

二维磁性纳米条带中携带轨道角动量的自旋波的产生与调控

谢沐阳, 王瑞方

厦门大学物理科学与技术学院, 福建 厦门

收稿日期: 2026年3月19日; 录用日期: 2026年4月15日; 发布日期: 2026年4月24日

摘要

近年来, 在磁性材料中激发携带轨道角动量(OAM)的自旋波的研究吸引了广泛的关注。本研究使用微磁模拟方法, 采用两种方案在坡莫合金纳米条带中激发携带横向轨道角动量的自旋波。一是使用叠加单向偏置磁场与振荡磁场的激励磁场在纳米条带中产生扭曲注自旋波。二是在纳米条带中心设置无涡核的磁涡旋态磁畴壁, 通过其拓扑结构将平面波转换为扭曲自旋波。我们通过改变磁涡旋态的旋性和磁畴壁两侧磁矩的排列方式, 实现对自旋波携带的OAM方向的调控, 并且总结出磁涡旋态旋性与磁畴壁两侧磁矩的排列方式导致OAM方向反转的规律。我们的研究拓展并改良二维磁性纳米条带中产生携带OAM的自旋波的有效方法, 并实现了对其方向的调控, 为自旋波在信息传输和磁子器件中的应用提供了新思路和数据支持。

关键词

二维磁性纳米条带, 横向轨道角动量, 偏置磁场, 磁涡旋态

Generation and Manipulation of Spin Waves Carrying Orbital Angular Momentum in Two-Dimensional Magnetic Nanostrip

Muyang Xie, Ruifang Wang

College of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen Fujian

Received: March 19, 2026; accepted: April 15, 2026; published: April 24, 2026

Abstract

In recent years, research on the excitation of spin waves carrying orbital angular momentum (OAM)

in magnetic materials has attracted intense research interests. In this study, we employ micromagnetic simulation methods to excite spin waves carrying transverse orbital angular momentum which is perpendicular to the wave propagation direction in permalloy nanostrips, using two approaches. The first approach utilizes a combination of a biased unidirectional magnetic field and an oscillating magnetic field to generate distorted spin waves within the nanostrip. The second approach involves setting a magnetic vortex domain wall, without core, at the center of the nanostrip, where the topological structure converts plane waves into distorted spin waves. Furthermore, by altering the chirality of the magnetic vortex state and the arrangement of magnetic moments on both sides of the domain wall, the direction of the OAM carried by the spin waves is controlled. This reveals the mechanism by which the chirality of the magnetic vortex state and the arrangement of magnetic moments lead to the reversal of the OAM direction. Our research expands and improves effective methods for generating spin waves carrying OAM in two-dimensional magnetic nanostrips, achieving directional control. These findings provide new insights and data support for the application of spin waves in information transmission and magnetic devices.

Keywords

Two-Dimensional Magnetic Nanostrip, Transverse Orbital Angular Momentum, Biased Magnetic Field, Magnetic Vortex

Copyright © 2026 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

近年来, 携带轨道角动量(Orbital Angular Momentum, 简称 OAM)的波得到了广泛的研究和关注。在光学[1]-[3]、声学[4]、电子学[5]等领域均发现了携带 OAM 的波。C. L. Jia 等人于 2019 年首次在微磁结构中预言了携带 OAM 的自旋波的存在[6]; 此后研究者发现通过螺旋形相位片[7]、特殊时空振荡磁场[8]等方法均能在磁性材料中激发携带 OAM 的波。上述自旋波携带的轨道角动量的方向与自旋波传播方向一致, 我们称这种轨道角动量为纵向轨道角动量[9]; 同时由于这些自旋波均在三维磁性材料中传播, 具有扭曲的螺旋型相位波前, 这种携带 OAM 的自旋波也被称为扭曲自旋波(twisted spin wave)。

