

DOI:10.13232/j.cnki.jnju.2019.05.009

嵌套斯格明子的自旋动力势效应研究

韩海阳, 贾龙飞, 李 歌, 张豹山, 唐东明, 杨 燚*

(南京大学电子科学与工程学院, 南京, 210023)

摘 要: 磁性斯格明子 (Skyrmion) 是具有拓扑保护的涡旋磁结构, 在实空间拥有非平庸拓扑特性, 被认为是未来自旋电子器件的理想信息载体, 关于斯格明子性质和应用的研究是目前学术界的热点. 嵌套斯格明子 (Skyrmionium) 是一种特殊的磁性斯格明子结构, 是由拓扑荷相反的两个斯格明子内外嵌套而成, 具有总斯格明子数为零的特点, 可以避免斯格明子霍尔效应. 采用数值方法研究了纳米圆盘中嵌套斯格明子的自旋动力势效应, 其在面内微波磁场激励下的旋转振荡模可以在纳米盘边缘产生显著的自旋相关电场. 相比于传统的磁性斯格明子, 嵌套斯格明子的集体振荡模式更加复杂, 自旋相关电场源于拓扑荷为正区域、为负区域以及边缘区域集体贡献. 嵌套斯格明子的集体振荡在纳米盘边缘产生的电压振幅达到了微伏量级, 远大于传统磁性斯格明子产生的电压, 便于直接测量. 该工作对于基础物理和应用研究均有积极意义.

关键词: 嵌套斯格明子, 微磁学, 自旋动力势, 自旋电池, 自旋电子学

中图分类号: TP333

文献标识码: A

Research on spin motive force of skyrmionium

Han Haiyang, Jia Longfei, Li Ge, Zhang Baoshan, Tang Dongming, Yang Yi*

(School of Electronic Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing, 210023, China)

Abstract: Magnetic skyrmion is a type of magnetic vortex structure with topological protection and has non-trivial topological properties in real space. It is considered an ideal information carrier for future spintronics devices. The researches on properties and applications of magnetic skyrmion have become the current academic hotspots in recent years. Skyrmionium is a special magnetic texture, which is constructed based on two skyrmions with the opposite topological charge in a nesting way. So the topological charge of skyrmionium is zero, and it can successfully avoid the influence of skyrmion Hall effect, exhibiting better performance of dynamics. We numerically investigate the spin motive force (SMF) of skyrmionium on a nanodisk in this paper. The rotational oscillating mode excited by an in-plane microwave magnetic field can produce a significant spin-dependent electric field at the edge of the nanodisk. Compared with the traditional magnetic skyrmion, the collective oscillation modes of skyrmionium are more complicated, and the spin-dependent electric fields originating from oscillations have three sources, i.e., the contribution from the regions with positive topological charge, the regions with negative topological charge and the edge regions, respectively. The amplitude of voltage generated at the edge of the nanodisk reaches the order of microvolt, which is much larger than the voltage generated by the traditional magnetic skyrmion. The phenomenon makes it convenient to measure the voltage

基金项目: 国家自然科学基金(11004095, 61271077, 11104134)

收稿日期: 2019-04-04

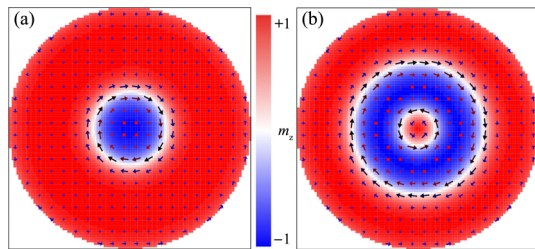
* 通讯联系人, E-mail: malab@nju.edu.cn

directly in a regular way. Accordingly, The skyrmionium could be a good candidate for the future spin battery. The research is valuable for the fundamental physics and future application research.

Key words: skyrmionium, micromagnetics, spin motive force, spin battery, spintronics

磁性斯格明子(Skyrmion)是具有拓扑保护的纳米尺度涡旋磁结构,在实空间拥有非平庸拓扑特性,是自旋自由度和拓扑自由度的优秀载体(如图1a所示).因其特殊的拓扑属性,磁性斯格明子具有尺寸小、易驱动、结构稳定等优点,被认为是未来自旋电子器件的理想信息载体^[1-4].自2009年首次在实验中被观测到以来^[5],关于斯格明子性质和应用的研究就成为了学术界关注的热点,一系列针对斯格明子产生、湮灭、探测、驱动的工作相继被开展^[6-11].

