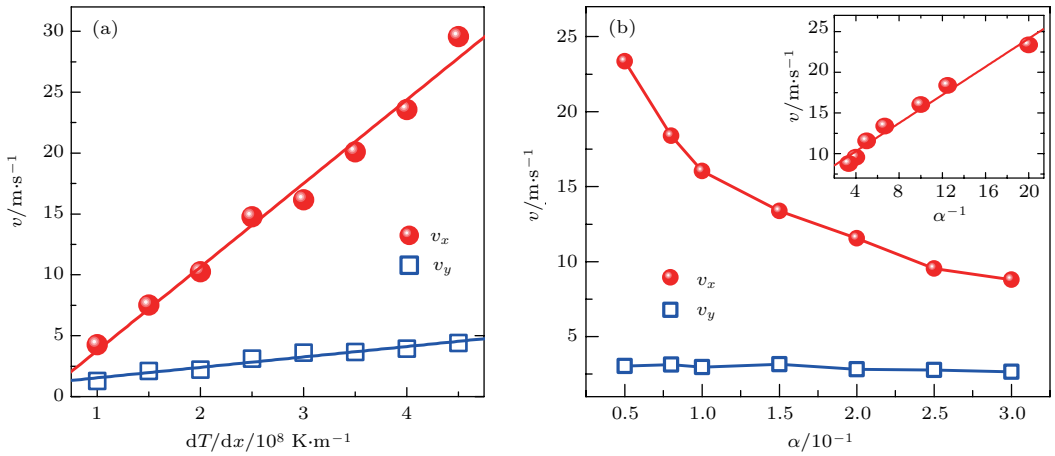


图 13 (a) 斯格明子速度与温度梯度之间的线性关系; (b) 斯格明子速度与 Gilbert 阻尼系数 α 的关系 [110]

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

4 斯格明子在赛道上的读出

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

4.1 拓扑霍尔效应

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

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

4.2 磁阻效应

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

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

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

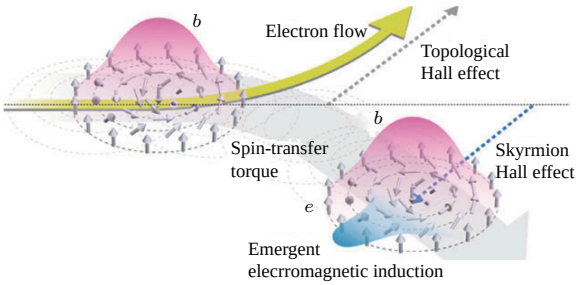


图 14 当电子流通过斯格明子时, 传导电子与斯格明子的运动情况 [3,118]

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

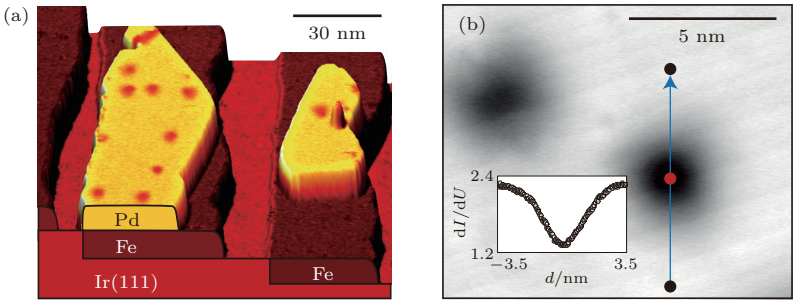


图 15 (a) STM 下恒定电流透视图, 用不同颜色说明 dI/dU 信号; 黄色区域表示 PdFe, 红色圆形区域表示磁性斯格明子; (b) 两个 skyrmion 的视图, 插图表示沿着箭头部分 dI/dU 的变化 [124]

Fig. 15. (a) Perspective view of an STM constant-current image, color-coded with dI/dU signal; yellow areas indicate PdFe and red circular entities are magnetic skyrmions; (b) closer view of two skyrmions, dI/dU map, the inset presents a profile along the arrow [124].