携带 OAM 的自旋波具有形式为 $e^{il\phi}$ 的相位因子[1], 其中 ϕ 为相位角, l 为轨道角动量量子数, 也称为拓扑荷数, 由于拓扑荷数 l 可以是任意整数, 携带 OAM 的自旋波被认为在传递信息和磁子元器件等领域有重要作用[10], 但是携带 OAM 的自旋波仅在三维材料中存在, 这无疑限制了它的应用前景。因此, 研究者希望在二维磁性材料中找到 OAM 的自旋波, C. C. Liu 等人利用微磁模拟方法, 通过在二维磁性纳米条带中施加随时间改变方向的摆动型激励磁场[11], 成功产生了携带 OAM 的自旋波。由于这种自旋波的轨道角动量方向与传播方向垂直, 这种轨道角动量被称为横向轨道角动量。这种横向轨道角动量同样出现于光学[9] [12]、声学[13]等领域沿二维平面传播的波中。

在本文中, 我们考虑通过在纳米条带上施加偏置振荡磁场和在二维磁性纳米条带上设置不含涡核的磁涡旋态两种方案来改良产生携带横向轨道角动量的自旋波的方法, 并且结合使用这两种方案来实现对携带横向轨道角动量的自旋波的调控。

2. 使用偏置振荡磁场产生携带 OAM 的自旋波

此前已有的在二维磁性纳米条带中产生携带 OAM 的自旋波的方法为施加摆动型激励磁场[11], 这种

磁场随时间快速改变方向, 在纳米尺度的微磁条件下较为复杂。我们考虑仅通过单个方向的偏置振荡磁场在磁性纳米条带中产生携带 OAM 的自旋波, 从而实现对产生携带 OAM 的自旋波方法的简化。

我们采用基于有限差分方法的开源微磁模拟软件 OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework 的简称) 进行微磁模拟计算。我们的样品为一长 2500 nm、宽 160 nm、厚 5 nm 的铁磁纳米条带, 样品形状如图 1 所示。纳米条带的材料为坡莫合金, 其各项磁性参数设置如下: 磁晶各项异性常数 $K = 0 \text{ J/m}^3$; 交换相互作用系数 $A = 1.3 \times 10^{-11} \text{ J/m}$; 饱和磁化强度 $M_S = 8.0 \times 10^5 \text{ A/m}$; 阻尼系数 $\alpha = 0.01$; 在数值计算中, 样品被划分为 $2 \times 2 \times 5 \text{ nm}^3$ 的网格; 初始磁矩朝向沿 +x 方向。为消除自旋波在纳米条带两端产生的反射波, 我们在纳米条带两端各设置形状为等腰三角形、长度约 100 nm 的吸收端。从三角区域的顶点到底边, 将吸收端划分为 10 个区域, 每个区域的宽度均为 10 nm, 阻尼系数 α 依次为 1.0、0.82、0.65、0.5、0.37、0.26、0.17、0.1、0.05、0.02。

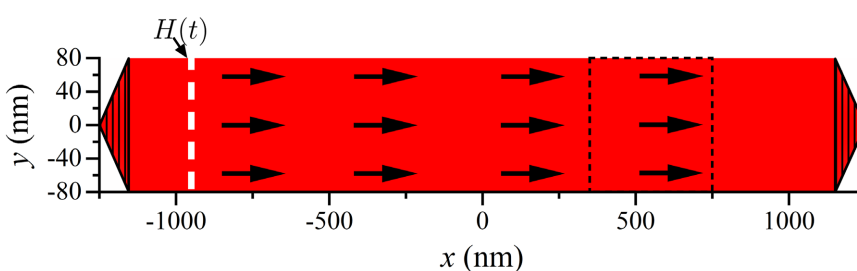


Figure 1. Schematic diagram of the ferromagnetic nanostrip sample with length of 2500 nm, width of 160 nm, and thickness of 5 nm. The white dashed line indicates the position of the excitation magnetic field, the black arrows represent the orientation of the magnetic moments, the black isosceles triangles on both sides denote the spin wave absorption regions, and the black dashed box indicates the FFT region

图 1. 长 2500 nm、宽 160 nm、厚 5 nm 的铁磁纳米条带样品示意图, 白色虚线指示激励磁场所在位置, 黑色箭头为磁矩朝向, 两侧黑色等腰三角形表示吸收端, 黑色虚线方框表示 FFT 区域

