

三角形结构中磁涡旋自旋波模式的研究*

强进 何开宙 刘东妮 卢启海 韩根亮 宋玉哲 王向谦†

(甘肃省传感器与传感技术重点实验室, 甘肃省科学院传感技术研究所, 兰州 730000)

(2022年6月7日收到; 2022年8月18日收到修改稿)

具有手型和极性双重属性的磁涡旋结构, 自发现以来就被视为有望成为下一代自旋电子学器件的可能载体之一. 尤其近年来随着 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用的发现, 在具有中心反演对称性破缺或强自旋轨道耦合的体系中, 使得一般的面内磁涡旋具有更加多样的动力学行为. 本文通过微磁学模拟的方法, 系统研究了在等边三角形结构中磁涡旋能够稳定存在的条件, 并在此基础上分别通过施加面内和面外两个方向的微波磁场来激励其振荡, 其中除常见的面内旋转模式和面外呼吸模式外, 还存在高频微波磁场下的分裂模式, 以及呼吸旋转同步的自旋波模式. 最后, 通过改变体系中 Dzyaloshinskii-Moriya 有效场的强度来改变整个三角形中的磁结构, 进而调控不同自旋波模式的本征频率. 本文结果对研究自旋波模式的多样性具有一定的借鉴意义, 并且为多类型的自旋波模式能够在相关自旋电子学器件的研发提供更多选择.

关键词: 磁涡旋, 自旋波模式

PACS: 47.32.-y, 76.50.+g

DOI: 10.7498/aps.71.20221128

1 引言

磁涡旋作为纳米级磁结构的一种, 具有体积小、易于集成、易调控、驱动电流密度低、热损耗低等优势, 由于其潜在的应用价值和研究意义自发现起就受到越来越多的关注和青睐^[1-5]. 磁涡旋的存在是由于体系内交换能和静磁能相互竞争的结果^[6,7]. 结构上通常包含面内磁矩和垂直于面内的中心区域磁矩, 因此通常具有手性与极性的双重属性, 其中手性与面内磁矩排布方式有关, 可分为顺时针与逆时针两种, 而极性则是用+1, -1分别代表磁涡旋核中心区域磁矩沿 z 轴向上和向下^[8,9]. 通过驱动磁涡旋极性翻转, 可作为信息载体应用于存储器件中, 具有读写速度快、易擦除和改写等优势^[10-12]. 而且有望应用于下一代自旋电子学器件中, 如基于

磁涡旋所设计的自旋纳米振荡器, 可实现持续输出高频微波信号^[13-15]. 为进一步增强磁涡旋的可应用性, 在具有对称性破缺或者强自旋轨道耦合的体系中引入 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI)^[16-19], 可通过改变磁涡旋结构来调控其动力学过程. 在缺乏界面反演对称性的异质结构体系中, DM 有效场起着迫使相邻磁矩垂直排列的作用, 所以 DM 相互作用的存在可使得磁涡旋中面内磁矩被拉到垂直方向上来. 本文通过改变体系中 DM 有效场强度来改变三角形中磁涡旋结构, 三角形纳米磁结构的尖角位置能产生强大的静磁场. 由于形状对称性而产生的平面内简并的旋转对称性消失, 这能帮助提高磁力显微镜的对比度, 从而有利于观察到更加清晰的图形, 这有助于在基于三角形纳米磁结构所设计的磁存储设备中实现更好的信号编码^[20,21], 另外, 三角形纳米磁结构在自旋波动力学方面的研究

* 兰州市科技计划项目 (批准号: 2021-1-157)、国家自然科学基金地区基金 (批准号: 51761001)、甘肃省科技计划项目 (批准号: 20YF8GA125)、甘肃省科学院创新团队建设 (批准号: 2020CX005-01)、甘肃省科学院应用研究与开发项目 (批准号: 2018JK-02) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wxiangqian_1987@163.com

也表现出独特的磁特性^[22]. 在得到稳定的磁涡旋后, 在不同方向上施加微波磁场来激励其振荡, 通过快速傅里叶变换得到本征频率后, 进一步探究其在不同本征频率下的自旋波模式以及不同模式的变化过程, 最后, 改变体系中 DM 有效场的强度, 实现了调控不同自旋波模式下的本征频率. 这些结果为磁涡旋在自旋电子学相关领域的发展及应用提供了一定的借鉴意义.

