

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>

$\text{BiFeO}_3/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 磁性双层膜中的交换偏置及其热稳定性研究

Exchange bias in $\text{BiFeO}_3/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 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质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

在的自由度与有拓扑性的磁泡相似, 因此通常被称为斯格明子气泡 (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 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.315$)^[20] 以及六角晶系的 $(\text{Mn}_{1-x}\text{Ni}_x)_{65}\text{Ga}_{35}$ ($x = 0.5$)^[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 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.175$) 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 $\text{SrFe}_{0.99}\text{Co}_{0.01}\text{O}_3$ 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 $\text{Pt}_{1-x}\text{Ir}_x/\text{Fe}/\text{Pd}$ 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 $\text{Pt}_{0.95}\text{Ir}_{0.5}/\text{Fe}/\text{Pd}$ 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:

$$H = -J \sum_{\langle i,k \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_k + J' \sum_{\langle\langle i,l \rangle\rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_l - K \sum_i (\mathbf{S}_i^z)^2 - \mathbf{H} \cdot \sum_i \mathbf{S}_i^z, \quad (1)$$

其中 \mathbf{S}_i , \mathbf{S}_k 和 \mathbf{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, \mathbf{H} 是外磁场, S_i^z 表示矢量 \mathbf{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 $10J/k_B$ 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_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 (\mathbf{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 ($M/M_S = 1$, M_S 是饱和磁化强度值). 然而不同的 J' 和 \mathbf{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.

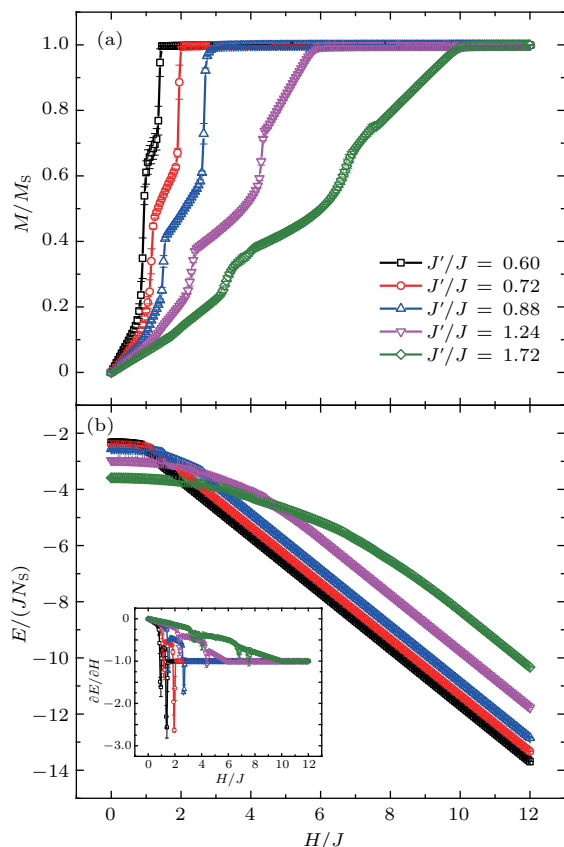


图1 磁化强度和内能 (E) 随外磁场变化的依赖关系, 其中插图给出了内能对外磁场的一阶偏导数的结果, 误差棒来源于使用不同随机初始自旋态的计算结果, N_S 是自旋数量

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. 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

$$\Omega = \frac{N}{L_x L_y a^2}, \quad (2)$$

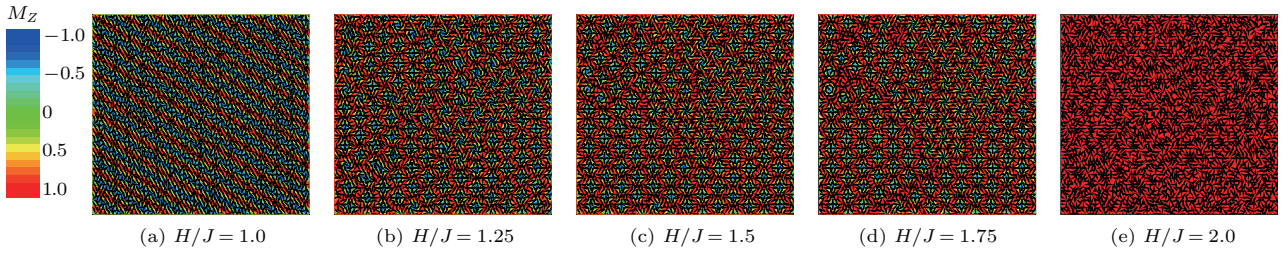


图2 在选定的外磁场下, $J'/J = 0.72$ 的体系的自旋构型图, 其中黑色的箭头代表自旋方向, M_z 代表自旋磁化强度的 z 方向分量且红色代表自旋指向向上, 即沿着外磁场方向

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.