在模型弛豫至稳定状态后我们在模型 -950~ -900 nm 之间(图 1 白色虚线所示位置)设置激励磁场, 激励磁场采用振荡磁场叠加偏置磁场的形式:

$$H(t) = H_0 \sin(-\omega t) + H_b \quad (1)$$

其中振荡磁场振幅 $H_0 = 100 \text{ mT}$, 频率 $\omega = 2\pi f$, $f = 50 \text{ GHz}$, 偏置磁场 $H_b = 100 \text{ mT}$, 振荡磁场与偏置磁场均沿 +y 方向, 持续时间为 20 ps, 即一个振荡周期。施加激励磁场后, 磁矩进行阻尼振动产生自旋波, 数值模拟持续时间为 10 ns。我们对得到的磁矩振动数据进行快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform, 下文简称 FFT), FFT 区域为纳米条带右侧 x 坐标 350~750 nm 之间(即图 1 所示虚线框), 通过 FFT 将随时间变化的时域信号转变为反映频率 - 振幅关系的频域信号, 获得激励磁场激发的自旋波的频谱图, 如图 2 所示。

为了研究频谱图中出现的尖峰即本征频率对应的自旋波的本征模态的传播特性和空间分布情况, 我们针对这些自旋波本征频率分别进行逆傅里叶变换, 提取本征频率对应的自旋波振动图像和相位图像。经过分析、比较和筛选, 我们发现如图 2 所示本征频率 11.2 GHz 对应的本征模态自旋波的振动图像和相位图像, 其自旋波波振面在自旋波传播过程中彼此不平行, 沿着自旋波的传播路径, 波振面与纳米条带长轴之间夹角呈现空间上的周期性变化; 自旋波传播路径表现出扭曲特征, 波振面振幅极大值点与极小值点分布位置往往偏离纳米条带长轴, 表现出沿纳米条带上一条来回摆动的曲线传播的特点。这些特征区别于平面波, 符合扭曲自旋波的特征[11], 因此我们认为 11.2 GHz 对应的本征模态自旋波为携带 OAM 的自旋波, 由于纳米条带中传播的扭曲自旋波的传播路径的弯曲与相位波前的扭转均发生在二维平面中, 因此对应的轨道角动量的方向垂直于纳米条带及自旋波的传播方向, 也就是上文所说的横向轨道角动量。

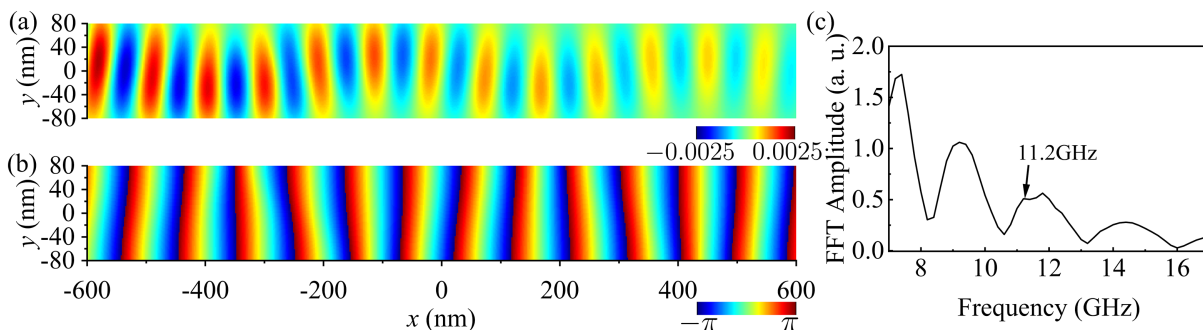


Figure 2. This figure shows the vibration image (a) and the phase image (b) corresponding to the eigenmode of spin waves with an eigenfrequency of 11.2 GHz. (c) displays the FFT image obtained by fast Fourier transform

图 2. 本征频率为 11.2 GHz 的自旋波本征模式对应的振动(a)和相位(b), (c)展示了快速傅里叶变换所得的 FFT 图像

因此, 使用单向振荡磁场叠加偏置磁场作为激励场, 可以在二维磁性纳米条带中激发携带横向轨道角动量的自旋波, 相比使用摆动型磁场, 我们的方案更加简单, 在实验环境中具有更高的可操作性。考虑到携带 OAM 的自旋波不具有关于纳米条带长轴对称的特征, 我们猜测可能是由于单向偏置场打破了整个微磁模型的对称性, 这种非对称性传导至自旋波, 导致自旋波转变为携带 OAM 的自旋波。

