Advances in Condensed Matter Physics 凝聚态物理学进展, 2024, 13(3), 35-43
Published Online August 2024 in Hans. https://www.hanspub.org/journal/cmp
https://doi.org/10.12677/cmp.2024.133005

铁磁性纳米带中携带横向、交变轨道角动量的自旋波模态

黄　剑，王瑞方

厦门大学物理科学与技术学院，福建　厦门

收稿日期：2025年3月14日；录用日期：2025年4月8日；发布日期：2025年4月16日

摘　要

在具有连续旋转对称性的铁磁性样品中，携带轨道角动量的自旋波其传播方向与角动量平行。在本文中，我们报告在不具有连续旋转对称性的铁磁纳米条带中，携带轨道角动量的自旋波模态。它的角动量方向不但与波的传播方向垂直，而且角动量的方向在每半个传播周期内发生一次翻转。我们的研究将微磁数值模拟与理论解析相结合，建立了携带横向轨道角动量自旋波模态的解析解，探讨了解析解的可行性。我们的工作为理解二维纳米条带中携带横向轨道角动量自旋波的拓扑特性提供了理论支持。

关键词

涡旋自旋波，横向轨道角动量，二维自旋波

Spin Wave Modes with Transverse and Alternating Orbital Angular Momentum in Ferromagnetic Nanobelts

Jian Huang, Ruifang Wang

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

Received: Mar. 14th, 2025; accepted: Apr. 8th, 2025; published: Apr. 16th, 2025

Abstract

In ferromagnetic samples with continuous rotational symmetry, the propagation direction of the spin wave with orbital angular momentum is parallel to the angular momentum. In this paper, we report the spin wave modes with orbital angular momentum in ferromagnetic nanoribbons without continuous rotational symmetry. Its angular momentum direction is not only perpendicular to the

文章引用: 黄剑, 王瑞方. 铁磁性纳米带中携带横向、交变轨道角动量的自旋波模态[J]. 凝聚态物理学进展, 2024, 13(3): 35-43. DOI: 10.12677/cmp.2024.133005

wave propagation direction, but also reverses once in every half of the propagation cycle. In our study, the micromagnetic numerical simulation and theoretical analysis are combined to establish the analytical solution of the spin wave mode with transverse orbital angular momentum, and the feasibility of the analytical solution is discussed. Our work provides theoretical support for understanding the topological properties of spin waves with transverse orbital angular momentum in two-dimensional nanoribbons.

Keywords

Twisted Spin Wave, Longitudinal Orbital Angular Momentum, Two-Dimensional Spin Wave

1. 引言

携带轨道角动量(Orbital Angular Momentum, OAM)的光波[1]-[3]、电子波[4]、声波[5]和中子波[6]在近年来得到了广泛研究。轨道角动量方向通常与波的传播方向一致，因此这种角动量被称为纵向轨道角动量。2019 年，C. L. Jia 等人[7]首次在亚铁磁性纳米圆柱体中预言了携带纵向轨道角动量的自旋波。到目前为止，携带轨道角动量的自旋波都是存在于具有连续旋转对称性的圆柱状样品中[8]。这样的自旋波具有螺旋状波阵面，因而也被称为涡旋自旋波。其波阵面的相位在角向的分布函数具有 $e^{il\varphi}$ 的形式，其中 φ 是相位角，l 是涡旋波的轨道角动量量子数(也称为拓扑荷数)。电子的自旋角动量量子数仅为 1/2，但是涡旋自旋波的轨道角动量量子数 l 可以为任意非零整数。研究人员广泛认为，涡旋波在量子通信、光学信息处理和磁性器件等领域具有重要应用潜力[9]。

近年来，研究者们在不同体系中研究了轨道角动量的产生及其动力学特性。在强聚焦、受限或结构化波场中，波的局域特性会导致角动量出现横向分量。时空涡旋光束不仅在空间上呈现出螺旋相位结构，还携带着与传播方向正交的轨道角动量，即横向轨道角动量。这种横向轨道角动量的出现突破了传统波动理论中“角动量仅沿传播方向存在”的观念，为波动操控开辟了新的自由度。2023 年，H. Ge 等人[10]通过构造 Bessel 型的时空声学涡旋光束，实现了声场中横向轨道角动量的生成与调控，为高保真声学 OAM 通信与操控提供了新思路。万辰皓等[11]通过光脉冲整形器产生了携带横向 OAM 的时空涡旋光场，并重建了相位分布图，为横向轨道角动量波的研究提供了实验验证。刘晨晨等[12]利用微磁模拟首次在准二维铁磁性纳米条带中观察到携带横向轨道角动量的自旋波。这种波在传播过程中，其轨道角动量方向在单个波长内会发生两次翻转，展现了新颖的自旋动力学性质。

然而，现有研究主要聚焦于轨道角动量自旋波的激发和传播特性，未具体讨论自旋波的拓扑性质以及波函数形式。在本文中，我们利用微磁学理论建构了携带横向轨道角动量自旋波模态的波函数，探讨了波函数的可行性。