当一个电子在连续变化的非共线磁体中运动时,由于洪特耦合效应,其自旋取向将随局域磁矩方向时刻变化,在电子与磁结构间将产生一个相互作用力^[12-16].斯格明子作为一种特殊的拓扑自旋结构,当电子经过斯格明子时会对其产生一个驱动力^[17-19],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^[20].另外,当该磁结构发生运动时,又将会对电子产生一个自旋动力势(Spin motive force)^[21].斯格明子诱导的电磁现象一方面给电子输运带来了丰富的物理内容,另一方面也给出了“自旋电池”新的实现机制.



Red represents the z component of magnetization pointing up and blue pointing down, and the arrows represent the in-plane component of magnetization.

(a) magnetization distribution of skyrmion

(b) magnetization distribution of skyrmionium

图1 斯格明子和嵌套斯格明子的磁矩分布

Fig. 1 The distribution of skyrmion and skyrmionium

嵌套斯格明子(Skyrmionium)是一种特殊的磁性斯格明子结构,是由拓扑荷相反的两个斯格明子内外嵌套而成,因此具有总斯格明子数为零的特点^[22-27](如图1b所示).由于其特殊的拓扑性质,该结构在自旋流作用下不会发生通常的斯格明子霍尔效应—即在平移过程中不会偏离直线运动方向.同时它相较于普通斯格明子具有更高的移动速率,在动力学特性方面具有独特的优势.由斯格明子运动感生的自旋动力势和其运动速度正相关,嵌套斯格明子因其优秀的动力学性能在作为自旋电池时可能会产生更好的发电效果,这方面研究工作至今尚无人开展.

本文采用微磁学仿真研究了基于纳米圆盘的嵌套斯格明子的自旋发电效应,发现嵌套斯格明子的自旋动力势效应不同于传统的斯格明子,拓扑荷为正区域、为负区域以及边缘区域的耦合决定了最终发电效果,且单个嵌套斯格明子产生电压达到微伏量级.

1 仿真模型

为了计算非均匀磁结构运动产生的电场,设置了如图2所示的圆盘模型.圆盘的直径200 nm,厚度1 nm,单元划分为 $1 \text{ nm} \times 1 \text{ nm} \times 1 \text{ nm}$ 的小正方体,这样的划分尺寸小于交换长度.材料参数为^[28-30]:饱和磁化强度 $M_s = 860 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$,交换系数为 $A_{\text{ex}} = 13 \times 10^{-12} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$,阻尼因子为 $\alpha = 0.01$,表面DMI相互作用 $D = 2 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$,采用垂直于表面的单轴各向异性 $K = 0.7 \times 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$.施加水平方向的平面微波磁场,微波磁场在 $x-y$ 平面内, $H_x = H \sin 2\pi f t$,其中 f 为微波磁场的频率, H 为微波磁场的振幅, $H = 1 \text{ Oe}$.

通常认为Skyrmionium哈密顿可以表示为下式,其中包括了铁磁交换相互作用项、DMI

交换相互作用项、塞曼能项,以及垂直各向异性能和退磁能等项^[31]:

$$H = -J \sum_{i,j} \mathbf{M}_i \cdot \mathbf{M}_j + D \sum_i (\mathbf{M}_i \times \mathbf{M}_{i+\hat{x}} \cdot \hat{x} + \mathbf{M}_i \times \mathbf{M}_{i+\hat{y}} \cdot \hat{y}) - \sum_i \mathbf{M}_i \cdot \mathbf{H}_{ext} - \sum_i K_u (\hat{z} \cdot \mathbf{M}_i) \quad (1)$$

其中, J 为相邻两个网格之间的直接交换作用, D 为DMI交换相互作用强度, \mathbf{H}_{ext} 为外加微波磁场, K_u 为垂直于膜面单轴各向异性常数, $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ 分别为沿着 x, y, z 方向的单位矢量.考虑二维网格,磁化分布动态演化满足Landau-Lifshitz-Gilbert方程:

$$\frac{d\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{dt} = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \frac{d\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{dt} \quad (2)$$

其中, $\gamma = 1.76 \times 10^{11}$, $1/\text{Ts}$ 是旋磁比,阻尼因子 $\alpha = 0.01$,有效磁场为:

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{M}} \quad (3)$$

用微磁学计算工具OOMMF数值计算求解时域Landau-Lifshitz-Gilbert方程,取初始磁化分布为Skyrmionium磁化分布,得到磁矩 x, y, z 分量在时域的变化.