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

5 斯格明子赛道存储的优化设计

5.1 基于高 PMA 材料的赛道边界设计

5.1.1 优化设计的理念与物理模型

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

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

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

5.1.2 边界材料和电流密度大小的选取

Lai 等 [127] 分别模拟了斯格明子在三种不同的高磁晶各向异性材料 FePt, $Nd_2Fe_{14}B$ 和 $SmCo_5$ 赛道上的运动, 如图 16 (b)—(d) 所示. 增加电流的驱动密度会使斯格明子成功地运动到赛道末端, 但是也会增加马格努斯力, 导致朝向 y 方向的速度增加. 因此, 对于磁晶各向异性比较小的边缘材料 (比如 FePt), 若电流较小, 斯格明子会堵塞在赛道末端; 若电流较大, 斯格明子会在赛道边缘处湮没. 相比

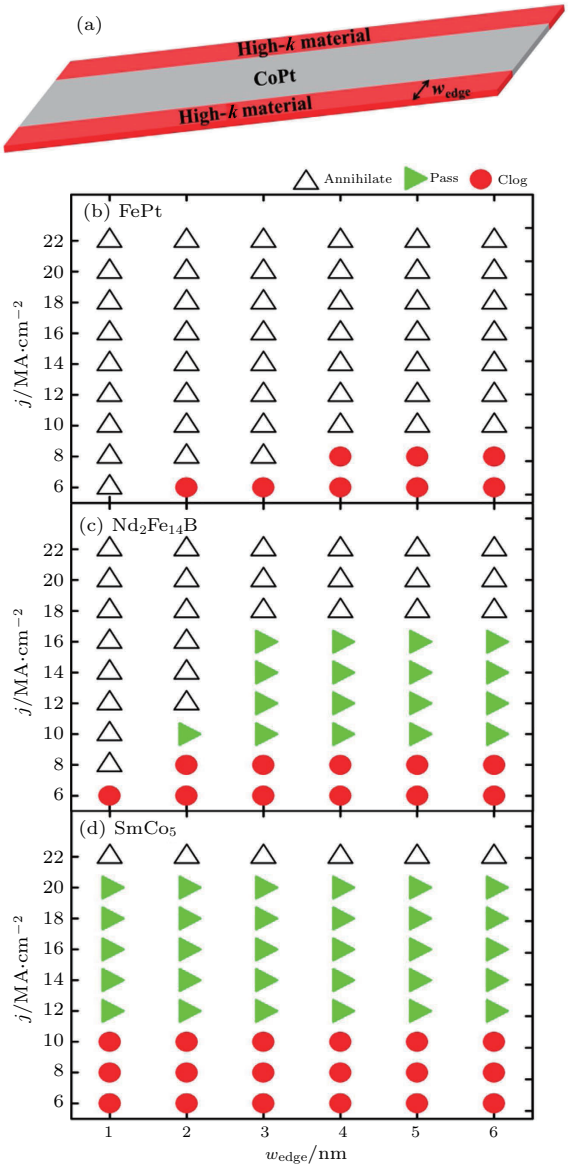


图 16 (a) 斯格明子的赛道示意图, 其中间部分由 CoPt 材料制成, 两个对称的边缘部分由具有较高磁晶各向异性的材料制成, 高磁晶各向异性材料的宽度由 Wedge 表示; (b)—(d) 在不同赛道边缘宽度和电流密度的情况下, 斯格明子运动状态的计算相图, 空心三角形表示斯格明子受到马格努斯力的作用, 接触到上边缘而湮没的状态; 绿色实心三角形表示斯格明子成功地通过赛道末端的状态; 红色实心圆表示斯格明子堵塞在赛道末端的状态 [127]

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

之下, 如果边界材料是磁晶各向异性比较大的材料 (比如 $Nd_2Fe_{14}B$ 和 $SmCo_5$), 则在大多数情况下, 斯格明子都可以成功地通过塞道末端. 只有当电流密度非常大或者当边界材料非常窄时, 斯格明子才会在赛道的上边缘处湮没.