2 微磁学模拟

通过微磁学模拟的方法进行计算, 研究了等边三角形结构中磁涡旋的自旋波模式, 其相关磁化动力学研究则是通过 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程来表达^[23]:

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}, \quad (1)$$

其中 $\mathbf{m} = \frac{M}{M_s}$ 是归一化的单位磁化矢量, M_s 为饱和磁化强度, γ 为旋磁比. 式中 $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial E_{\text{total}}}{\mu_0 M_s \partial \mathbf{m}}$ 表示有效磁场, 包含各向异性场、交换场、退磁场、以及 DM 有效场. 在求解静态磁涡旋结构和动态激励过程中吉尔伯特阻尼系数 α 分别被设置为 0.3 和 0.01. 样品被定义为等边三角形结构, 边长为 100 nm, 厚度为 0.4 nm, 在整个模拟过程中, 样品剖分单元被设置为 $1 \text{ nm} \times 1 \text{ nm} \times 0.4 \text{ nm}$, 材料磁性参数设置为^[24]: 交换常数 $A = 2.0 \times 10^{-11} \text{ J/m}$, 饱和磁化强度 $M_s = 1.0 \times 10^6 \text{ A/m}$, 单轴磁晶各向异性常数 $K_u = 0.5 \times 10^6 \text{ J/m}^3$, DMI 常数从 1.5 mJ/m^2 增大到 3.0 mJ/m^2 .

对于一般的磁涡旋来说, 由于体系中交换场的作用, 相邻磁矩之间趋于平行排列, 使得磁矩平躺于面内, 在垂直于面内方向是没有分量的, 然而在

考虑 DM 相互作用后磁矩会向着 z 方向发生偏转, 这是因为 DM 有效场的作用是迫使相邻磁矩垂直排列, 所以在二者的竞争之下, 相邻磁矩之间会处于面外向面内过渡的一种状态, 当改变 DMI 强度时, 就会出现如图 1 所示的不同磁结构. 当 $D = 1.5 \text{ mJ/m}^2$ 时, 磁矩出现沿 z 方向从向上到向下过渡, 当 $D = 2.0 \text{ mJ/m}^2$ 时, 逐渐出现成核迹象, 只有当 DMI 常数大于 2.5 mJ/m^2 时, 才会在三角形中心附近形成涡旋结构.

3 模拟结果与分析

首先, 研究了磁涡旋分别在面内 (x) 和面外 (z) 方向的本征频率, 即在两个方向上分别施加一个 sinc 形式的磁场, 如图 2(a) 所示, 其具体表达式为 $h_i(t) = h_0 \text{sinc}[2\pi f(t - t_0)] = h_0 \sin[2\pi f(t - t_0)] / [2\pi f(t - t_0)]$ ^[25], h_0 为振幅, 固定为 10 mT, f 为截止频率, 设为 100 GHz. $t_0 = 1 \text{ ns}$, 表示该激励磁场作用在 1 ns 处, i 代表 x 或者 z 方向. 该 sinc 函数形式磁场形式与激发三角形中磁涡旋的自旋波模式没有关系, 施加该函数形式微波磁场的目的是激励磁矩振动, 待磁矩弛豫稳定后通过快速傅里叶变换得到动态磁化率虚部随频率的变化情况. 在探究 x 和 z 两个方向的本征频率时, 该动力学过程总时长皆为 100 ns, 在整个过程中, 每 10 ps 采集一次数据 (磁化分布 m_i 和激励场 h_i), 并通过快速傅里叶变换从时域转换到频域, 磁化率虚部 $\text{Im}\chi_i$ 峰值所在处所对应频率即为本征频率, 在该频率下磁涡旋对微波具有很强的响应. 如图 2 所示, 选择 $D = 2.5 \text{ mJ/m}^2$ 时的稳定磁结构为初始态, 图 2(b) 和 (c) 分别为面内和面外本征频率分布情况. 因为沿 x 方向和 y 方向施加微波激励磁场后能够得到相同的本征频率, 所以以 x 方向为例考虑面

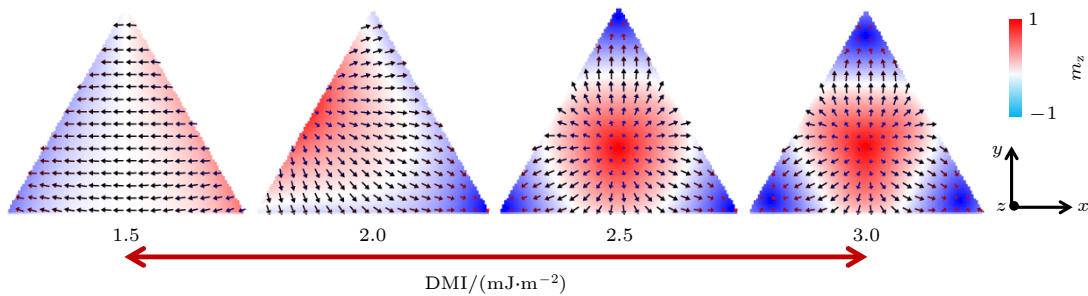


图 1 不同 DMI 有效场强度下的三角形结构中磁涡旋基态

Fig. 1. Ground state of magnetic vortex in triangular structure under different DMI constant.