电压探测方式如图2所示,A点和B点分别为纳米盘边缘处的电极,AB连线为纳米盘的直径.在水平 x 方向施加平面微波磁场,可计算AB之间的电压,采用积分的公式如下, E_x 为斯格明子 x 方向运动感生电场^[32],其中 $\mu = x, y, z, m = \mathbf{M}/M_s$:

$$E_\mu = \frac{\hbar}{2e} \mathbf{m} \cdot (\partial_t \mathbf{m} \times \partial_\mu \mathbf{m}) \quad (4)$$

$$U_{AB} = \int_A^B E_x \cdot d\mathbf{l} \quad (5)$$

2 仿真计算

由文献[33]可知,非均匀磁结构在微波场激励下将产生集体振荡,当施加的微波场频率等于共振频率时能够得到最大的电压信号.为了计算嵌套斯格明子的共振频率,在 x 方向施

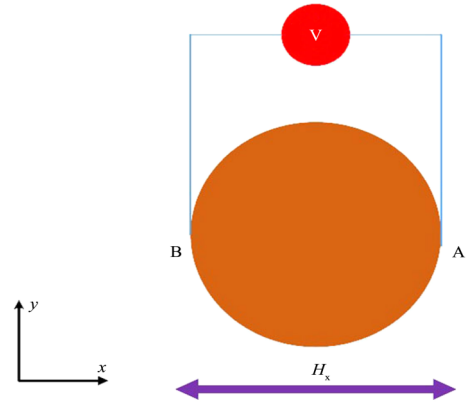


图2 计算模型示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the calculation model

加脉冲磁场信号,脉冲磁场形式为 $B = B_0 \exp(-7.675 \times 10^9) \text{ mT}$, $B_0 = 3 \text{ mT}$,则由OOMMF软件可计算出磁矩在时域的变化,然后通过快速傅里叶变换得到磁化率虚部在频域的共振峰^[34],如图3所示.

图3中插图为磁矩 x 方向分量在时域内的衰减,基于此进行快速傅里叶变换(FFT)得到磁化率虚部的频域曲线.从图上可以看到嵌套斯格明子共有六个集体振荡模,对应的频率分别为 $f_1 = 4.5 \text{ GHz}$, $f_2 = 14.2 \text{ GHz}$, $f_3 = 18.2 \text{ GHz}$, $f_4 = 25 \text{ GHz}$, $f_5 = 31.6 \text{ GHz}$, $f_6 = 46.5 \text{ GHz}$,用字母对峰进行了标注.

嵌套斯格明子是由两个不同极性的斯格明

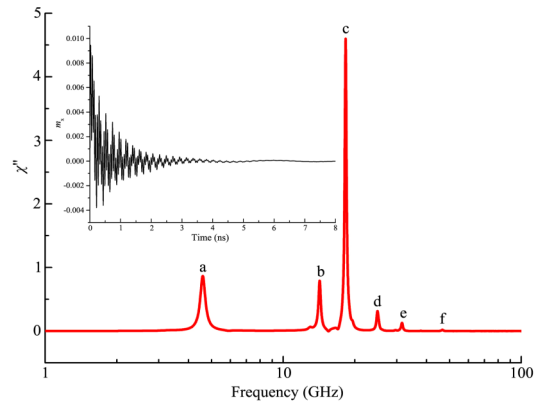


图3 不同频率磁导率的虚部,插图为磁矩随时间的变化
Fig. 3 The imaginary part of the magnetic permeability at different frequencies, the inset is the change of magnetic moment with time

子嵌套而来,拓扑电荷密度定义为^[35]:

$$n(x, y) = \mathbf{m} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) \quad (6)$$

根据方程(6)计算了嵌套斯格明子的拓扑电荷密度分布,如图4所示.