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

5.2 反铁磁耦合的双层以及多层膜体系

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

5.2.1 反铁磁耦合的双层膜体系

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

表 1 斯格明子在不同赛道中沿 x 方向的运动速度 v_x 和驱动电流密度 j 的比较

Table 1. Comparison of skyrmion velocity v_x and driving current j for different racetrack designed.

Racetrack designed	Way of current injection	Magnetic crystalline anisotropy K/MJ·m^{-3}	α	J/MA·cm^{-2}	P	v_x/m·s^{-1}	Refs.
Rectangular CoPt racetrack	CPP	0.8	0.3	1	0.4	12	[32,37,128]
		0.8	0.3	5	0.4	46	[36]
		0.8	0.3	5	0.4	57	[32,37]
Rectangular CoPt racetrack with a curb	CPP	0.6	0.1	10	0.7	130	[51]
	CIP	0.6	0.1	50	0.7	70	
		0.6	0.1	100	0.7	110	
CoPt racetrack with $Nd_2Fe_{14}B$ edge	CPP	0.8	0.3	4—16	0.4	52—125	[127]
CoPt racetrack with $SmCo_5$ edge	CPP	0.8	0.3	4—20	0.4	53—153	
CoPt racetrack with $Nd_2Fe_{14}B$ edge	CPP	0.6	0.1	1—9	0.4	73—260	[127]
CoPt racetrack with $SmCo_5$ edge	CPP	0.6	0.1	1—11	0.4	75—314	

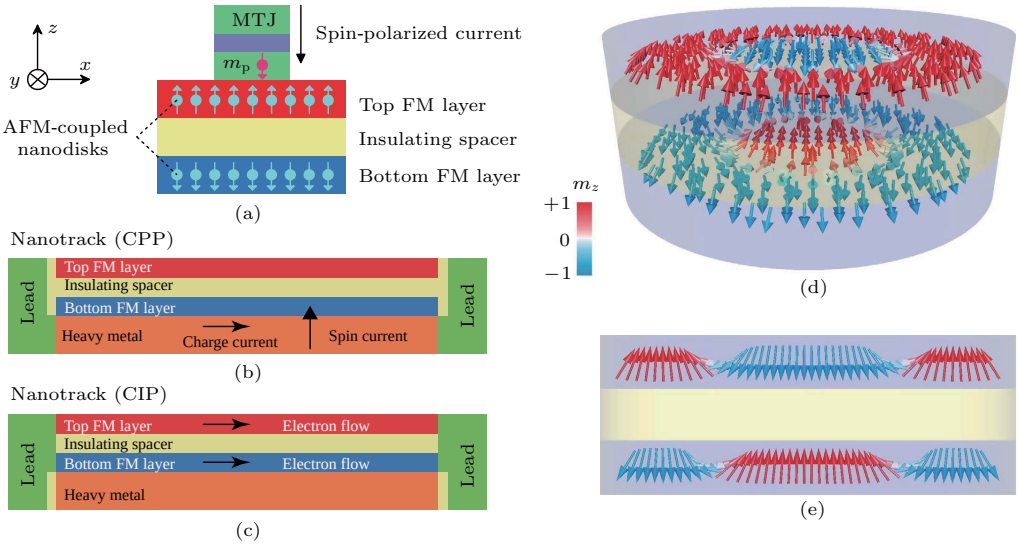


图 17 反铁磁交换耦合双层体系和双层 skyrmion 的原理图 (a) 直径为 100 nm 的 AFM 耦合双层纳米盘, 用于双层斯格明子的产生; (b) AFM 耦合双层纳米赛道 (500 nm × 50 nm × 3 nm) 用于研究垂直于平面 (CPP) 的电流驱动双层斯格明子的运动; (c) AFM 耦合双层纳米赛道 (500 nm × 50 nm × 3 nm) 用于研究平面电流 (CIP) 驱动的双层斯格明子的运动. 在所有模型中, 顶部 FM 层、底层 FM 层和绝缘间隔层的厚度均为 1 nm, 顶部 FM 层的初始状态几乎是自旋向上 (指向 $+z$), 而底层 FM 层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

