

José Carlos Bellizotti Souza

**Comportamento Dinâmico de Skyrmions em
Filmes Quirais Infinitos na Presença de
Potenciais de Aprisionamento Periódicos a
Temperatura Nula**

Brasil

2023

José Carlos Bellizotti Souza

**Comportamento Dinâmico de Skyrmions em Filmes
Quirais Infinitos na Presença de Potenciais de
Aprisionamento Periódicos a Temperatura Nula**

Trabalho de Conclusão de Curso
Universidade Estadual Paulista
Física de Materiais

UNESP
Faculdade de Ciências
Departamento de Física

Orientador: Prof. Dr. Pablo Antonio Venegas Urenda

Brasil
2023

S729c

Souza, José Carlos Bellizotti

Comportamento Dinâmico de Skyrmions em Filmes Quirais
Infinitos na Presença de Potenciais de Aprisionamento Periódicos a
Temperatura Nula / José Carlos Bellizotti Souza. -- Bauru, 2023
35 p. : il.

Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado - Física) -
Universidade Estadual Paulista (Unesp), Faculdade de Ciências,
Bauru

Orientador: Pablo Antonio Venegas Urenda

1. Física. 2. Spintrônica. 3. Magnetismo. 4. Skyrmions. I. Título.

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca da Faculdade de
Ciências, Bauru. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.



ATA DE DEFESA PÚBLICA DO TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

Aos 17 dias do mês de fevereiro de 2023, às 14h00, em sessão pública em formato presencial/virtual via Google Meet, na presença da Banca Examinadora presidida pelo(a) Pablo Antonio Venegas Urenda e composta pelos examinadores José Humberto Dias da Silva e Maicon Carlone da Silva, o(a) aluno(a) José Carlos Bellizotti Souza apresentou o trabalho de conclusão de curso intitulado: **“Comportamento Dinâmicos de Skyrmsions em Filmes Quirais Infinitos na Presença de Potenciais de Aprisionamento Periódicos a Temperatura Nula”**, como requisito curricular indispensável para a integralização do curso de Física – Bacharelado em Física de Materiais. Após reunião em sessão reservada, a Banca Examinadora deliberou e decidiu pela aprovação do referido trabalho, divulgando o resultado formalmente ao aluno e demais presentes e eu, na qualidade de Presidente da Banca, lavrei a presente ata que será assinada por mim, pelos demais examinadores e pelo aluno.

Documento assinado digitalmente



PABLO ANTONIO VENEGAS URENDA
Data: 19/02/2023 19:13:07-0300
Verifique em <https://verificador.iti.br>

Orientador

Documento assinado digitalmente



JOSE HUMBERTO DIAS DA SILVA
Data: 21/02/2023 10:47:46-0300
Verifique em <https://verificador.iti.br>

Membro 1

Documento assinado digitalmente



MAICON CARLONE DA SILVA
Data: 22/02/2023 09:26:03-0300
Verifique em <https://verificador.iti.br>

Membro 2

Documento assinado digitalmente



JOSE CARLOS BELLIZOTTI SOUZA
Data: 22/02/2023 13:55:23-0300
Verifique em <https://verificador.iti.br>

Aluno (a)

Resumo

Propostos inicialmente pelo físico inglês Tony Skyrme, skyrmions são quase-partículas que correspondem à uma distribuição de spins apontando em todas as direções sob uma esfera, e estão presentes em materiais ferromagnéticos, cristais líquidos, condensados de Bose-Einstein e outros. A sua formação deve-se primordialmente a duas interações concorrentes: a interação de troca ferromagnética e a interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Skyrmions possuem propriedades físicas diferentes, porém apresentam algumas características em comum com vórtices em supercondutores, ambos minimizam suas interações repulsivas formando uma rede regular triangular, estabilizam em posição de equilíbrio na presença de centros de aprisionamento e entram em movimento quando submetidos a uma corrente de transporte, de modo a apresentarem correntes críticas e efeitos de comensurabilidade. É notável a capacidade dos skyrmions de entrarem em movimento para baixos valores de corrente de spins polarizados, isto faz com que possam ser manipulados com um baixo custo energético, tornando-os excelentes candidatos para aplicações em spintrônica.