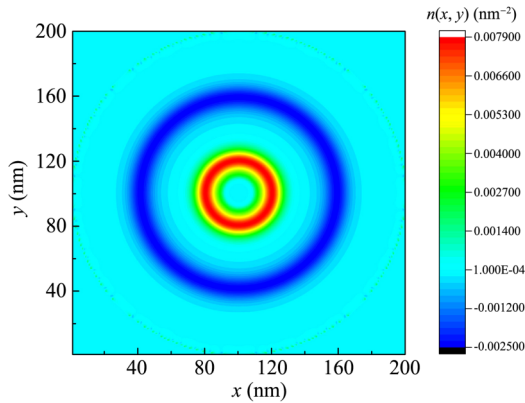


图4 Skyrmionium的拓扑电荷密度分布示意图

Fig. 4 Schematic diagram of the topological charge density distribution of Skyrmionium

由图4可知嵌套斯格明子的拓扑属性主要集中在内外两个环形区域,内部环形区域(红色圆环)拓扑电荷密度为正,外部环形区域(蓝色圆环)拓扑电荷密度为负,正是由于其正负拓扑电荷的存在,使其避免了斯格明子霍尔效应.另外,在圆盘边缘也有拓扑荷的存在,从文献[36]可知,该区域在微波磁场的激励下将会导致边缘模的出现.由此知道,图3中六个集体谐振模源于内部环形区域、外部环形区域以及边缘区域的耦合,其中包含了逆时针模(CCW)和顺时针模(CW),这在后文中将进一步阐述.

根据式(6)对拓扑荷的定义,磁矩对位置的一阶偏导数不为0的地方才会存在拓扑荷分布.由方程(4)知道磁矩对位置和时间的一阶偏导数都不为0时才能产生感应电场,因此感应电场存在的位置一定存在拓扑荷分布,文章后面计算的电场分布也证明了这个事实.

3 仿真结果

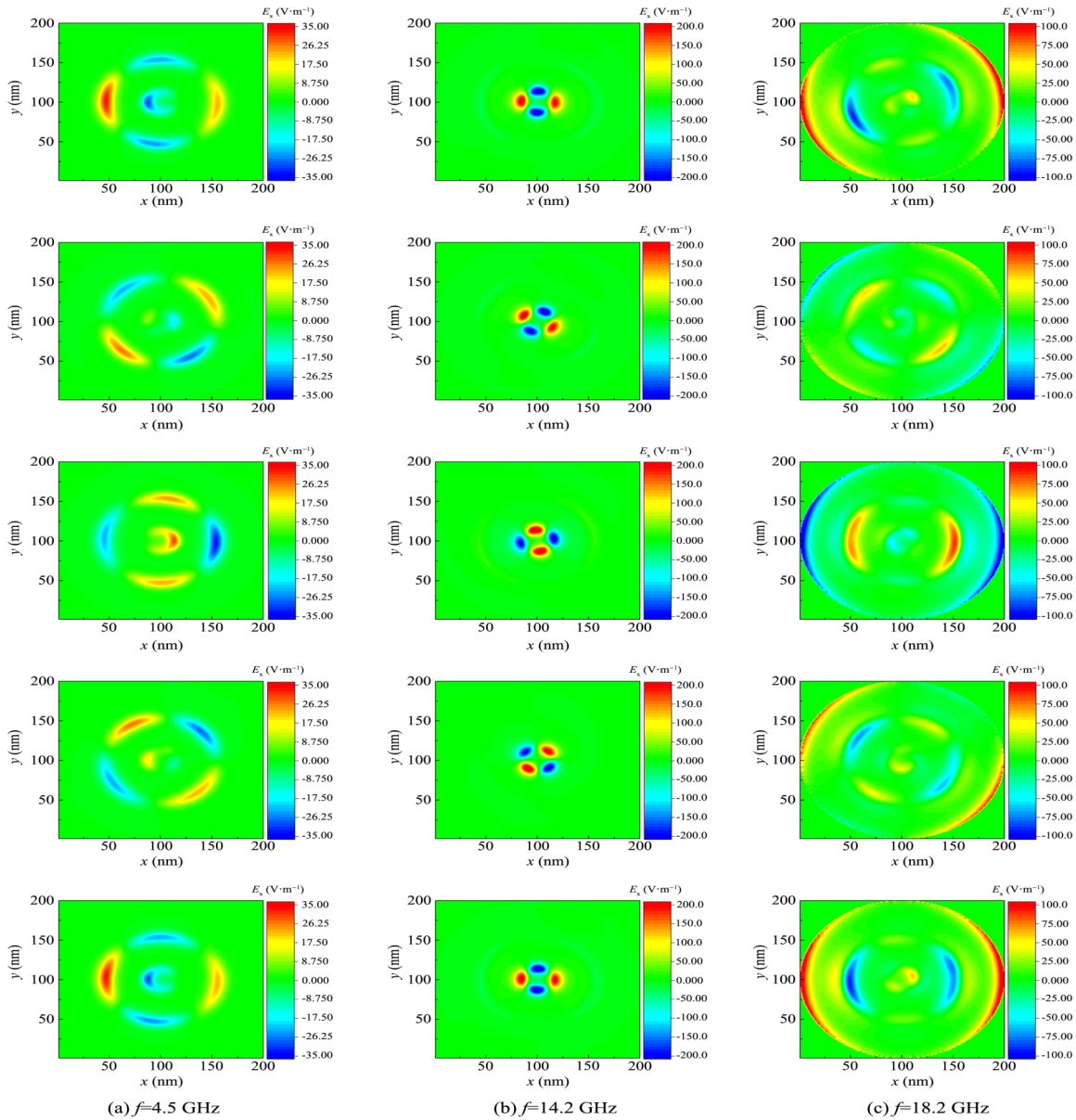
基于方程(4),计算了电场的 x 方向分量(其他方向电场也可以此进行计算)随时间的演