3. 使用无核磁涡旋态磁畴壁产生携带 OAM 的自旋波

研究者曾经通过在磁性纳米圆柱中设置磁涡旋态的方法产生携带 OAM 的自旋波[14], 受此启发, 我们考虑在二维磁性纳米条带中设置类似的磁性结构以产生携带 OAM 的自旋波。

我们同样采用磁性纳米条带形状的样品进行微磁模拟计算, 样品长度、厚度与前文所用模型一致, 宽度改为 202 nm, 样品形状如图 3 所示。纳米条带的材料仍为坡莫合金, 各项磁性参数不变, 划分网格尺寸不变, 吸收端长度、形态、区域划分及阻尼系数设置均与前文一致。

我们在纳米条带的中心设置一个磁涡旋态磁畴壁, 磁涡旋态半径为 101 nm, 为确保磁性结构的稳定性, 我们去除磁涡旋态的涡核, 取而代之的是一个半径 20 nm 的孔洞, 位于样品几何中心位置, 磁涡旋态旋性 $c = -1$, 即初始磁矩环绕涡核呈顺时针方向旋转排列。涡旋态左侧磁畴区域磁矩沿 $-x$ 方向, 右侧磁矩沿 $+x$ 方向, 呈尾对尾式排列, 弛豫之后磁矩方向相反的两侧磁畴区域通过无核磁涡旋态磁畴壁过渡。

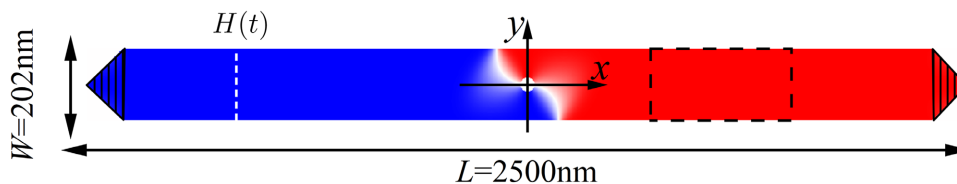


Figure 3. Schematic diagram of the magnetic nanostrip sample with a width of 202 nm. A magnetic vortex domain, without vortex core, is located at the center. The rectangular coordinate system indicates the coordinate origin of the model. The color of the strip indicates the magnitude of the initial magnetic moment of the sample in the x-direction. The white dashed line indicates the position of the excitation magnetic field. The black isosceles triangles on both sides represent the absorption ports, and the black dashed box denotes the FFT region

图 3. 宽度为 202 nm 的磁性纳米条带样品示意图, 中心处为无核磁涡旋态, 直角坐标系表示模型坐标原点, 条带颜色指示了样品初始磁矩 x 方向分量大小, 白色虚线指示激励磁场位置, 两侧黑色等腰三角形表示吸收端, 黑色虚线方框表示 FFT 区域

为了区分不同本征模式对应的本征频率, 确定模型的自旋波频谱, 在模型完成弛豫达到稳定状态后, 我们在模型-950~940 nm 之间(图 3 白色虚线所示位置)施加脉冲磁场。脉冲磁场采用 sinc 函数形式, 函数表达式为:

$$H(t) = H_0 \sin[\omega(t-t_0)] / [\omega(t-t_0)] \quad (2)$$

磁场振荡方向沿 $\pm y$ 方向, 磁场振幅 $H_0 = 50$ mT, 振荡频率 $\omega = 2\pi f$, $f = 50$ GHz, $t_0 = 200$ ps。

在模型内施加 sinc 函数型脉冲磁场后, 激励产生的自旋波向右侧传播, 穿过纳米条带中央的无核磁涡旋态磁畴壁, 数值模拟持续时间为 10 ns。我们在磁涡旋态磁畴壁右侧(图 3 黑色虚线框所示区域)进行 FFT 分析, 得到的自旋波频谱如图 4 所示。