Uma boa compreensão da dinâmica de skyrmions e o controle do seu movimento são essenciais para futuras aplicações tecnológicas em spintrônica. No presente trabalho, usando técnicas de Dinâmica-Molecular, simulamos o comportamento dinâmico de skyrmions em materiais ferromagnéticos bidimensionais, sob a influência de potenciais assimétricos com geometria do tipo funil e temperatura nula, submetidos à corrente externa.

Os resultados presentes neste trabalho mostram que é possível controlar o movimento dos skyrmions de modo acurado utilizando o potencial com geometria de funil. O controle foi feito utilizando correntes alternadas, chamadas de AC (*alternating current*), tanto na direção x , quanto na direção y . Foi encontrado que quando aplicamos AC paralelamente ao eixo dos funis (x), o sistema apresenta o efeito *ratchet* paralelamente, em que por conta da assimetria da rede o skyrmion tem um movimento líquido na direção do *easy*. Quando aplicamos AC perpendicularmente ao eixo dos funis (y) o skyrmion se move na direção de $-x$, ou seja, *hard*, com velocidade reduzida quando comparada com a outra direção. Isto ocorre como consequência do efeito *Magnus-induced transverse ratchet*. Os resultados obtidos aqui podem ser úteis para criação de dispositivos spintrônicos análogos aos utilizados em eletrônica, como dispositivos diodo.

Abstract

Initially proposed by the british physicist Tony Skyrme, skyrmions are quasi-particles corresponding to a spin distribution pointing in all directions wrapping a sphere. This distribution is present on ferromagnetic materials, liquid crystals, Bose-Einstein condensates, and others. The ferromagnetic skyrmion formation is due to two major interactions: the ferromagnetic exchange interaction and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Skyrmions have different physical properties, but exhibit some similar behavior with superconducting vortices: both minimize their repulsive interactions forming a triangular lattice, both exhibit similar behavior when interacting with pinning centers and both can be set in motion by applying currents. The current threshold which skyrmions are set in motion are reduced when compared to other spin textures, making it have a smaller energetic cost to manipulate, being excellent candidates for spintronic applications.

The understanding of skyrmions dynamical behavior and the control of the skyrmions motion are essential for future technological applications on spintronics. On the present work, using Molecular Dynamics techniques, we simulate the dynamical behavior of skyrmions on bi-dimensional ferromagnetic materials, under the influence of asymmetric potentials with funnel geometry, zero temperature and external drives.

The results on this work show that is possible to control the skyrmion motion accurately using the funnel geometry potential. The control was made using alternating currents, called AC, both in x and y directions. We found that when AC is applied along the funnel axes (x), the ratchet effect is observed, where by funnel asymmetry the skyrmion has a net motion on the easy direction. When we applied AC along the y direction, the skyrmion has a net motion along $-x$ (hard) with reduced velocity when compared to the other case. This effect is called Magnus-induced transverse ratchet. The results here obtained may be useful for spintronic devices.

Sumário

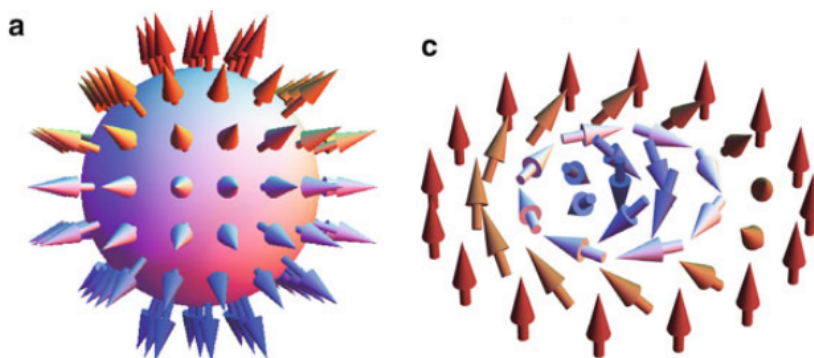
Sumário	6	
1	INTRODUÇÃO	7
2	OBJETIVOS	11
3	MATERIAIS E MÉTODOS	12
3.1	Modelo e Simulação	12
3.2	Método de Análise	13
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	14
4.1	AC na direção x	14
4.2	AC na direção y	17
4.3	Correntes Biarmônicas	21
4.4	Movimento Guiado	25
5	CONCLUSÕES	28
	REFERÊNCIAS	30

1 Introdução

Os skyrmions são objetos topológicos protegidos que aparecem em materiais magnéticos, e por suas características tem atraído muita atenção da comunidade científica em áreas como nanotecnologia e armazenamento de dados. Devido ao seu tamanho reduzido, tem o potencial de aumentar a densidade de dados armazenados, podendo substituir os mecanismos de armazenamento convencionais. Além disso, também podem ser utilizados para construção de dispositivos spintrônicos. No entanto, para utilizar os skyrmions magnéticos desta forma, deve-se ter controle de seu movimento (1, 2, 3).