2. 样品模型

我们的坡莫合金纳米条带样品长 2200 nm、宽 100 nm、厚 5 nm，其初始态磁矩如图 1 所示。我们的微磁模拟计算采用基于有限差分法的 OOMMF 软件[13]，其核心计算模型基于 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)方程来描述磁化动力学。在模拟过程中，我们主要考虑的物理相互作用项，包括交换相互作用、磁各向异性、退磁场以及外加磁场的影响。坡莫合金的磁性参数设置为：磁晶各项异性常数 $K = 0\ \mathrm{J/m^3}$，饱

和磁化强度 $M_s = 8.0\times10^5$ A/m，交换相互作用系数 $A = 1.3\times10^{-11}$ J/m，阻尼系数 $\alpha = 0.01$。样品被划分为 2 × 2 × 5 nm³ 的网格。为了消除自旋波在样品两端所产生的反射波，我们在纳米带的两端分别设置了 10 个宽度为 10 nm 的自旋波吸收区域。从样品两端开始，吸收区域的阻尼系数α依次设为 1.0、0.82、0.65、0.5、0.37、0.26、0.17、0.1、0.05 和 0.02。

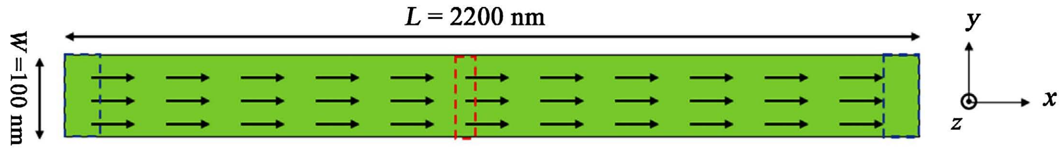

Figure 1. Schematic diagram of ferromagnetic nanoribbons with a length of 2200 nm, a width of 100 nm and a thickness of 5 nm. The black arrow indicates the initial state of uniform magnetization of the sample along the +x direction, the red box indicates the application area of the excitation magnetic field, and the left and right blue boxes indicate the spin wave absorption area with a width of 100 nm

图 1. 长 2200 nm、宽 100 nm，厚度为 5 nm 的铁磁性纳米条带示意图。黑色箭头表示样品沿+x 方向均匀磁化的初始态，红色框表示激励磁场的施加区域，最左端和最右端的蓝色框表示宽度为 100 纳米的自旋波吸收区域

3. 携带轨道角动量自旋波的激发

为了在样品中激发携带轨道角动量的自旋波模态，我们在 $x = 1052$ nm ~ 1200 nm 的区域施加一个周期的摆动磁场[12]。

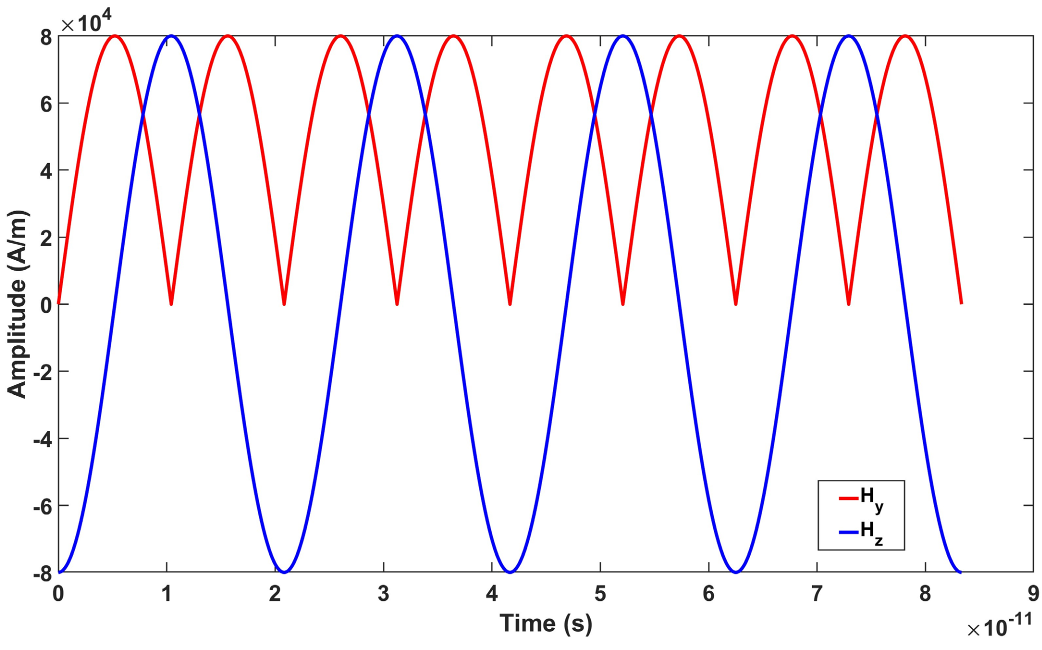

Figure 2. Time dependent changes of y and z components of the oscillating magnetic field (frequency $\omega/2\pi = 48$ GHz)