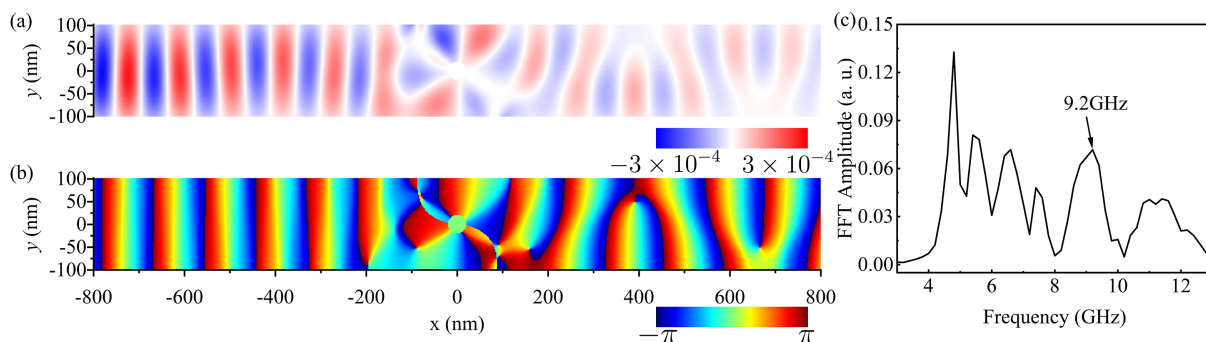


Figure 4. The vibration image (a) and the phase image (b) corresponding to the eigenmode of spin waves with an eigenfrequency of 9.2 GHz, illustrating the spin waves before and after passing through the core-free magnetic vortex domain wall. (c) displays the FFT image of the sample

图 4. 这张图展示了本征频率为 9.2 GHz 的本征模式对应的自旋波通过无核磁涡旋态磁畴壁前后的振动(a)和相位(b), (c)展示了样品对应的 FFT 图像

对频谱图尖峰对应的本征频率进行反傅里叶变换, 分析所得自旋波本征模式, 我们发现本征频率 9.2 GHz 对应的自旋波具有携带 OAM 的自旋波的特征。如图 4(a)所示, 中央白色孔洞表明磁涡旋态的中心没有磁性材料存在, 所以此磁涡旋态没有涡核。在磁涡旋态磁畴壁左侧, 自旋波具有平面波的特征, 波振面垂直于纳米条带长轴且相互平行, 振幅极大值点与极小值点分布在纳米条带长轴上, 显示自旋波在通过无核磁涡旋态以前沿直线传播, 但在通过磁涡旋态磁畴壁之后, 自旋波在磁畴壁右侧表现出波振面沿传播路径周期性来回摆动、传播路径扭曲、波振面振幅极大值点位置偏移纳米条带长轴的特点, 符合携带横向轨道角动量的自旋波的特征。因此, 我们成功将二维平面中原先为平面波的自旋波通过无核磁涡旋态转变为携带 OAM 的自旋波。

同时我们发现, 由于自旋波的弯曲和波振面的周期性摆动, 相位结构中出现了一系列相位奇点, 如图 4(b) 9.2 GHz 相位图像所示, 在这些奇点位置, 连续变化的自旋波相位出现不连续的突变现象, 若环绕奇点构建一个闭合回路, 则沿闭合回路环绕一周的自旋波相位变化为 $\pm\pi$, 而内部无奇点的闭合回路的环绕相位变化为零。除上述两个特征以外, 与波振面的摆动一致, 携带轨道角动量的自旋波的相位奇点的空间分布同样呈现周期性变化的特征。由于相位奇点的存在以及图 2 相比扭曲更明显的自旋波传播路径, 9.2 GHz 对应的本征模式自旋波可能相比另一个模型中由偏置磁场激发的自旋波具有更大的 OAM。由于磁涡旋态对应的自旋波振荡模式中包括携带 OAM 的角向模式[14], 我们猜想, 可能是磁涡旋态磁畴壁具有的特殊拓扑结构“压印”在原先为平面波的自旋波上, 导致平面波转变为携带 OAM 的自旋波。

4. 利用磁涡旋态磁畴壁调控携带 OAM 的自旋波

上文我们通过叠加偏置磁场和振荡磁场以及设置无核磁涡旋态磁畴壁两种方法在二维纳米条带中产生携带 OAM 的自旋波, 这两种方法所得自旋波携带的 OAM 大小并不相同, 因此我们考虑能否通过调节某些变量的方式, 实现对自旋波携带的 OAM 的调控。