内自旋波的激发. 当所加激励磁场沿面内方向时, 为面内自旋波模式, 其本征频率分别为 0.37 GHz, 0.74 GHz, 4.03 GHz 和 5.57 GHz, 可以看出当频率为 0.37 GHz 时对微波的响应明显大于其他频率. 当激励磁场沿面外方向时, 对应面外自旋波模式的本征频率分别为 1.98 GHz, 5.68 GHz 和 9.67 GHz, 可以看出峰值最强处频率为 1.98 GHz.

在得到磁涡旋本征频率的基础上, 进一步研究了其在各个本征频率下不同自旋波模式的类型. 如图 3 所示, 分别展示了面内和面外两个方向上在不同本征频率下傅里叶变换后的振幅和相位, 在各自

本征频率下, 第 1 行表示 x, y, z 方向上的振幅强度, 第 2 行表示 3 个方向上的相位分布. 对不同自旋波模式的提取主要在于观察磁结构在各自本征频率的微波磁场下振幅及相位的变化情况, 对于常见的面内旋转模式来说, 主要表现为在磁平面上其相位能够连续从 π 变化到 $-\pi$, 而对于面外呼吸模式来说, 主要表现为磁畴壁区域周期性地扩张和收缩, 并且其振幅和相位是关于径向对称 [26,27]. 本文对于面内自旋波模式来说, 当 $f_1 = 0.37$ GHz 时, 由垂直于面内方向观察到共振区域主要集中在边界处, 同时结合 x 及 y 方向傅里叶空间振幅分布可

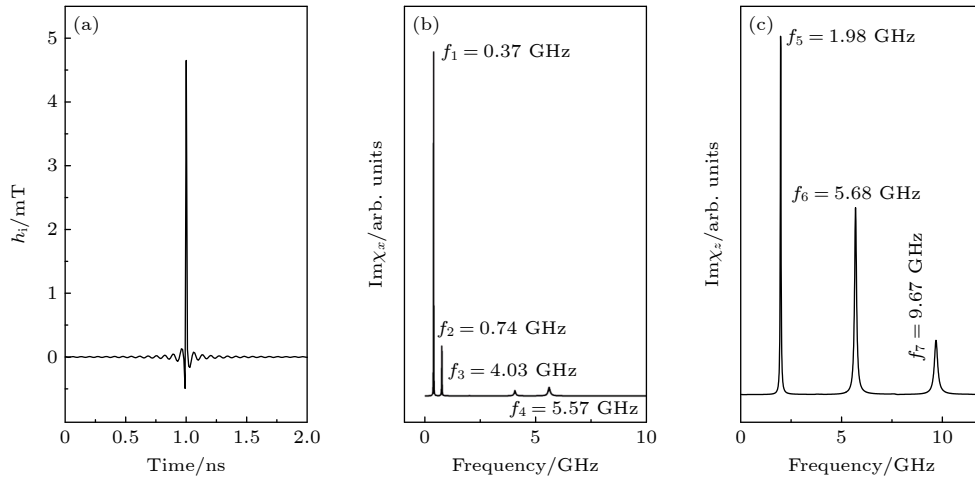


图 2 (a) sinc 形式的磁场随时间变化情况; (b) 和 (c) 分别为激励磁场在 x 和 z 方向上时, 磁涡旋的动态磁化率虚部 $\text{Im}\chi_x$ 和 $\text{Im}\chi_z$.
 Fig. 2. (a) The relationship between time and sinc-type microwave field; (b) and (c) are the imaginary part of dynamic susceptibility $\text{Im}\chi_x$ and $\text{Im}\chi_z$ when the exciting magnetic field is applied along in-plane direction and out-of-plane direction, respectively.