图 2. 摆动磁场(频率为 $\omega/2\pi = 48$ GHz)的 y 和 z 分量随时间的变化

其数学表达式为：

$$H(t) = \begin{cases} H_0 \sin\omega t\hat{j} - H_0 \cos\omega t\hat{k} & 0 \le t \le \dfrac{\pi}{\omega} \\ H_0 \sin(\omega t - \pi)\hat{j} + H_0 \cos(\omega t - \pi)\hat{k} & \dfrac{\pi}{\omega} \le t \le \dfrac{2\pi}{\omega} \end{cases}$$

其中振幅 $H_0 = 100\ \mathrm{mT}$，频率为 $\omega/2\pi = 48\ \mathrm{GHz}$。摆动场的 y 和 z 分量随时间的变化如图 2 所示。在施加一个周期的摆动场后，我们对 $1300\ \mathrm{nm} \le x \le 1900\ \mathrm{nm}$ 范围内磁矩 z 分量的平均值 $\langle m_z \rangle$ 做快速傅里叶变换，得到如图 3 所示的自旋波频谱图。

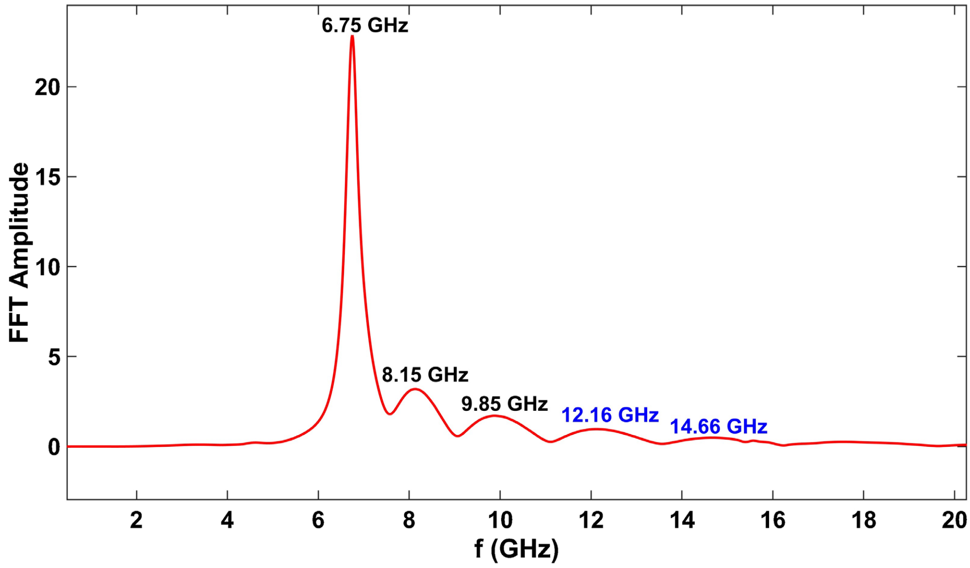

Figure 3. Spin wave spectrum obtained by applying a period of oscillating magnetic field to the sample and performing fast Fourier transform on $\langle m_z \rangle$

图 3. 对样品施加一个周期的摆动磁场后，对 $\langle m_z \rangle$ 作快速傅里叶变换后得到的自旋波频谱图

接下来，对选定的自旋波频率执行逆傅里叶变换(Inverse Fast Fourier Transform, IFFT)，我们可以提取该频率下的自旋波空间分布，分析其传播特性。图 4(a)和图 4(b)分别展示了频率为 14.46 GHz 的自旋波模态的振幅分布图以及相位分布图。

图 4(a)显示，14.46 GHz 的自旋波的极大、极小值点的连线形成曲线轨迹(白色曲线)，这表明该模

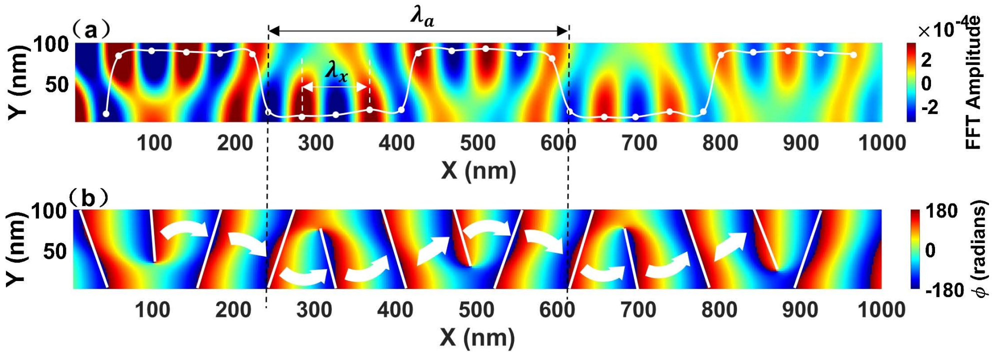

Figure 4. Amplitude distribution figure 4 (a) and phase distribution figure 4 (b) of spin wave mode with intrinsic frequency of 14.46 GHz