Originalmente os skyrmions foram propostos para explicar a estabilidade de hádrons como defeitos topológicos quantizados (4, 5). Porém, nos dias de hoje os skyrmions mostraram-se relevantes no estudo de estruturas de spins em sistemas de matéria condensada. Não são partículas reais, e sim quase-partículas, cuja formação deve-se principalmente a competição de duas interações: a interação de troca ferromagnética e a interação de Dzyaloshinskii-Moriya (também chamada de interação de troca assimétrica) (6, 7, 8). O caráter topológico de um skyrmion pode ser compreendido por uma projeção estereográfica. Um skyrmion bidimensional, presente na Figura 1(c), pode ser construído reorganizando os spins de um ouriço tridimensional (também chamado de *Bloch Point*). Os spins presentes no polo norte correspondem aos spins na fronteira e os spins presentes no polo sul correspondem aos spins no centro. O resultado é um objeto topologicamente não trivial em duas dimensões (9).

Figura 1 – Projeção da esfera de spins no plano. Os spins do polo sul da esfera ficam no centro do skyrmion, enquanto que os spins do polo norte ficam nas extremidades.



Fonte: Adaptado de Seki e Mochizuki(10)

Estas estruturas podem ser encontradas em materiais ferromagnéticos com efeito Hall quântico (11, 12), condensados de Bose-Einstein (13), monocamadas ferromagnéticas (14), materiais antiferromagnéticos dopados (15) e cristais líquidos (16). Mais recentemente, os skyrmions magnéticos foram previstos teoricamente em materiais ferromagnéticos quirais (17, 18, 19) e posteriormente observados experimentalmente (20, 21, 22, 23).

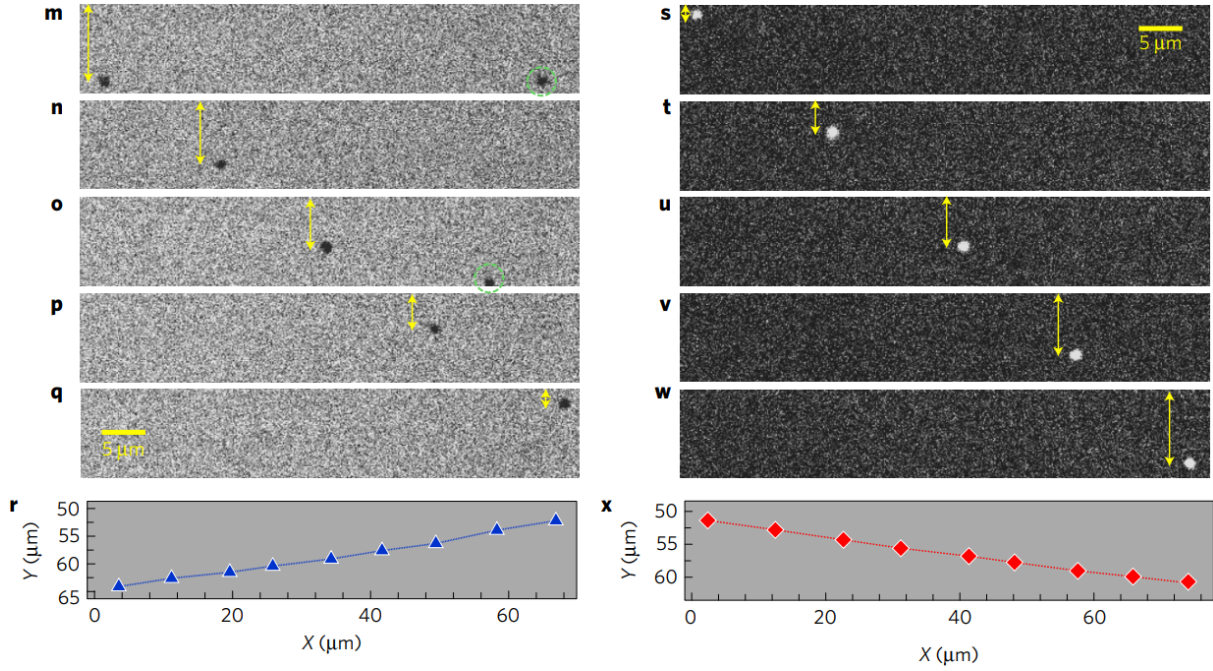
O comportamento de skyrmions e vórtices em supercondutores mostra muita similaridade (24). Os skyrmions interagem com centros de aprisionamento de maneira similar aos vórtices (25). Já foi demonstrado que skyrmions também podem entrar em movimento, mediante a uma corrente de spins polarizada aplicada (10). Além disso, assim como ocorre com vórtices, é necessário que os valores de corrente aplicada exceda um certo valor crítico para que os skyrmions magnéticos entrem em movimento (26, 27, 28).