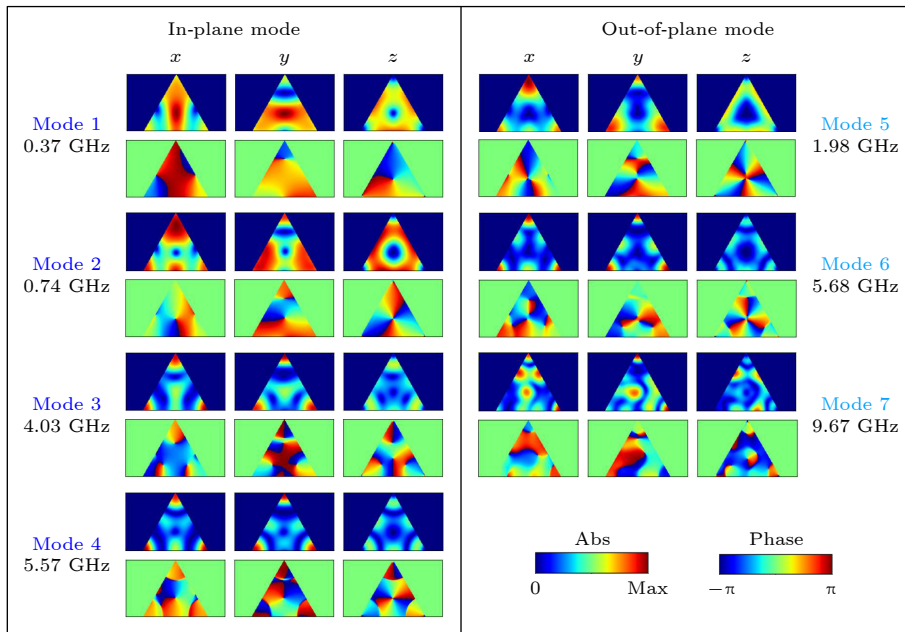


图 3 磁涡旋在 x, y, z 方向上不同自旋波模式的空间振幅及相位分布

Fig. 3. The spatial amplitude and phase distributions of the different spin wave mode of magnetic vortex in the $x, y,$ and z directions.

知三角形磁结构中大部分磁矩都对微波磁场产生了响应,所以在该频率下对微波磁场的吸收功率最大,另外,相位连续从 π 变化到了 $-\pi$,为面内逆时针旋转模式.当 $f_2 = 0.74$ GHz时,共振区域依然主要集中在边界处,但是结合 x 及 y 方向振幅分布情况可知对微波磁场产生响应的磁矩区域相对有所减少,所以在该频率下的吸收峰值有所降低,而且此时出现了分畴旋转的现象,空间相位出现了两次从 π 到 $-\pi$ 的变化,为面内逆时针旋转模式.当 $f_3 = 4.03$ GHz和 $f_4 = 5.57$ GHz时,结合 x, y, z 方向上傅里叶空间振幅分布情况可知,共振区域明显减小,所以在动态磁化率虚部随频率的变化情况中吸收功率最低.而且分畴现象更加明显,也就是说此时高频率微波磁场改变了三角形磁结构,使得中心处的磁涡旋出现了分裂,但依然可以从空间相位的变化看出是从 π 变化到了 $-\pi$,可定义为分裂的面内逆时针旋转模式.对于面外自旋波模式来说,当 $f_5 = 1.98$ GHz和 $f_6 = 5.68$ GHz时,共振区域的分布是关于三角形中心对称的,边界处振幅较强,而中心区域对微波的响应较弱,从空间相位的变化情况来看,可以发现三角形中心的磁涡旋分裂为3个区域,而且同步逆时针旋转,空间相位都是从 π 变化到了 $-\pi$,同时可以发现空间相位相同处距离三角形中心的距离相等,表现出呼吸模式,综上可以说明

在 $f_5 = 1.98$ GHz和 $f_6 = 5.68$ GHz时,为面外呼吸逆时针旋转模式.当 $f_7 = 9.67$ GHz时,此时在三角形结构在具有高本征频率的微波磁场作用下发生了变化,磁畴分裂为多个区域,但中心区域的空间相位依然是从 π 变化到了 $-\pi$,可定义为分裂的面外逆时针旋转模式.对比3种面外自旋波模式,同时结合在此三个本征频率下 x, y, z 方向上傅里叶空间振幅的分布情况,亮色的区域面积相差不大,表明对微波磁场产生共振的磁矩区域面积相接近,所以在面外自旋波激发过程中,这3个本征频率的吸收峰值相差不大,这与图2中的结果相符合^[28,29].