图 4. 本征频率为 14.46 GHz 的自旋波模态的振幅分布图 4(a)和相位分布图 4(b)

态的自旋波能量传播路径与平面波存在显著区别。图 4(b)表明，该自旋波模态的等相位面随传播距离 x 发生旋转(图 4(b)中用白色直线近似描述 180˚等相位线置，并用白色箭头表示等相位面的旋转方向)，且等相位面呈现弯曲形态。等相位面的旋转表明，该自旋波模态携带横向轨道角动量。等相位面的旋转在 λ_a

的距离内完成一次周期性旋转，因此我们将 λ_a 定义为大波长，在 λ_a 的距离内角动量方向发生了一次交替变换[12]。而 λ_x 为常见物理意义上的波长，在这里我们将其描述为小波长，λ_x 可由图 4(a)中相邻极大值的距离来测量。

4. 携带轨道角动量自旋波的波函数

尽管长条几何结构(如图 5)破坏了体系的全局旋转对称性，但在小范围内，如截取长条带在 xy 平面内中边长为 W (W 为长条带宽度)的正方形区域(如图 5 橘色区域)并引入极坐标 (ρ,ϕ) 近似描述，在 xy 平面围绕正方形中心内旋转操作下仍表现出近似对称性。所以我们首先在局部区域讨论解的形式。

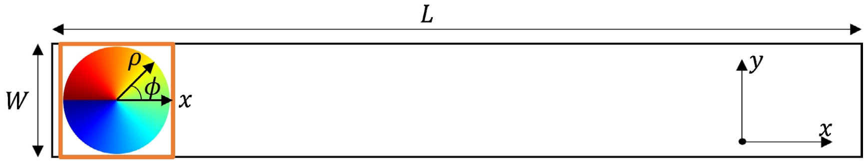

Figure 5. Schematic diagram of local approximate rotational symmetry of strip shaped nanobelts
图 5. 条形纳米带局部近似旋转对称性示意图

由于坡莫合金的磁阻尼系数很小且我们讨论的区域在波源外，LLG 方程可近似写为：

$$\partial\vec{M}/\partial t = -\gamma\vec{M}\times H_{eff}\left(\vec{M}\right) \tag{1}$$

其中 $H_{eff}\left(\vec{M}\right)$ 为有效磁场。系统的初始态为沿 x 方向的均匀磁化状态：$M_0 = M_s\hat{x}$。在外磁场激励之下，动态磁矩可以表示为：

$$\vec{M}\left(\vec{r},t\right) = M_s\hat{x} + m\left(\vec{r},t\right), |m| \ll M_s \tag{2}$$

我们忽略退磁场对有效磁场的贡献，因此有效磁场仅包含交换作用场(交换刚度系数记为 D)和均匀外场 $H_0\hat{x}$。即 $H_{eff}\left(\vec{M}\right) \approx H_0\hat{x} + D\nabla^2\vec{m}$，再结合方程(1)和(2)。LLG 方程可写为：

$$\partial\vec{M}/\partial t = -\gamma\left[\left(M_s\hat{x}\right)\times\left(H_0\hat{x} + D\nabla^2\vec{m}\right) + \vec{m}\times H_0\hat{x} + \vec{m}\times D\nabla^2\vec{m}\right] \tag{3}$$

其中 $\vec{m}\times D\nabla^2\vec{m}$ 为高阶非线性项，对这一项进行忽略。由于平衡磁化沿 x，最主要的动力学分量在 yz 平面上。令 $m_+\left(\vec{r},t\right) = m_y\left(t\right)\hat{y} + im_z\left(t\right)\hat{z}$ 代入方程(3)中。可将方程(3)改写为：

$$\partial m_+/\partial t = i\gamma\left[H_0 + D\nabla^2\right]m_+ \tag{4}$$

(其中 ∇^2 为拉普拉斯算符，对于薄膜/条带，通常当厚度很小、问题近似在 xy 平面上时，视为二维算符。)

我们假设自旋波激发态的解具有变量分离形式。在局部区域(如图 5)采取极坐标系和直角坐标系共同来描述这一解的形式，即磁化矢量的横向分量可表示为：$m_+\left(\rho,\phi,x,t\right) = R\left(\rho\right)\Phi\left(\phi\right)X\left(x\right)T\left(t\right)$ (其中 ρ,ϕ 分别表示极坐标系的径向、角向，x,t 分别表示直角坐标系中的横坐标及时间变量，且各变量之间相互独立)。将上述形式解代入方程(4)后(考虑齐次方程的解)，通过分离变量法进行推导，在极坐标系和平面坐标系中的 ∇^2 分别为：

$$\begin{cases} \nabla^2 = \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\dfrac{\partial}{\partial\rho}\right) + \dfrac{1}{\rho^2}\dfrac{\partial^2}{\partial\phi^2} & (\text{极坐标}) \\ \nabla^2 = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2} & (\text{二维平面坐标系}) \end{cases} \tag{5}$$