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

5.2.2 反铁磁耦合的多层膜体系

如图18所示, 对于单层的反铁磁耦合赛道, 是由一个铁磁层和一个位于铁磁层下面的重金属底层构成. 而N层的反铁磁赛道[130]包括N个垂直磁化的铁磁层和一个位于最下面的重金属底层, 这N个铁磁层之间都有绝缘层. 在N ($N \geqslant 2$)层的反铁磁赛道中, 相邻的铁磁层通过铁磁层/绝缘层/铁磁层的界面发生反铁磁交换耦合, 所以相邻铁磁层的磁化方向是反平行. 模拟结果显示, 在电流驱动过程中, 单层($N = 1$)和三层($N = 3$)反铁磁耦合赛道中的斯格明子由于霍尔效应的作用发生明显的横向移动. 而双层($N = 2$)和四层($N = 4$)反铁磁耦合赛道中的斯格明子沿着赛道中心线运动, 斯格明子霍尔效应并没有得到表现. 这说明只有在N为偶数的N层反铁磁赛道中, 霍尔效应被完全抑制, 斯格明子才能沿着驱动电流的方向做直线运动. 此外, 模拟结果表明斯格明子运动的横向速度v_x与N近似呈反比关系[130].

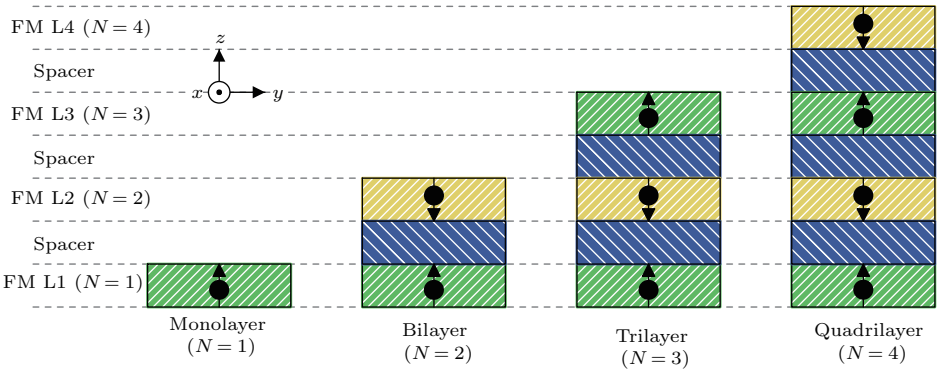


图18 包括FM单分子层在内的双层SAF, 三层SAF和四层SAF赛道的仿真模型原理图[130]

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

5.3 双赛道模型

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

基于以上讨论, Müller等[131]提出了一种新的赛道模型, 综合考虑了信息的二进制编码及连续驱动, 很好地解决了上面所提到的问题. 其基本模型是在一条赛道上再增加一个斯格明子通道, 构成上下两层的双赛道, 并以一个较高的能量势垒将它们分开, 二进制数据全部编码在斯格明子中. 与原始的单赛道不同, 在这种双赛道中, 数据的编码与斯格明子之间的距离没有关系, 而是根据斯格明子所在的通道来区分“0”和“1”, 即根据斯格明子到赛道中心的位移来判断, 当斯格明子在赛道中心的上方时代表“0”, 反之, 则为“1”. 基于此, 在该模型中, 信息的编码将不再受斯格明子之间的距离影响, 可以很好地抵抗外界的热扰动, 而且当加入驱动电流时, 斯格明子链仍然可以沿着赛道加速前进. 此外, 两个赛道之间靠得足够近, 以至于两赛道上的斯格明子之间存在较大的相互排斥作用, 从而维持自身的运动轨迹, 避免斯格明子在两赛道上互相穿插, 影响信息的存储.