为了进一步验证上述7种模式,分别在面内和面外两个方向上施加了不同本征频率的正弦微波磁场来激励整个三角形结构,该微波磁场的形式为: $B_i(t) = B_0 \sin(2\pi ft)$, i 代表 x 或者 z 方向, f 为本征频率.图4记录了不同时刻下相对于初始时刻净余磁矩的变化情况.采用 $\delta m_z(t) = m_z(t) - m_z(0)$ 描述净余磁矩,其中 $m_z(0)$ 为初始时刻静态三角形结构的净余磁矩.对于面内自旋波模式来说,当 $f_1 = 0.37$ GHz时,磁矩随时间演化呈现出明显的逆时针旋转,为面内逆时针旋转模式 (Mode 1).当 $f_2 = 0.74$ GHz时,涡旋在逆时针旋转的同时出现了分裂,整体依然是面内逆时针旋转模式 (Mode 2).当 $f_3 = 4.03$ GHz和 $f_4 = 5.57$ GHz时,可以看到

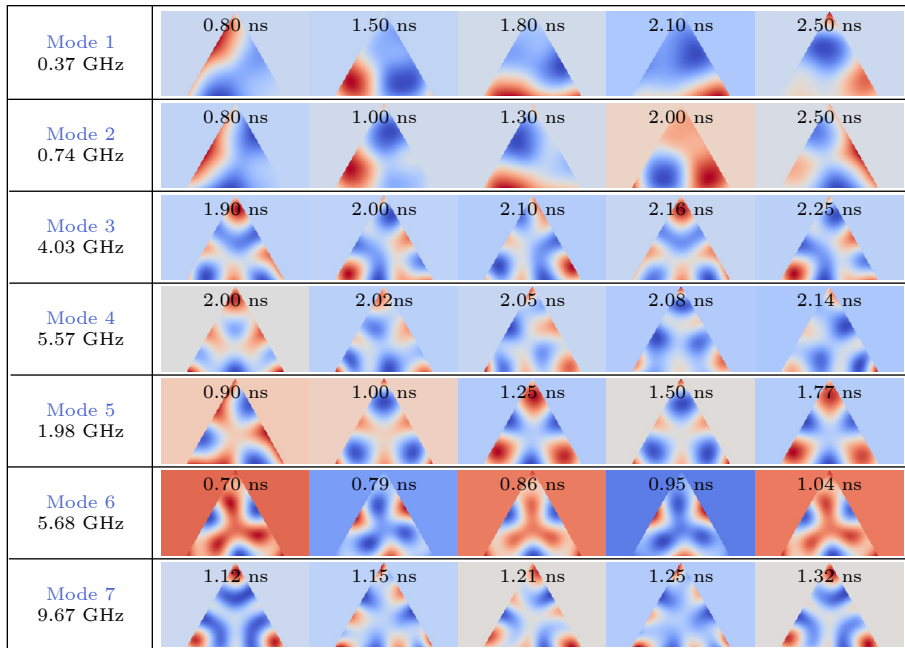


图4 磁涡旋在对应本征频率的微波磁场下不同时刻的净余磁矩 (δm_z)

Fig. 4. The net magnetization (δm_z) of the magnetic vortex at different time under the microwave magnetic field, which corresponding to the eigenfrequencies.