在假设各自变量都独立的情况下，联立方程(4)和方程(5)以及 $m_+(\rho,\phi,x,t)$。$m_+(\rho,\phi,x,t)=\psi(\rho,\phi)X(x)T(t)$，其中 $\psi(\rho,\phi)=R(\rho)\Phi(\phi)$ 满足方程：

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left[\rho\frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\Phi(\phi)\right]+\frac{1}{\rho^2}R(\rho)\frac{\mathrm{d}^2\Phi(\phi)}{\mathrm{d}\phi^2}+c^2R(\rho)\Phi(\phi)=0 \tag{6}$$

将 $R(\rho)$ 和 $\Phi(\phi)$ 分离，方程(6)除以 $R(\rho)\Phi(\phi)$，得到

$$\frac{1}{R(\rho)}\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left[\rho\frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right]+\frac{1}{\Phi(\phi)}\frac{1}{\rho^2}\frac{\mathrm{d}^2\Phi(\phi)}{\mathrm{d}\phi^2}+c^2=0 \tag{7}$$

注意到第一项径向部分只依赖于 ρ，第二项角向部分只依赖于 ϕ，$c^2=k_\rho^2+k_x^2$ (k_ρ 为径向波矢)。故得到方位角部分：$\Phi(\phi)$ 满足 $\partial^2\Phi/\partial\phi^2=-l^2\Phi$，解为 $\Phi(\phi)=\mathrm{e}^{il\phi}$ 这正好对应着系统携带绕 z 轴的轨道角动量，拓扑荷数为 ℓ；径向部分方程为贝塞尔方程，其解为贝塞尔函数 $R(k_\rho\rho)$；在二维平面坐标系中 $X(x)$ 满足 $\partial^2X/\partial x^2=-k_x^2x$ 平面波形式，其解可取 e^{-ik_xx}；时间部分的解为 $\mathrm{e}^{-i\omega t}$，ω 为自旋波频率。

得到局部解的表达式：$m_+(\rho,\phi,x,t)=R(\rho)\mathrm{e}^{il\phi}\mathrm{e}^{-ik_xx}\mathrm{e}^{-i\omega t}$。其中 $R(\rho)$ 为径向分布函数，其数学形式由贝塞尔函数描述，l 为拓扑荷数，k_x 为平面波的波矢，ω 为自旋波角频率。由于原方程是利用分离变量法可以将问题分解为四个独立的常微分方程。由此得到的解恰好是角向自旋波 $\mathrm{e}^{il\phi}$ (反映了绕轴旋转的模式)与 x 方向平面波 e^{-ik_xx} 的乘积，再乘上径向和时间部分。综合以上得到相位函数 $\varphi=i(l\phi-k_xx-\omega t)$。

基于此理论，我们通过微磁模拟获取 14.46 GHz 携带轨道角动量自旋波的静态总相位 φ 分布数据(如图 4(b))。为了得到角向部分的相位分布 $l\phi$，根据 14.46 GHz 自旋波模态图(如图 4 所示)测得的小波长 λ_x 的范围 64 nm~95 nm。通过数值计算，为了能够更好地从总相位中分离(即 $l\phi=\varphi+k_xx$)出由拓扑荷数 l 主导的角向相位分量 $l\phi$ (如图 6(a))，我们取 $\lambda_x=84\ \mathrm{nm}$，则 $2\pi/\lambda_x=k_x\approx7.43\times10^7\ \mathrm{m}^{-1}$。根据图 5 的假设，将图 6(a)中各奇点看作旋转中心，各中心处呈现明确的涡旋特征(如图 6(b)中箭头所示)。相邻的涡旋手性相反，说明了横向角动量方向在传播方向上发生周期性翻转的特点。当以各奇点为原点构建局部极坐标系时，在波传播过程中各极坐标原点并不在同一直线上。接下来将每个奇点看作极坐标的原点进行讨论各极坐标之间的旋转关系。