化,并将一个周期内的电场分布变化示于图5.

从图5可以看出,不同的外加微波频率产生的电场分布不同.当微波激励磁场频率 $f_1 = 4.5$ GHz时,嵌套斯格明子内部拓扑电荷密度为正的区域的电场和外部拓扑电荷密度为负的区域产生的电场正负相反,此时电场主要由拓扑荷为负的区域产生,该场沿逆时针旋转,边缘模对电场无明显贡献.当微波激励磁场频率 $f_2 = 14.2$ GHz时,内部拓扑电荷密度为正的为主要产生电场的区域,并且此时产生的电场强度最大,电场顺时针旋转.微波激励磁场频率 $f_3 = 18.2$ GHz时,此时主要是边缘模谐振的贡献,拓扑电荷密度为负的区域产生的电场和边缘模产生的电场正负相反.微波激励磁场频率 $f_4 = 25$ GHz, $f_5 = 31.6$ GHz, $f_6 = 46.5$ GHz时,谐振耦合模式更加复杂,且这些谐振模式不利于自旋电压的产生,在此不做深入研究.

磁性斯格明子由于自身结构特点,具有拓扑稳定性,可以看成一种准粒子,其拓扑属性可以使用拓扑荷进行描述.在微波场的激励下,斯格明子中所有磁矩如粒子般进行一种集体振荡,磁矩间相位一致.而嵌套斯格明子则包含拓扑荷不同的三个区域,即拓扑荷为+1的区域、为-1的区域以及边缘区域,它们各自有自己的本征振荡模式.正如图4所示,六个共振峰分别相应于三个区域的顺时针模和逆时针模,且这些模式之间存在一定耦合.微波激励下的嵌套斯格明子,其产生的沿直径的总电场依赖于三个区域在某频率振荡时彼此之间的相位,这一点在图5中可以得到验证.

显然,微波场激励下的嵌套斯格明子产生沿直径的电场,这将产生交流电压信号.按照式(5)进行数值计算,得出纳米圆盘沿着直径两端的电压,计算结果如图6所示.从图中可以看到,单个嵌套斯格明子产生的电压为正弦形式,不同频率微波磁场激励产生的电压振幅不同, $u_{f_1} = 526$ nV, $u_{f_2} = 4988$ nV, $u_{f_3} = 2074$ nV, $u_{f_4} = 309$ nV, $u_{f_5} = 872$ nV, $u_{f_6} = 108$ nV.低频

图 5 不同频率, 电场 x 分量在一个周期的变化示意图Fig. 5 Schematic diagram of the change of the electric field x component in one cycle at different frequencies

三个集体振荡模产生电压振幅远大于高频三个振荡模, 且 $f_2 = 14.2$ GHz 时得到的电压振幅最大. 从上文分析已知不同区域间振荡相位将影响最终发电效果, 以 f_1 和 f_3 频率振荡时存在两个区域之间的反相振荡, 导致电场的抵消, 降低了发电效率. 在频率 f_2 处则达到了最佳相位匹配效果, 产生电压值远大于基于斯格明子产生的电压^[21], 达到了微伏量级, 在不需要级联的

情况下就可以很方便的使用示波器进行检测, 这对于自旋电池研究具有积极意义.