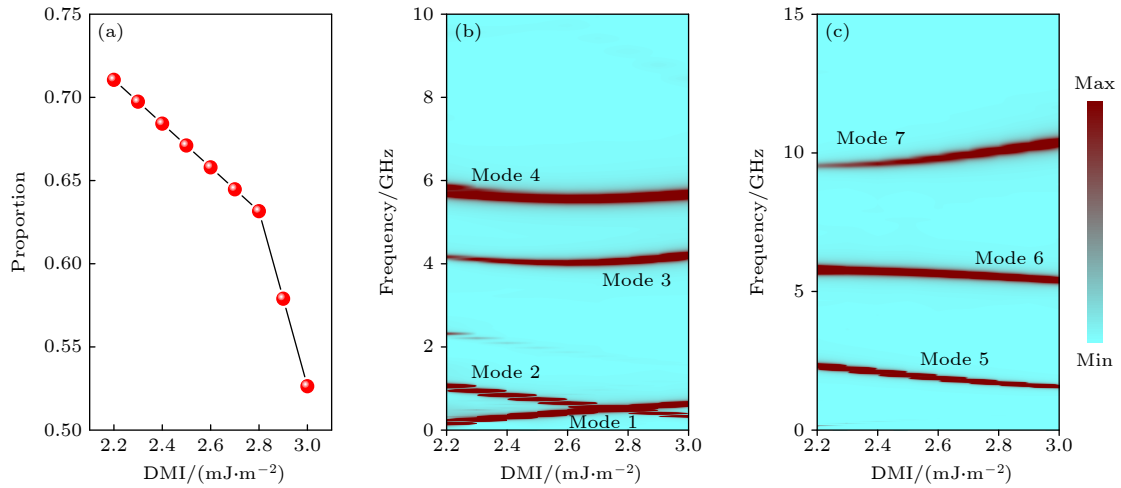


图 5 (a) 磁涡旋所在区域占三角形结构整体面积之比随 DMI 系数变化情况; (b) 和 (c) 分别为激励磁场施加在面内和面外方向上时, 磁涡旋的 DMI 系数与共振频率的关系相图

Fig. 5. (a) The relationship between DMI constant and the ratio of the area where the magnetic vortex is located to the overall area of the triangular structure. Phase diagram of magnetic vortex as a function of DMI constant and resonance frequency, where (b) and (c) represent the excitation field applied in in-plane and out-of-plane directions, respectively.

整个三角形结构中的磁矩分布比较混乱, 分裂为多个区域, 磁矩整体在做逆时针旋转, 为分裂的面内逆时针旋转模式 (Mode 3 和 Mode 4). 对于面外自旋波模式来说, 当 $f_5 = 1.98$ GHz 和 $f_6 = 5.68$ GHz 时, 三角形中心的涡旋区域分裂为三部分, 呈现出明显的周期性变化, 该区域在不断地收缩和扩张的同时也在做逆时针旋转, 为面外呼吸逆时针旋转模式 (Mode 5 和 Mode 6). 当 $f_7 = 9.67$ GHz 时, 三角形中心的涡旋分裂为多个区域, 但是磁矩整体还在做逆时针旋转, 为分裂的面外逆时针旋转模式 (Mode 7).

最后, 在保证中心处涡旋稳定存在的前提下, 改变了体系中 DMI 的强度, 进而调控三角形磁涡旋结构中自旋波模式的共振频率. DM 有效场起着改变三角形中心磁涡旋结构的作用, 如图 5(a) 所示, 当 DMI 数值增大时, 整个三角形结构中磁涡旋所占区域的比例有所降低, 这主要是由于 DMI 有效场的作用是将磁矩拉到垂直于面内的方向上来, 所以随着 DMI 数值的增大面内方向上的磁矩逐渐向 z 方向过渡, 同时受到边界的限制作用, 所以涡旋所在区域的面积逐渐减小. 当三角形磁结构随着 DMI 数值的变化而改变时, 不同磁结构对微波的响应情况也是不同的, 从而影响不同自旋波模式的共振频率, 如图 5(b) 和 (c) 所示, 分别为面内和面外各自旋波模式随 DMI 有效场强度变化时所呈现的功率谱密度相图. 由图 3 结果可知, 三角形

结构中的磁涡旋具有 4 种面内自旋波模式和 3 种面外自旋波模式, 对于 Mode 1, 只有三角形中心处小部分磁矩对微波磁场没有产生响应, 其余大部分磁矩都产生了不同程度的振荡, 随着 DMI 数值的增大, 三角形中心磁涡旋区域减小, 因此对微波产生振荡的磁矩区域增大, 因此该模式下的共振频率随 DMI 数值增大而增大. 对于 Mode 2, 三角形中心磁涡旋在微波磁场的作用下出现了分畴旋转的现象, 而畴壁的产生会使得该部分区域磁矩整体对微波的响应减弱, 并且随着 DMI 的增大, 畴壁区域在 z 方向的分量越大, 从而导致磁矩整体对微波磁场产生响应的减弱效果越明显, 致使共振频率降低. 对于 Mode 3 和 Mode 4, 对微波磁场产生共振的磁矩主要集中在三角形顶点处, 而磁涡旋结构在随着 DMI 变化的过程中, 对顶点处磁结构影响不大, 所以这两种模式下的共振频率能够相对维持稳定. 对于 Mode 5 和 Mode 6, 出现了更加明显的分畴现象, 理同 Mode 2, 共振频率出现下降. 对于 Mode 7, 共振区域出现在磁涡旋附近, 所以在随着 DMI 增大致使磁涡旋面积减小时, 共振区域面积增大, 共振频率随之提高.