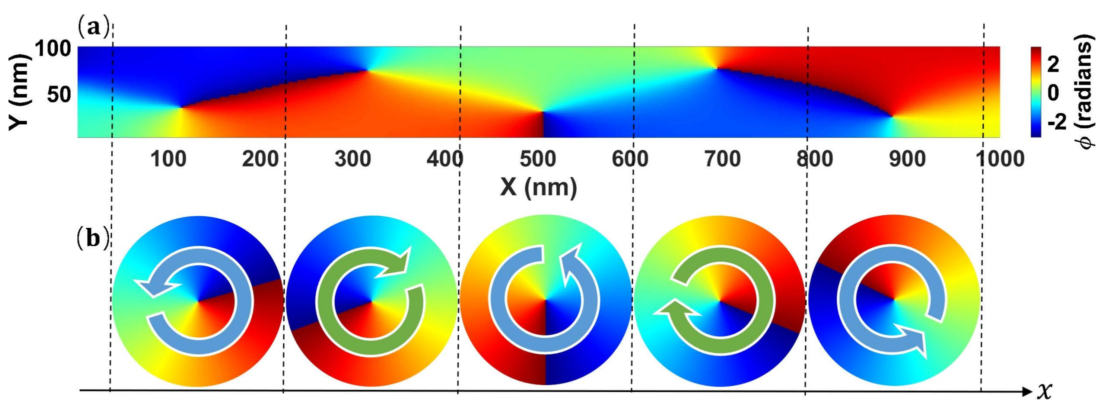

Figure 6. The angular phase component $l\phi$ of the spin wave with an eigenfrequency of 14.46 GHz after total phase separation is shown in (a); (b) shows the phase rotation diagram of each singular point along the X axis (the blue arrow is left-hand rotation, and the green arrow is right-hand rotation)

图 6. (a) 本征频率为 14.46 GHz 自旋波的角向相位分量 $l\phi$；(b) 表示沿 x 轴各奇点相位旋转示意图(蓝色箭头为左旋，

绿色箭头为右旋)

在常见的极坐标系(ρ,ϕ)中，$\phi=0$通常沿x轴方向。而从图 6(b)中发现各极坐标$\phi=0$ ($\phi=0$位于图 6(b)中绿色区域)与x轴存在一定的夹角，且相邻极坐标系相位的变化方向是不同的。为描述这一区别，我们将各极坐标$\phi=0$与x轴的夹角定义为φ_0。在每个奇点处建立局部极坐标系(如图 7)，沿x方向对每个极坐标系按顺序编号。在编号为奇数的极坐标中，将$\phi=0$等相位线绕奇点的旋转方向定义为顺时针方向，若为第偶数个则定义为逆时针方向。当$\varphi_0\neq 0$时，即$\phi=0$的方向是偏离x轴，说明极坐标整体旋转了一定的角度。我们将φ_0称为相位φ的初始偏移量。

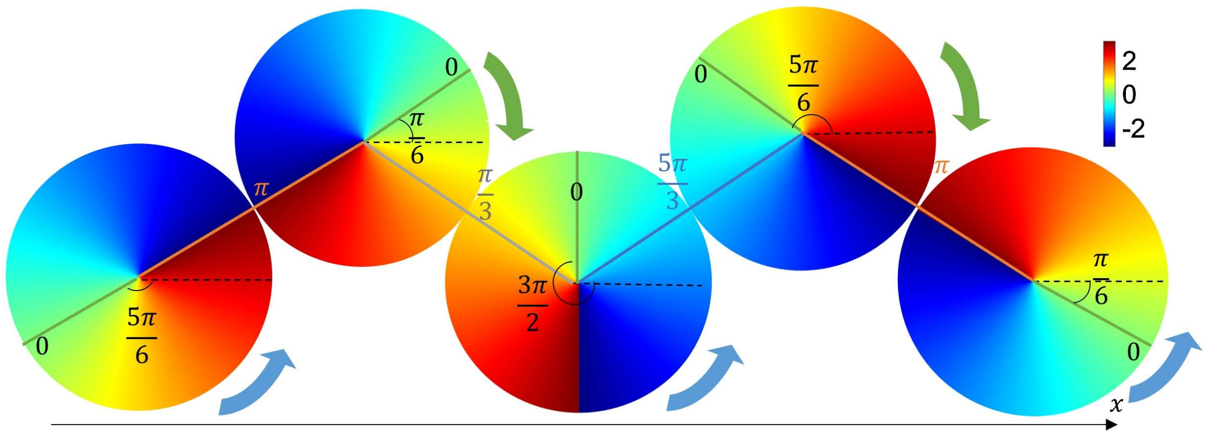

Figure 7. Rotation diagram of polar coordinates along the propagation direction (x direction) (blue and green arrows indicate that the phase increases counterclockwise and clockwise respectively)
图 7. 沿传播方向(x 方向)各极坐标旋转关系图(蓝色和绿色箭头分别表示相位逆时针增加、顺时针增加)

根据上述定义，我们假设第一个极坐标系的$\phi=0$等相位线顺时针旋转了$\theta_0=5\pi/6$。沿x方向观察，各极坐标系中$\phi=0$等相位线的旋转角依次为 5π/6、π/6、3π/2、5π/6、π/6。运用$\varphi=\varphi-2n\pi$ (n为整数)的性质，即$3\pi/2=-\pi/2$、$5\pi/6=-7\pi/6$，改写各极坐标系中$\phi=0$等相位线的旋转角依次为 5π/6、π/6、−π/2、−7π/6、−11π/6，表明相邻极坐标系之间$\phi=0$等相位线的旋转角增量为$\Delta\varphi=-2\pi/3$。因此，第n个极坐标系中 0°等相位线的旋转角可写为：$\varphi_0(n)=(9-4n)\pi/6$，其中n为正整数，表示沿x方向的第几个极坐标系。推广到$\theta_0\in(\pi/2,\pi)$，则$\varphi_0(n)=(3-2n)\theta_0+(n-1)\pi$。$\theta_0$为第一条$\phi=0$等相位线旋转角度。