4 结 论

本文采用数值方法计算了单个嵌套斯格明子由于集体振荡产生的自旋相关电场和电压, 分析了微波场激励下嵌套斯格明子的集体振荡模式. 发现当外加微波激励磁场频率为 $f_2 =$

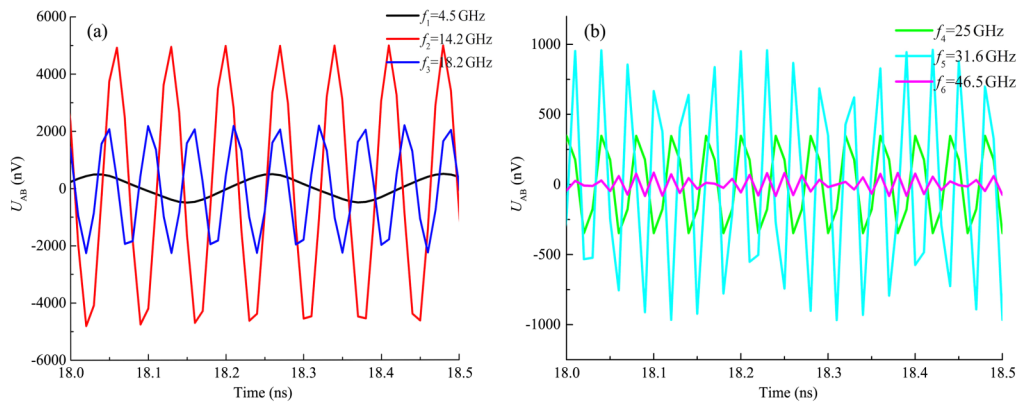


图6 低频(a)和高频(b)两种情况,计算得到的AB两端电压

Fig. 6 Calculate the voltage across the AB obtained in both low frequency (a) and high frequency (b)

14.2 GHz时,嵌套斯格明子直径两端产生的电压可达微伏量级,远大于传统斯格明子产生的电压,且此处电压探测端位于纳米盘直径的两端,不同于普通斯格明子测量点位于其核心附近,这为进一步实验提供了更大的可操作性,对研究基于斯格明子的自旋电池具有积极意义。

参考文献

- [1] Hagemester J, Romming N, Von Bergmann K, et al. Stability of single skyrmionic bits. *Nature Communications*, 2015, 6: 8455.
- [2] Zhou Y, Iacocca E, Awad A A, et al. Dynamically stabilized magnetic skyrmions. *Nature Communications*, 2015, 6: 8193.
- [3] Marti X, Fina I, Frontera C, et al. Room-temperature antiferromagnetic memory resistor. *Nature Materials*, 2014, 13(4): 367–374.
- [4] Kang W, Huang Y Q, Zhang X C, et al. Skyrmion-electronics: an overview and outlook. *Proceedings of the IEEE*, 2016, 104(10): 2040–2061.
- [5] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet. *Science*, 2009, 315(5916): 915–919.
- [6] Huang Y Q, Kang W, Zhang X C, et al. Magnetic skyrmion-based synaptic devices. *Nanotechnology*, 2017, 28(8): 08LT02.
- [7] Fert A, Cros V, Sampaio J. Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(3): 152–156.
- [8] Zhang X C, Ezawa M, Zhou Y. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions. *Scientific Reports*, 2015, 5: 9400.
- [9] 梁雪, 赵莉, 邱雷等. 磁性斯格明子的赛道存储. *物理学报*, 2018, 67(13): 137510. (Liang X, Zhao L, Qiu L, et al. Skyrmions-based magnetic race-track memory. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(13): 137510.)
- [10] 董博闻, 张静言, 彭丽聪等. 磁性斯格明子的多场调控研究. *物理学报*, 2018, 67(13): 137507. (Dong B W, Zhang J Y, Peng L C, et al. Multi-field control on magnetic skyrmions. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(13): 137507.)
- [11] 刘艺舟, 臧佳栋. 磁性斯格明子的研究现状和展望. *物理学报*, 2018, 67(13): 131201. (Liu Y Z, Zhang J D. Overview and outlook of magnetic skyrmions. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(13): 131201.)
- [12] Volovik G E. Linear momentum in ferromagnets. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 1987, 20(7): L83–L87.
- [13] Yang S A, Beach G S, Knutson C, et al. Universal electromotive force induced by domain wall motion. *Physical Review Letters*, 2009, 102(6): 067201.
- [14] Hai P N, Ohya S, Tanaka M, et al. Electromotive force and huge magnetoresistance in magnetic tunnel junctions. *Nature*, 2009, 458(7237): 489–492.