Em forma análoga a vórtices em supercondutores, os skyrmions magnéticos podem ser tratados, em forma aproximada, como partículas que possuem uma interação repulsiva mútua, minimizando sua energia em uma rede triangular (21). Contudo, existem algumas diferenças entre os sistemas de vórtices e skyrmions. A mais notória delas é o fato da força de Magnus ter se mostrado desprezível no movimento dos vórtices e crucial para a descrição correta do movimento de skyrmions (24).

Simulações indicam que as posições de skyrmions em filmes podem ser manipuladas com a aplicação de uma corrente de spins polarizados (29) ou ondas de spins (30). A corrente necessária para mover o skyrmion de sua posição de equilíbrio é de 4 a 5 ordens de grandeza menor do que a corrente necessária para mover as paredes de domínio magnético, que são a outra alternativa aos skyrmions para aplicações em dispositivos (26, 27, 31, 28). Ou seja, skyrmions podem ser movidos com um custo energético menor. Além disso, skyrmions já foram observados em temperatura ambiente (32), tornando possível a sua utilização em dispositivos sob condições usuais. No entanto, skyrmions em materiais ferromagnéticos sofrem efeito da força de Magnus, a qual induz o efeito Hall em skyrmions, e faz com que o skyrmion se mova segundo um ângulo de Hall intrínseco $\theta_{\text{int}}^{\text{sk}}$ (33, 34, 35) em relação a força de corrente externa aplicada, conforme mostrado na Figura 2. Isso se torna um problema em dispositivos do tipo *racetracks*, pois os skyrmions irão para as bordas e serão aniquilados (36, 37). Desta forma, uma abordagem teórica para entender a dinâmica de skyrmions é fundamental para aplicações tecnológicas.

O fluxo de partículas interagindo com potenciais assimétricos pode ser controlado por meio do efeito catraca (*ratchet*), o qual é um movimento líquido de transporte que emerge de uma combinação de quebra de simetria e correntes oscilantes. O efeito *ratchet* também pode ser entendido em termos do efeito diodo, onde a assimetria produz diferentes correntes críticas em diferentes direções, gerando assim direções preferenciais, ou *easy*, de movimento (38). Podendo assim ser utilizado para criação de dispositivos diodo. Este efeito já foi investigado em diversos sistemas, tais como *protein motors* (39, 40, 41), motores moleculares (42, 43, 44), coloides (45, 46), vórtices supercondutores (47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64), elétrons (65), matéria ativa (66, 67, 68, 69), e mais recentemente skyrmions (70, 71, 72, 73, 74, 75, 76). Inversões do movimento da direção *easy* para direção *hard* podem ocorrer como função do campo magnético aplicado ou outras variáveis (49, 54, 55, 56, 77, 78, 79, 80) devido à interações coletivas entre partículas. Uma das propostas iniciais de potenciais assimétricos

Figura 2 – Observação experimental do ângulo de Hall intrínseco, assim como o efeito Hall em skyrmions, utilizando microscopia MOKE. Os parâmetros utilizados foram (m-q) $j_e = 2.8 \times 10^6 \text{ Acm}^{-2}$ na direção x e campo magnético $H_\perp = +5.4 \text{ Oe}$ (s-w) $j_e = 2.8 \times 10^6 \text{ Acm}^{-2}$ e campo magnético $H_\perp = -5.4 \text{ Oe}$, em um sistema de Ta/CoFeB/TaO_x.