4 结 论

本文通过微磁学模拟的方法, 对于稳定的等边三角形磁结构, 分别在面内和面外方向上施加微波磁场后, 可激发出多种不同的自旋波模式. 在面内

微波磁场的作用下,除常见的面内旋转模式外,在高本征频率的微波磁场作用下,该体系中还存在分裂的面内旋转模式.在面外微波磁场的作用下,存在着面外自旋波呼吸旋转模式,即发生周期性呼吸的同时也在做旋转,此外,面外高频微波磁场依然会使得整个磁结构发生分裂,出现分裂的面外旋转模式.最后,通过改变体系中DMI强度来改变整个三角形的磁结构,从而起到调控不同自旋波模式的本征频率的作用.本文结果为利用自旋波共振来操作磁涡旋提供了可能,并且也为磁涡旋在自旋电子学中的应用奠定了一定的基础.

参考文献

- [1] Vansteenkiste A, Chou K W, Weigand M, Curcio M, Sackmann V, Stoll H, Tyliczszak T, Woltersdorf G, Back C H, Schütz G, Waeyenberge B V 2009 *Nat. Phys.* **5** 332
- [2] Völkel A R, Wysin G M, Mertens F G, Bishop A R, Schnitzer H J 1994 *Phys. Rev. B* **50** 12711
- [3] Thiele A A 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 230
- [4] Choe S B, Acremann Y, Scholl A, Bauer A, Doran A, Stöhr J, Padmore H A 2004 *Science* **304** 420
- [5] Kravchuk V P, Sheka D D, Gaididei Y, Mertens F G 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 043908
- [6] Shinjo T, Okuno T, Hassdorf R, Shigeto K, Ono T 2000 *Science* **289** 930
- [7] Wachowiak A, Wiebe J, Bode M, Pietzsch O, Morgenstern M, Wiesendanger R 2002 *Science* **298** 577
- [8] Siracusano G, Tomasello R, Giordano A, Puliafito V, Azzerboni B, Ozatay O, Carpentieri M, Finocchio G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 087204
- [9] Huber D L 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 1899
- [10] Xiao Q F, Rudge J, Choi B C, Hong Y K, Donohoe G 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 262507
- [11] Hertel R, Gliga S, Fahnle M, Schneider C M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 117201
- [12] Weigand M, Waeyenberge B V, Vansteenkiste A, Curcio M, Sackmann V, Stoll H, Tyliczszak T, Kaznatcheev K, Bertwistle D, Woltersdorf G, Back C H, Schütz G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 077201
- [13] Kim S K, Lee K S, Yu Y S, Choi Y S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 022509
- [14] Bohlens S, Krüger B, Drews A, Bolte M, Meier G, Pfannkuche D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 142508
- [15] Pigeau B, Loubens G d, Klein O, Riegler A, Lochner F, Schmidt G, Molenkamp L W, Tiberkevich V S, Slavin A N 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 132506
- [16] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [17] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201
- [18] Heinze S, Bergmann K v, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
- [19] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [20] Jaafar M, Yanes R, Asenjo A, Chubykalo-Fesenko O, Vázquez M, González E M, Vicent J L 2018 *Nanotechnology* **19** 285717
- [21] Jaafar M, Yanes R, Lara D P d, Chubykalo-Fesenko O, Asenjo A, Gonzalez E M, Anguita J V, Vazquez M, Vicent J L 2010 *Phys. Rev. B* **81** 054439
- [22] Lin C S, Lim H S, Wang C C, Adeyeye A O, Wang Z K, Ng S C, Kuok M H 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 114305
- [23] Brataas A, Kent A D, Ohno H 2012 *Nat. Mater.* **11** 372
- [24] Donahue M J, Porter D G 2020 *New J. Phys.* **22** 033001
- [25] Yoo M W, Lee J, Kim S K 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 172413
- [26] Zhang H, Liu Y W, Yan M, Hertel R 2010 *IEEE Trans. Magn.* **46** 1675
- [27] Yan M, Leaf G, Kaper H, Camley R, Grimsditch M 2006 *Phys. Rev. B* **73** 014425
- [28] Mruczkiewicz M, Gruszecki P, Krawczyk M, Guslienko K Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 064418
- [29] Mruczkiewicz M, Krawczyk M, Guslienko K Y 2017 *Phys. Rev. B* **95** 094414

Study of magnetic vortex spin wave mode in triangular structures*

Qiang Jin He Kai-Zhou Liu Dong-Ni Lu Qi-Hai
Han Gen-Liang Song Yu-Zhe Wang Xiang-Qian[†]