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

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

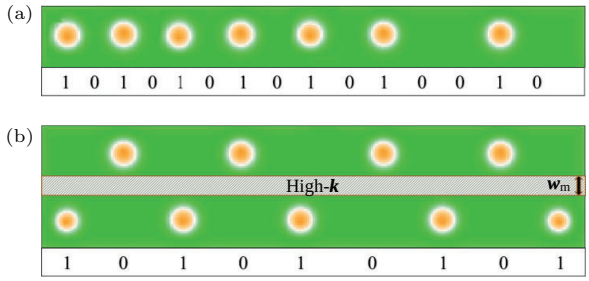


图 19 基于斯格明子的不同赛道模型及数据表示 (a) 单赛道的数据表示; (b) 双赛道模型及其数据表示[132]

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

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

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

6 结 论

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

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

所采用的电流密度量级为10^{11} A/m^2. 这一电流密度与畴壁的赛道存储相比优势还不显著, 还没有充分发挥斯格明子塞道存储节能的优势. 电流密度过大还有一个很大的弊端, 它会产生较大的焦耳热从而烧坏器件, 对实际应用带来一些限制. 最后, 如何便捷有效地抑制赛道存储中的斯格明子霍尔效应, 依然是一个很大的挑战.

参考文献

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

[56] Navau C, Del-Valle N, Sanchez A 2016 *Phys. Rev. B* **94** 184104

[57] Garcia-Sanchez F, Sampaio J, Reyren N, Cros V, Kim J V 2016 *New J. Phys.* **18** 075011

[58] Ran N, Zhao G P, Tang H, et al. 2017 *AIP Adv.* **7** 025105

[59] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241

[60] Moriya T 1960 *Phys. Rev. Lett.* **4** 228

[61] Liu J P, Zhang Z D, Zhao G P 2016 (in Liu J P, Zhang Z D, Zhao G P ed.) 2016 *Skyrmions: Topological Structures, Properties, and Applications* 2016 pp49–53

[62] Sakakibara T, Mollymoto H, Date M 1982 *J. Phys. Soc. Jpn.* **51** 2433

[63] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, et al. 2011 *Nat. Mater.* **10** 106

[64] Su D Y, Onoda S, Nagaosa N, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **80** 054416

[65] Han J H, Zang J, Yang Z, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **82** 2058

[66] Kiselev N S, Bogdanov A N, et al. 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 392001

[67] Butenko A B, Leonov A A, Roessler U K, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **82** 3484

[68] Wilson M N, Karhu E A, Quigley A S, et al. 2012 *Physica* **86** 144420

[69] Karhu E A, Rößler U K, Bogdanov A N, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **85** 117

[70] Rybakov F N, Borisov A B, Bogdanov A N 2013 *Phys. Rev. B* **87** 094424

[71] Kwon H Y, Bu K M, Wu Y Z, et al. 2012 *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 2171

[72] Romming N, Kubetzka A, Hanneken C, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 177203

[73] Yang H, Rohart S, Thiaville A, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. B* **115** 267210

[74] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, et al. 2014 *AIP Adv.* **4** 107133

[75] Malozemoff A P, Slonczewski J C 1979 (in Raymond Wolfe ed.) 1979 *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press)

[76] Moutafis C, Komineas S, Bland J A C 2009 *Phys. Rev. B* **79** 224429

[77] Moutafis C, Komineas S, Vaz C A F, et al. 2007 *Phys. Rev. B* **76** 104426

[78] Hrabec A, Porter N A, Wells A, et al. 2014 *Phys. Rev. B* **90** 020402

[79] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 5148

[80] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, et al. 2010 *Science* **330** 1648