Fonte: Adaptado de Jiang et al.(34)

bidimensionais que podem induzir o efeito *ratchet* foi a geometria do tipo funil (57, 53). Wambaugh *et al.* usaram uma combinação de funis periódicos e correntes alternadas para produzir movimento líquido em vórtices supercondutores. O avanço em técnicas de fabricação de amostras tornou possível a produção deste tipo de efeito *ratchet* em vórtices experimentalmente (58, 81, 82). A maior parte dos trabalhos sobre efeito *ratchet* utilizando potenciais assimétricos são envolvendo partículas sobre-amortecidas tais como colóides e vórtices supercondutores. No entanto, recentemente, existe grande interesse na dinâmica de skyrmions e propostas para guiar seu movimento, e o efeito *ratchet* é um método ideal para alcançar tal controle.

Uma das propostas iniciais do efeito *ratchet* em skyrmions (70) utilizou o mesmo tipo de substrato quase-unidimensional que se tinha conhecimento da observação do efeito *ratchet* em vórtices supercondutores. Para uma corrente alternada aplicada paralelamente à direção de assimetria da amostra, o skyrmion exibiu um movimento líquido quantizado, enquanto o efeito *Magnus-induced transverse ratchet* emergiu quando a corrente alternada foi aplicada perpendicularmente à direção da assimetria. Trabalhos posteriores demonstraram a criação do vetor *ratchet*, com a direção do movimento podendo ser rotacionada de forma controlada, em relação à assimetria da amostra. Recentemente, o efeito *ratchet* em skyrmions por uma combinação de assimetria espacial e correntes alternadas foi utilizado para guiar o movimento do skyrmion em dispositivos de armazenamento do tipo *racetracks* (76).

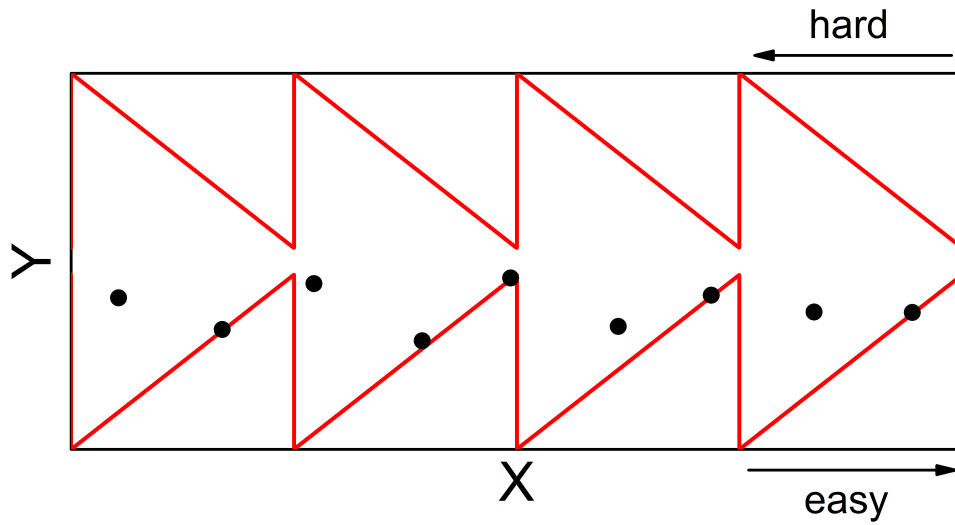
Utilizando simulações numéricas, nós investigamos o comportamento de um único

skyrmion em uma geometria do tipo funil com AC aplicada em temperatura nula. Nós encontramos que quando AC é aplicada paralelamente ao eixo dos funis, o efeito *ratchet* ocorre, em que o skyrmion se move com velocidades apresentando comportamento de degrau com a amplitude de AC, na direção *easy*. Por outro lado, quando AC é aplicada perpendicularmente ao eixo dos funis, ocorre o efeito *Magnus-induced transverse ratchet*, em que o skyrmion tem movimento na direção *hard* com velocidade média constante. A possibilidade de controlar a direção do movimento do skyrmion variando a direção da AC aplicada pode ser útil para aplicações de spintrônica tal como transferência de informação. Para explorar essa possibilidade, nós simulamos a situação em que o skyrmion se move na direção *easy* por um período de tempo, e então troca a direção de seu movimento para direção *hard* quando a AC aplicada é rotacionada em 90° .