我们仍使用和上文一致的纳米条带模型, 样品尺寸、材料、吸收端设置均不变。我们考虑能否通过

改变无核磁涡旋态磁畴壁的参数变量以调节自旋波的 OAM, 决定无核磁涡旋态磁畴壁的形态结构的参数主要有磁涡旋态的旋性 c , 包括 $c = +1$ (逆时针) 和 $c = -1$ (顺时针); 以及磁畴壁两侧磁矩的方向, 包括头对头式排列 (即磁畴壁左侧磁畴区域磁矩沿 $+x$ 方向, 右侧磁矩沿 $-x$ 方向) 和尾对尾式排列 (即左侧磁畴区域磁矩沿 $-x$ 方向, 右侧磁矩沿 $+x$ 方向)。因此, 无核磁涡旋态磁畴壁可以有四种参数设置, 分别为: 旋性 $c = -1$, 磁矩尾对尾式排列; 旋性 $c = +1$, 磁矩尾对尾式排列; 旋性 $c = -1$, 磁矩头对头式排列; 旋性 $c = +1$, 磁矩头对头式排列。我们将样品的磁涡旋态磁畴壁参数分别设置为这四种组合, 弛豫后磁涡旋态磁畴壁区域磁矩方向如图 5 所示, 保持其他变量不变, 与上文一样施加 sinc 函数形式脉冲磁场, 波源坐标及持续时间均与上文相同。

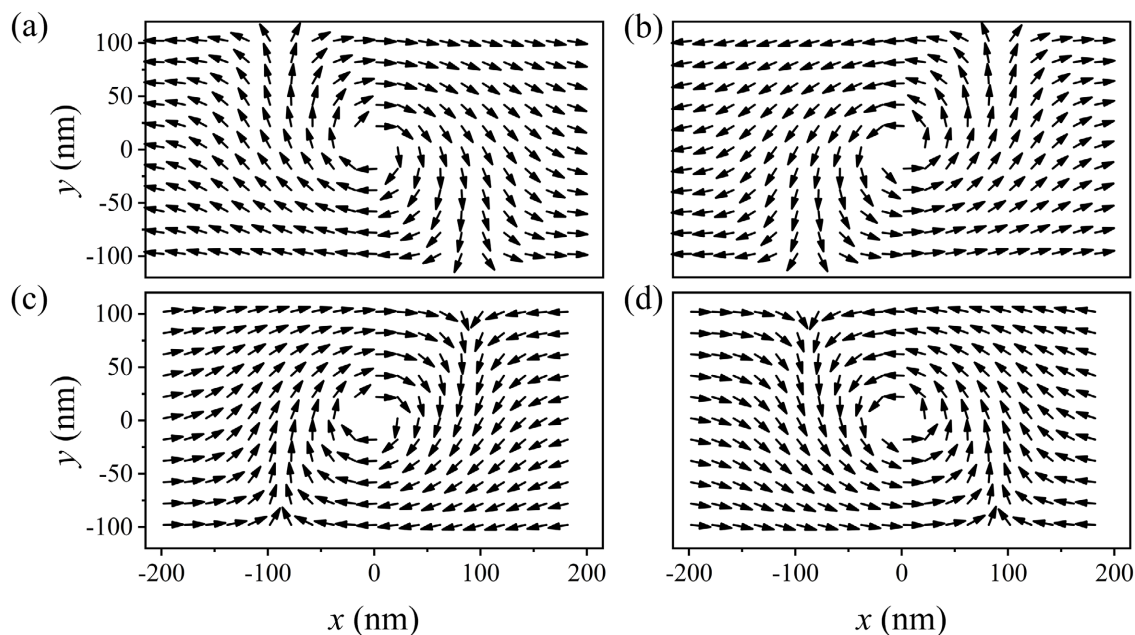


Figure 5. Four combinations of chirality and magnetization configuration of the magnetic vortex domain wall. (a) chirality $c = -1$, with magnetic moments arranged in a tail-to-tail configuration; (b) $c = +1$, with tail-to-tail configuration; (c) $c = -1$, with head-to-head configuration; (d) $c = +1$, with head-to-head configuration