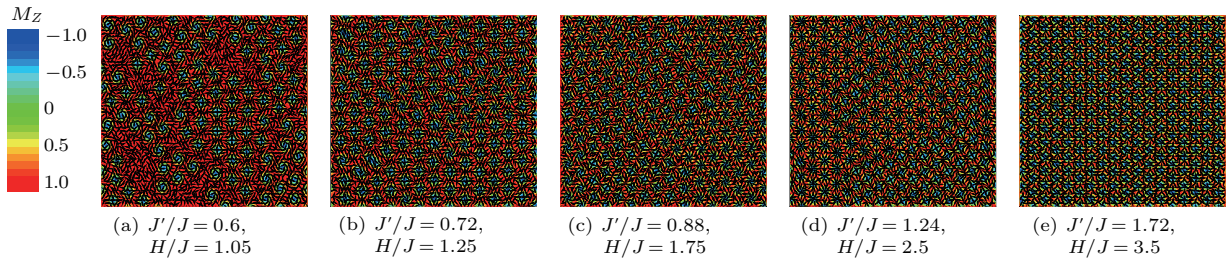


图3 在选定的 J'/J 值的体系中最大直径的斯格明子晶体的自旋构型图, 其中黑色箭头代表自旋方向, M_z 代表自旋磁化强度的 z 方向分量且红色代表自旋指向向上, 即沿着外磁场方向

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 Q 态模型. 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]. 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,

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

表征自旋在沿着 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]:

$$\frac{P_S}{A} = \frac{3^{1/4}}{2\sqrt{\pi}} Q \sqrt{1-M}, \quad (4)$$

其中 P_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

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{P_S}{A} \cdot \frac{1}{\pi} = \frac{L_x L_y a^2}{N} \cdot \frac{3^{1/4} \sqrt{1-M}}{2\pi^{3/2}} \cdot \frac{2}{a} \cos^{-1} \left[\frac{1}{4} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2J}{J'}} \right) \right] \\ &= \left\{ \frac{3^{1/4} L_x L_y \sqrt{1-M}}{N\pi^{3/2}} \cos^{-1} \left[\frac{1}{4} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2J}{J'}} \right) \right] \right\} a. \end{aligned} \quad (5)$$

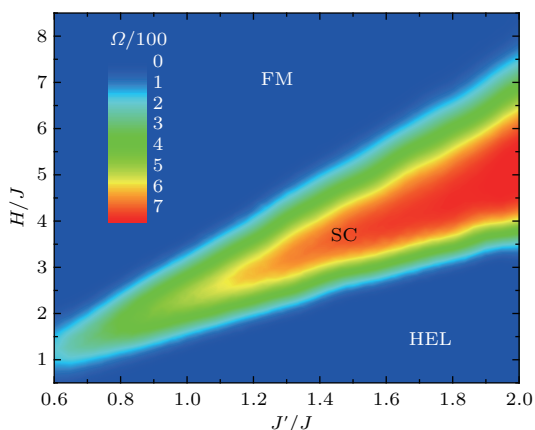


图4 在不同的 J'/J 和外磁场值下斯格明子的密度分布, 其中 HEL 代表自旋螺旋磁相, SC 代表斯格明子晶体相, FM 代表铁磁相

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.

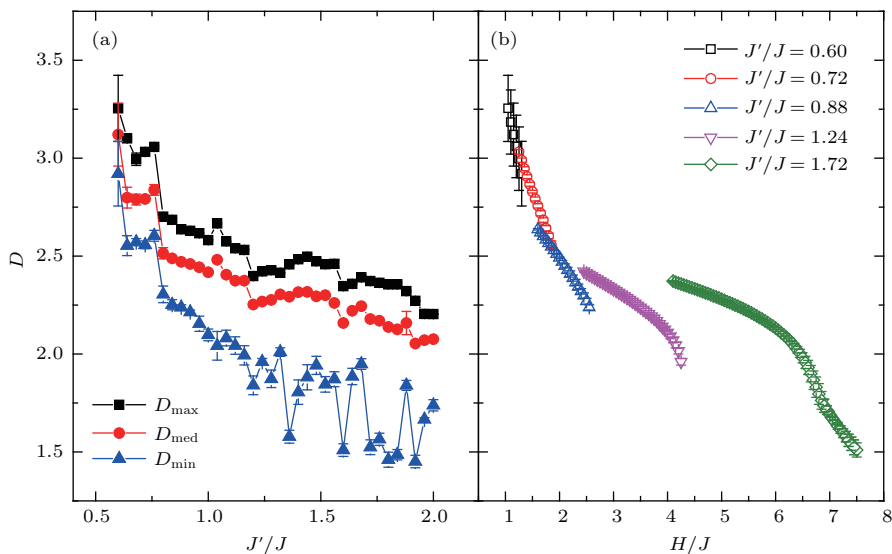


图5 (a) 外磁场驱动下的斯格明子最大、中值和最小直径随 J'/J 值的变化关系; (b) 在选定的 J'/J 值体系内, 斯格明子直径随外磁场的变化关系, 其中误差棒来源于使用不同随机初始自旋态的计算结果

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 \mathbf{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 \mathbf{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相互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