- [15] Barnes S E, Maekawa S. Generalization of Faraday's Law to Include Nonconservative Spin Forces. *Physical Review Letters*, 2007, 98(24): 246601.
- [16] Everschor-Sitte K, Sitte M. Real-space berry phases: skyrmion soccer (invited). *Journal of Applied Physics*, 2014, 115(17):172602.
- [17] Schulz T, Ritz R, Bauer A, et al. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet. *Nature Physics*, 2012, 8(4):301–304.
- [18] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. *Nature Communications*, 2013, 4: 1463.
- [19] Monchesky T L, Loudon J C, Robertson M D, et al. Comment on “robust formation of skyrmions and topological hall effect anomaly in epitaxial thin films of MnSi”. *Physical Review Letters*, 2014, 112(5):059701.
- [20] Zang J D, Mostovoy M, Han J H, et al. Dynamics of skyrmion crystals in metallic thin films. *Physical Review Letters*, 2011, 107(13):136804.
- [21] Ohe J I, Shimada Y. Cascaded spin motive force driven by the dynamics of the skyrmion lattice. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(24):242403.
- [22] Shen M K, Zhang Y, Ou-Yang J, et al. Motion of a skyrmionium driven by spin wave. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(6):62403.
- [23] Zhang X C, Xia J, Zhou Y, et al. Control and manipulation of a magnetic skyrmionium in nanostructures. *Physical Review B*, 2016, 94(9): 094420.
- [24] Komineas S, Papanicolaou N P. Skyrmion dynamics in chiral ferromagnets under spin-transfer torque. *Physical Review B*, 2015, 92(7): 174405.
- [25] Kolesnikov A G, Stebliy M E, Samardak A S, et al. Skyrmionium – high velocity without the skyrmion Hall effect. *Scientific Reports*, 2018, 8: 16966.
- [26] Zhang S L, Kronast F, Van Der Laan G, et al. Real-space observation of skyrmionium in a ferromagnet-magnetic topological insulator heterostructure. *Nano Letters*, 2018, 18(2):1057–1063.
- [27] Li S, Xia J, Zhang X C, et al. Dynamics of a magnetic skyrmionium driven by spin waves. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(14):142404.
- [28] Sampaio J, Cros V, Rohart S, et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(11):839–844.
- [29] Nagaosa N, Tokura Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(12):899–911.
- [30] Büttner F, Lemesh I, Schneider M, et al. Field-free deterministic ultrafast creation of magnetic skyrmions by spin-orbit torques. *Nature Nanotechnology*, 2017, 12(11):1040–1044.
- [31] 孔令尧. 磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展. *物理学报*, 2018, 67(13):137506. (Kong L Y. Research progress on topological properties and micro-magnetic simulation study in dynamics of magnetic skyrmions. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(13):137506.)
- [32] Ohe J I, Shimada Y. Cascaded spin motive force driven by the dynamics of the skyrmion lattice. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(24):242403.
- [33] Tanabe K, Chiba D, Ohe J, et al. Spin-motive force due to a gyrating magnetic vortex. *Nature Communications*, 2012, 3:845.
- [34] Novosad V, Fradin F Y, Roy P E, et al. Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots. *Physical Review B*, 2005, 72(2):24455.
- [35] Fert A, Reyren N, Cros V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. *Nature Reviews Materials*, 2017, 2(7):17031.
- [36] Shimada Y, Ohe J I. Spin motive force driven by skyrmion dynamics in magnetic nanodisks. *Physical Review B*, 2015, 91(17):174437.

(责任编辑 章 强)