由于φ_0会对相位φ产生一定的偏移量，进一步将φ_0作为初始相位修正项引入理论相位函数中，可构造相位函数$\varphi=i(l\phi-k_x x-\omega t+\varphi_0)$，$l$为拓扑荷数(决定涡旋手性)，$k_x$为沿轴向传播的平面波波矢，$\varphi_0$相位初始偏移量。最后可得到波函数的形式：$m_+(\rho,\phi,x,t)=R(\rho)\mathrm{e}^{il(\phi+\varphi_0)}\mathrm{e}^{-ik_x x}\mathrm{e}^{-i\omega t}$，其中$R(\rho)$为贝塞尔函数，$l$为拓扑荷数，$k_x$为平面波的波矢，$\omega$为自旋波角频率。

接下来我们假设自旋波在传播过程中，各原点均匀分布，并根据图 4 测得的小波长和大波长设定相应参数，$\lambda_x=84\ \mathrm{nm}$，$2\pi/\lambda_x=k_x\approx 7.43\times10^7$，$\lambda_a=386\ \mathrm{nm}$，$l=\pm1$，$\varphi=i(l\phi-k_x x+\varphi_0)$，$\varphi_0(n)=(9-4n)\pi/6$。通过理论计算出 14.46 GHz 自旋波的静态相位分布图(图 8(b))和振幅分布图(图 8(d))，与图 8(a)和图 8(c)微磁模拟的静态相位分布图和振幅分布图进行对比。对比理论图 8(b)与数值模拟图 8(a)结果，随着拓扑荷数l的引入，等相位面沿传播距离x方向发生明显偏转，同时单个等相位面呈现出弯曲的趋势，与理论预期基本一致。

为评估理论模型的精度，我们采用均方根误差(Root Mean Square Error, RMSE)，其计算公式为：

$$\text{RMSE}=\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\varphi_i-\hat{\varphi}_i\right)^2}$$

其中 φ_i 为真实值，$\hat{\varphi}_i$ 为预测值，$n=1000$ 为网格数。由于 φ_i 和 $\hat{\varphi}_i$ 的范围都为 $(-\pi,\pi)$，直接计算误差在局部区域会有偏差，因此我们采取的计算方式是相位误差 $=\min\left(\left|\varphi_i-\hat{\varphi}_i\right|,2\pi-\left|\varphi_i-\hat{\varphi}_i\right|\right)$，相位误差如图 9。相位误差主要集中在奇点附近，这一现象主要源于一方面是边界尺寸的限制，系统中的自旋波模式受到约束。

另一方面，在实际纳米带中，由于介质吸收、散射以及边界退磁场能不均匀等因素的存在，角动量会随着传播距离的增加而发生衰减，但理论模型假设奇点处的相位分布具有完全的上下对称性，从而导致奇点处局部相位的偏差。

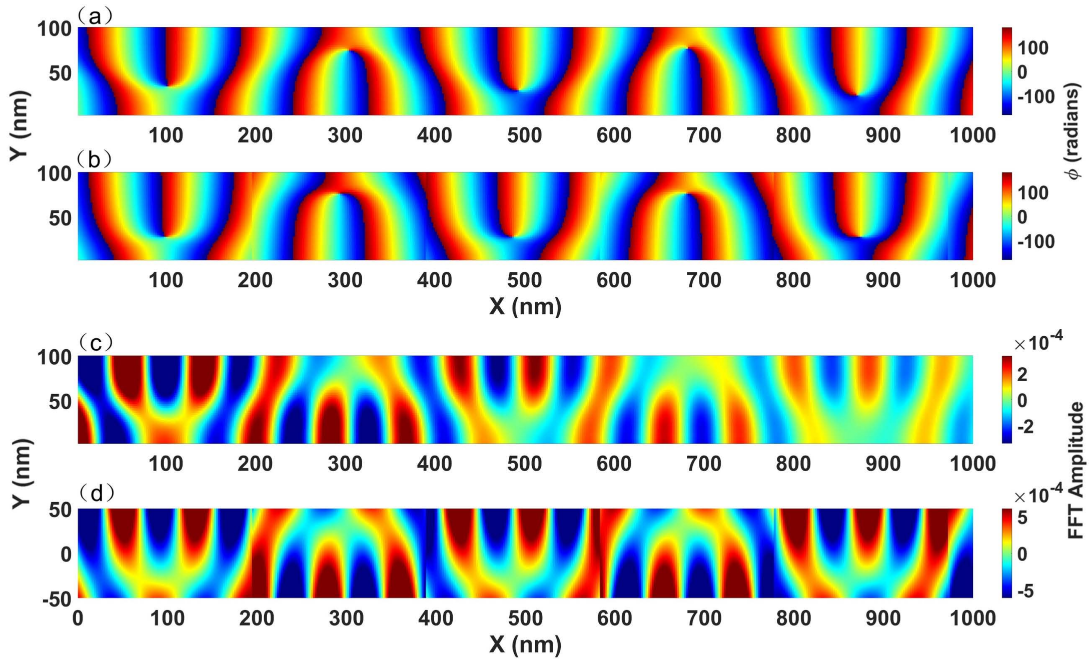

Figure 8. Phase distribution (a) and amplitude distribution (c) of static micromagnetic simulation of 14.46 GHz spin wave, phase distribution (b) and amplitude distribution (d) of theoretical calculation
图 8. 14.46 GHz 自旋波的静态微磁模拟相位分布(a)和振幅分布(c)，理论计算相位分布(b)和振幅分布(d)