(Key Laboratory of Sensor and Sensor Technology, Institute of Sensor Technology,
Gansu Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

(Received 7 June 2022; revised manuscript received 18 August 2022)

Abstract

As a kind of nanoscale magnetic structure, the magnetic vortex has the advantages of small size, easy integration, easy control, low driving current density, low heat loss, etc. Owing to its potential application value and research significance, it has received more and more attention since its discovery. The existence of the magnetic vortex is the result of the competition between the exchange energy and the magnetostatic energy in the system. The magnetization of magnetic vortex usually contains the in-plane part and the central region part, so it usually has dual properties of chirality and polarity. The chirality is related to the arrangement of the magnetization in the plane, which can be divided into clockwise direction and counterclockwise direction. Moreover, the polarities +1 and -1 respectively represent the magnetization in the central area of the magnetic vortex core along the $+z$ axis and $-z$ axis. On the one hand, the magnetic vortex can be used as an information carrier in the storage device by driving the polarity reversal, and has the advantages of fast reading and writing speed, easy erasing and rewriting. On the other hand, it is expected to be used in next-generation spintronic devices, such as spin nano-oscillators based on magnetic vortex, which can continuously output high-frequency microwave signals. To further enhance the applicability of magnetic vortex, the Dzyaloshinskii–Moriya interaction (DMI) is introduced into the system, with symmetry breaking or strong spin-orbit coupling, and its dynamic process can be regulated by changing the magnetic vortex structure. The DM effective field plays a role in forcing the adjacent magnetization to be along the perpendicular direction in the heterostructure system lacking interface inversion symmetry. Thus, the existence of DMI can make the in-plane magnetization oriented to the out-of-plane direction. In this work, the triangle-shape magnetic vortex structure is varied by changing the strength of DM effective field. The microwave magnetic fields are respectively applied along the in-plane direction and out-of-plane direction, and the eigenfrequencies are obtained by using fast Fourier transform. Next, we further explore the spin wave modes at different eigenfrequencies. Finally, we vary the intensity of DMI in the system to adjust different eigenfrequencies. These results open up possibilities for the development and application of magnetic vortex in spintronics.

Keywords: magnetic vortex, spin wave mode

PACS: 47.32.-y, 76.50.+g

DOI: 10.7498/aps.71.20221128

* Project supported by the Science and Technology Program of Lanzhou (Grant No. 2021-1-157), Less Developed Regions of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51761001), the Science and Technology Program of Gansu Province, China (Grant No. 20YF8GA125), the Innovative Team Construction Project of Gansu Academy of Sciences (Grant No. 2020CX005-01), and the Applied Research and Development Project Gansu Academy of Sciences (Grant No. 2018JK-02).

[†] Corresponding author. E-mail: wxiangqian_1987@163.com



三角形结构中磁涡旋自旋波模式的研究

强进 何开宙 刘东妮 卢启海 韩根亮 宋玉哲 王向谦

Study of magnetic vortex spin wave mode in triangular structures

Qiang Jin He Kai-Zhou Liu Dong-Ni Lu Qi-Hai Han Gen-Liang Song Yu-Zhe Wang Xiang-Qian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 194703 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221128

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221128>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非对称条形纳磁体的铁磁共振频率和自旋波模式

Ferromagnetic resonance frequency and spin wave mode of asymmetric strip nanomagnet

物理学报. 2020, 69(5): 057501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191622>

切边纳米铁磁盘对中磁涡旋旋性的磁场调控

Control of magnetic vortex circulation in one-side-flat nanodisk pairs by in-plane magnetic field

物理学报. 2021, 70(10): 107502 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201995>

具有倾斜极化层的自旋阀结构中磁翻转以及磁振荡模式的微磁模拟

Micromagnetic modeling of magnetization switching and oscillation modes in spin valve with tilted spin polarizer

物理学报. 2018, 67(17): 177502 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180947>

电子型FeSe基高温超导体的磁通束缚态与Majorana零能模

Vortex bound states and Majorana zero mode in electron-doped FeSe-based high-temperature superconductor

物理学报. 2021, 70(1): 017401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201673>

磁控条件下激波冲击三角形气柱过程的数值研究

Numerical investigations of interactions between shock waves and triangular cylinders in magnetic field

物理学报. 2018, 67(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181127>

基于嵌套三角形包层结构负曲率太赫兹光纤的研究

Research on negative curvature terahertz fiber based on nested triangle structure cladding

物理学报. 2020, 69(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200457>