图 5. 磁涡旋态畴壁的四种旋性与磁矩组合, 分别为: (a)旋性 $c = -1$, 磁矩尾对尾排列。(b)旋性 $c = +1$, 磁矩尾对尾排列。(c)旋性 $c = -1$, 磁矩头对头排列。(d)旋性 $c = +1$, 磁矩头对头排列

完成微磁模拟计算后, 我们对四种不同参数组合的样品分别在 $350 \text{ nm} \leq x \leq 750 \text{ nm}$ 区域进行 FFT 计算。我们选择 9.2 GHz 为共同的本征频率, 经过反傅里叶变换提取四种组合在 9.2 GHz 下对应的自旋波本征模态的振动图像和相位图像, 进行分析和比较。

如图 6 所示, 比较四种参数组合的振动图像和相位图像, 我们发现不同组合对应的自旋波在相同坐标位置波振面的倾斜角度、传播路径的弯曲方向、相位奇点的分布位置在一定条件下会发生反转, 考虑到自旋波相位波前与自旋波携带的 OAM 之间的对应关系, 我们认为这说明自旋波对应的 OAM 方向发生了反转。整理四种组合下自旋波形态结构的变化规律, 可以总结为: 无核磁涡旋态旋性与磁畴壁两侧磁矩方向各自独立决定自旋波携带的 OAM 方向的反转, 即单独改变旋性或磁畴壁两侧磁矩方向二者之一, OAM 方向反转; 同时改变旋性和磁畴壁两侧磁矩方向, OAM 方向不变。

因此, 通过调节无核磁涡旋态磁畴壁的参数设置, 可以实现调控自旋波携带的 OAM 方向的目标。这一规律的发现对于将携带 OAM 的自旋波应用于信息媒介和磁子电路构建等领域具有积极意义, 拓展了携带 OAM 的自旋波的潜在应用前景。

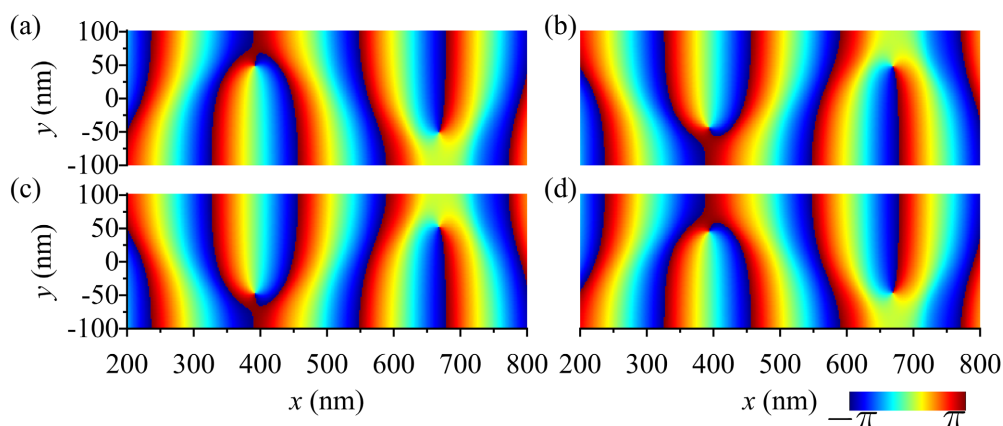


Figure 6. The set of four figures shows the phase images of the 9.2 GHz eigenmode spin waves after passing through the magnetic vortex domain wall under four parameter combinations, respectively: (a) chirality $c = -1$, with magnetic moments arranged in a tail-to-tail configuration; (b) $c = +1$, with tail-to-tail configuration; (c) $c = -1$, with head-to-head configuration; (d) $c = +1$, with head-to-head configuration

图 6. 四张组图分别对应磁涡旋态磁畴壁四种参数组合下 9.2 GHz 对应的本征模态自旋波在通过磁畴壁之后的相位图像, 分别为: (a) 旋性 $c = -1$, 磁矩尾对尾式排列; (b) 旋性 $c = +1$, 磁矩尾对尾式排列; (c) 旋性 $c = -1$, 磁矩头对头式排列; (d) 旋性 $c = +1$, 磁矩头对头式排列