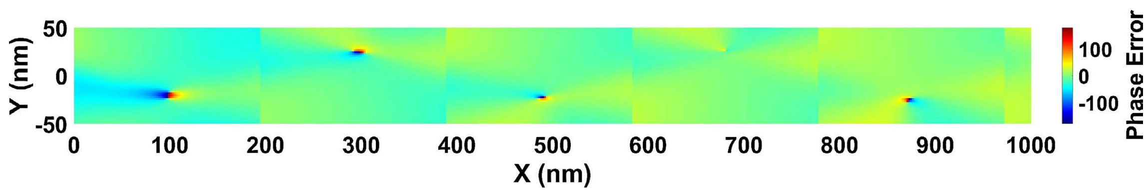

Figure 9. 14.46 GHz spin wave simulation phase and theoretical calculation phase error
图 9. 14.46 GHz 自旋波模拟相位与理论计算相位误差

通过周期性误差修正计算，相位预测的均方根误差(RMSE)为 0.297 rad (约 17.0°)，表明模型能够较好地表示出相位分布。

5. 总结

本研究通过微磁模拟与解析理论相结合的方法，探讨了二维纳米条带中携带横向轨道角动量自旋波

的波函数及其拓扑性质。实验中，利用摆动场激发横向模式，通过 FFT 提取动态磁矩频域特性，并重构出不同频率下的空间模态；而理论上则从 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程出发，采用变量分离法推导出解析解，探讨了解析解的可行性。尽管模拟与理论结果总体吻合，但在比较过程中观察到相位均方根误差约为 0.297 rad，且误差主要集中于奇点附近。这一偏差可能源自于实际过程中角动量在传播距离增大时的衰减效应、边缘及缺陷引起的局部扰动等因素，从而导致奇点处相位分布不呈完全上下对称。基于以上研究，我们得出主要结论：二维纳米条带中携带横向轨道角动量的自旋波能够通过摆动场实现稳定激发，其空间模态和拓扑性质与激发条件密切相关；解析理论与微磁模拟结果的一致性证明了所采用方法的可行性，同时奇点处的相位偏差为进一步优化实验设计和理论模型提供了有益指示。这些结果为深入理解二维自旋波的复杂拓扑特性及其在自旋电子器件中的应用奠定了坚实的基础。

参考文献

[1] Allen, L., Beijersbergen, M.W., Spreeuw, R.J.C., *et al*. (1992) Orbital Angular Momentum of Light and the Transformation of La-Guerre-Gaussian Laser Modes. *Physical Review Letters*, **65**, 826-829.

[2] Gibson, G., Courtial, J., Padgett, M.J., Vasnetsov, M., Pas'ko, V., Barnett, S.M., *et al*. (2004) Free-Space Information Transfer Using Light Beams Carrying Orbital Angular Momentum. *Optics Express*, **12**, 5448-5456. https://doi.org/10.1364/opex.12.005448

[3] 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

[4] 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

[5] Jiang, X., Li, Y., Liang, B., *et al*. (2024) Acoustic Orbital Angular Momentum in Airborne Ultrasound. *Nature Communications*, **15**, Article No. 1234.

[6] Clark, C.W., Barankov, R. and Huber, M.G. (2020) Generation of Neutron Orbital Angular Momentum States via Spiral Phase Plates. *Physical Review Letters*, **124**, Article ID: 050503.

[7] Jiang, Y., Yuan, H.Y., Li, Z., Wang, Z., Zhang, H.W., Cao, Y., *et al*. (2020) Twisted Magnon as a Magnetic Tweezer. *Physical Review Letters*, **124**, Article ID: 217204. https://doi.org/10.1103/physrevlett.124.217204

[8] 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 ID: 124001. https://doi.org/10.1088/2040-8986/ab4f8e

[9] 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

[10] Ge, H., Liu, S., Xu, X., Long, Z., Tian, Y., Liu, X., *et al*. (2023) Spatiotemporal Acoustic Vortex Beams with Transverse Orbital Angular Momentum. *Physical Review Letters*, **131**, Article ID: 014001. https://doi.org/10.1103/physrevlett.131.014001

[11] 万辰皓，詹其文. 光子飓风——具有光子横向轨道角动量的时空涡旋[J]. 物理, 2020, 49(4): 254-256.

[12] 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.

[13] Donahue, M.J. (1999) OOMMF User's Guide, Version 1.0. National Institute of Standards and Technology.