[81] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, et al. 2012 *Nat. Commun.* **3** 988

[82] Gilbert T L 2004 *IEEE Trans. Magn.* **40** 3443

[83] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204

[84] Slonczewski J C 1996 *J.Magn. Magn. Mater.* **159** L1

[85] Sankey J C, Cui Y T, Sun J Z, et al. 2007 *Nat. Phys.* **4** 67

[86] Liu L, Pai C F, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 186602

[87] Hirsch J E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834

[88] Hoffmann A 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 5172

[89] Demidov V E, Urazhdin S, Ulrichs H, Tiberkevich V, Slavin A, Baither D, Schmitz G, Demokritov S O 2012 *Nat. Mater.* **11** 1028

[90] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C H, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213

[91] Khvalkovskiy A V, Cros V, Apalkov D, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **87** 124

[92] Tataraa G, Kohnoc H, Shibatad J 2008 *Phys. Rep.* **468** 213

[93] Boulle O, Malinowskib G, Kläui M 2011 *Mater. Sci. Eng. R* **72** 159

[94] Jiang X, Zangwill A, Stiles M D 2004 *Phys. Rev. B* **70** 172405

[95] Khvalkovskiy A V, Zvezdin K A, Gorbunov Y V, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 067206

[96] Miron I M, Moore T, Szambolics H, et al. 2011 *Nat. Mater.* **10** 419

[97] Thiele A A 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 230

[98] Lin S Z, Reichhardt C, Batista C D, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214419

[99] Beg M, Carey R, Wang W, et al. 2013 *Sci. Rep.* **5** 17137

[100] Kim J S, Jung S, Jung M H, et al. 2014 arXiv. **1401** 6910

[101] Verba R, Tiberkevich V, Krivorotov I, Slavin A 2014 *Phys. Rev. Appl.* **1** 044006

[102] Schellekens A J, Brink A V D, Franken J H, et al. 2012 *Nat. Commun.* **3** 847

[103] Shiota Y, Murakami S, Bonell F, et al. 2011 *Appl. Phys.* **4** 043005

[104] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M, Zhao G P, Zhao W 2015 *Sci. Rep.* **5** 11369

[105] Kang W, Huang Y, Zheng C, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 23164

[106] Zhang X, Ezawa M, Xiao D, et al. 2015 *Nanotechnology* **26** 225701

[107] Hillebrands B, Thiaville A 2006 *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* (Berlin: Springer)

[108] Bance S, Schrefl, Hrkac G, et al. 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07E735

[109] Iwasaki J, Beekman A J, Nagaosa N 2014 *Phys. Rev. B* **89** 064412

[110] Zang J, Kong L 2014 *Phys. Rev. Lett.* **111** 067203

[111] Wang W, Beg M, Zhang B, Kuch W, Fangohr H 2015 *Phys. Rev. B* **92** 020403

[112] Hamamoto K, Ezawa M, Nagaosa N 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 899

[113] Lee M, Kang W, Onose Y, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186601

[114] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602

[115] Li Y, Kanazawa N, Yu X Z, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 1504

[116] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603

[117] Kanazawa N, Kubota M, Tsukazaki A, et al. 2015 *Phys. Rev. B* **91** 041122

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

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Skyrmions-based magnetic racetrack memory*

Liang Xue[1)] Zhao Li[1)] Qiu Lei[1)] Li Shuang[1)] Ding Li-Hong[1)] Feng You-Hua[1)]
Zhang Xi-Chao[2)] Zhou Yan[2)] Zhao Guo-Ping[1)3)†]

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

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

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

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

Abstract

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

Keywords: skyrmion, racetrack memory, spin-transfer torque

PACS: 75.78.Fg, 75.78.Cd, 75.40.Mg, 75.50.Ss **DOI:** 10.7498/aps.67.20180764

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

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