5. 总结

本研究以数值模拟的研究方法, 通过将改变方向的摆动型激励磁场替换为单一方向的偏置磁场叠加振荡磁场, 简化了在二维磁性纳米条带中通过激励磁场产生携带 OAM 的自旋波的方法, 使其在现实实验环境下具有更高的可操作性; 提出一种通过在二维磁性纳米条带上设置无核磁涡旋态磁畴壁, 将平面波转化为携带 OAM 的自旋波的新方法; 通过改变无核磁涡旋态磁畴壁的旋性和两侧磁矩方向, 实现自旋波携带的 OAM 方向的翻转, 并总结出关于 OAM 方向反转的规律。这些研究提升了在二维空间中产生携带 OAM 的自旋波方案的可行性, 拓展了产生携带 OAM 的自旋波方案的可用选择, 使定量调控 OAM 方向成为可能。对于在实验环境下产生并调控携带 OAM 的自旋波提供了数据支持, 对于拓展和促进自旋波在信息通讯、磁子元器件、自旋电子器件中的应用具有积极作用。

参考文献

- [1] Padgett, M., Courtial, J. and Allen, L. (2004) Light's Orbital Angular Momentum. *Physics Today*, **57**, 35-40. <https://doi.org/10.1063/1.1768672>
- [2] Yao, A.M. and Padgett, M.J. (2011) Orbital Angular Momentum: Origins, Behavior and Applications. *Advances in Optics and Photonics*, **3**, 161-204. <https://doi.org/10.1364/aop.3.000161>
- [3] Mair, A., Vaziri, A., Weihs, G. and Zeilinger, A. (2001) Entanglement of the Orbital Angular Momentum States of Photons. *Nature*, **412**, 313-316. <https://doi.org/10.1038/35085529>
- [4] Jiang, X., Li, Y., Liang, B., *et al.* (2024) Acoustic Orbital Angular Momentum in Airborne Ultrasound. *Nature Communications*, **15**, Article No. 1234.
- [5] Verbeeck, J., Tian, H. and Schattschneider, P. (2010) Production and Application of Electron Vortex Beams. *Nature*, **467**, 301-304. <https://doi.org/10.1038/nature09366>
- [6] Jia, C., Ma, D., Schäffer, A.F. and Berakdar, J. (2019) Twisted Magnon Beams Carrying Orbital Angular Momentum. *Nature Communications*, **10**, Article No. 2077. <https://doi.org/10.1038/s41467-019-10008-3>
- [7] Jia, C., Ma, D., Schäffer, A.F. and Berakdar, J. (2019) Twisting and Tweezing the Spin Wave: On Vortices, Skyrmions, Helical Waves, and the Magnonic Spiral Phase Plate. *Journal of Optics*, **21**, Article 124001. <https://doi.org/10.1088/2040-8986/ab4f8e>
- [8] Jiang, Y., Yuan, H.Y., Li, Z.X., Wang, Z., Zhang, H.W., Cao, Y., *et al.* (2020) Twisted Magnon as a Magnetic Tweezer. *Physical Review Letters*, **124**, Article 217204.

- [9] Bliokh, K.Y. and Nori, F. (2015) Transverse and Longitudinal Angular Momenta of Light. *Physics Reports*, **592**, 1-38.
- [10] Li, Z.X., Wang, Z., Cao, Y. and Yan, P. (2022) Generation of Twisted Magnons via Spin-to-Orbital Angular Momentum Conversion. *Physical Review B*, **105**, Article 174433. <https://doi.org/10.1103/physrevb.105.174433>
- [11] 刘晨晨, 王瑞方. 薄铁磁性纳米条带中携带横向轨道角动量的自旋波[J]. 凝聚态物理学进展, 2023, 12(4): 73-81.
- [12] Bliokh, K.Y. (2021) Spatiotemporal Vortex Pulses: Angular Momenta and Spin-Orbit Interaction. *Physical Review Letters*, **126**, Article 243601. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.126.243601>
- [13] Ge, H., Liu, S., Xu, X.Y., Long, Z.W., Tian, Y., *et al.* (2023) Spatiotemporal Acoustic Vortex Beams with Transverse Orbital Angular Momentum. *Physical Review Letters*, **131**, Article 014001. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.131.014001>
- [14] Huang, P. and Wang, R. (2022) Excitation Modes of Twisted Spin-Waves in Thick Ferromagnetic Nanodisks. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **562**, Article 169762. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2022.169762>