2 Objetivos

Esse trabalho tem como objetivo a análise da dinâmica de um único skyrmion submetido ao potencial assimétrico com geometria do tipo funil, representado na Figura 3. A análise aborda as diferentes fases dinâmicas, trajetórias, velocidades e correntes críticas. Os cálculos são feitos para diversos valores de força de Magnus e amortecimento.

Figura 3 – Potencial com geometria de funil. Todas as unidades são normalizadas por ξ .



Fonte: Retirado de Souza et al.(83).

3 Materiais e Métodos

3.1 Modelo e Simulação

Iremos apresentar a seguir o modelo e a forma de resolução das equações de movimento para um sistema de skyrmions.

Consideremos um filme magnético bidimensional localizado no plano- xy , na presença de um campo magnético aplicado na direção perpendicular ao plano do filme. Usando a aproximação de Lin (84, 85), podemos tratar os skyrmions como partículas interagentes e usando técnicas de Dinâmica Molecular resolver as equações de movimento. Na aproximação proposta por Lin, duas suposições são feitas: (i) deve-se assumir baixa densidade de skyrmions, o suficiente para não haver superposição entre os mesmos (ii) a estrutura dos skyrmions em movimento é a mesma do caso estático. Estas suposições nos permitem desconsiderar a estrutura interna dos skyrmions (86) e trata-los como partículas.

O movimento dos skyrmions pode ser simulado usando a aproximação de Thiele (87) através de:

$$\alpha_d \mathbf{v}_i + \alpha_m \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{v}_i = \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij}^{\text{SS}} + \mathbf{F}^W + \mathbf{F}^D \quad (3.1)$$

O primeiro termo à esquerda, α_d corresponde a constante de amortecimento e $\mathbf{v}_i$ é a velocidade do i -ésimo skyrmion. O segundo termo α_m é a intensidade da força de Magnus, que atua perpendicularmente ao movimento.

O primeiro termo a direita corresponde a força de interação entre skyrmions. Essa força tem como origem o potencial entre skyrmions, dado por

$$U^{\text{SS}}(r_{ij}) = U_0^{\text{SS}} K_0 \left(\frac{r_{ij}}{\xi} \right) \quad (3.2)$$

e portanto a força é

$$\mathbf{F}^{\text{SS}}(\mathbf{r}_{ij}) = -\nabla U^{\text{SS}}(r_{ij}) = \frac{U_0^{\text{SS}}}{\xi} K_1 \left(\frac{r_{ij}}{\xi} \right) \hat{\mathbf{r}}_{ij} \quad (3.3)$$

em que K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas de primeira e segunda ordem respectivamente, U_0^{SS} é a intensidade do potencial entre skyrmions, ξ é o tamanho do núcleo dos skyrmions, e $\mathbf{r}_{ij}$ é o vetor distância entre os skyrmions i e j . Neste projeto, como estamos tratando da dinâmica de um único skyrmion, este termo é desconsiderado.

O segundo termo a direita é a força devida às paredes do funil, originada do potencial

$$U^W(r) = U_0^W \exp \left(-\frac{r^2}{a_0^2} \right) \quad (3.4)$$

com a força dada por

$$\mathbf{F}^W = -\nabla U^W(r_{ij}) = F_0 r \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2}\right) \hat{\mathbf{r}} \quad (3.5)$$

com $F_0 = 2U_0^W/a_0^2$. Aqui U_0^W é a intensidade do potencial da parede, $\mathbf{r}$ é o vetor de menor distância entre a parede e o skyrmion e a_0 é a espessura da parede.

O ultimo termo é a força da corrente de spin polarizada. Este trabalho utiliza somente AC, de forma que a força é dada por

$$\mathbf{F}^D = A \sin(2\pi\omega t) \hat{\mathbf{x}} + B \cos(2\pi\omega t) \hat{\mathbf{y}} \quad (3.6)$$

Nós medimos a velocidade média, em cada componente, do skyrmion utilizando

$$\langle V_x \rangle = \frac{\langle \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{x}} \rangle}{\omega S} \quad \langle V_y \rangle = \frac{\langle \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{y}} \rangle}{\omega S} \quad (3.7)$$

e em que S é o comprimento de um único funil.

O valor de A ou B tem um incremento de $\delta A(B) = 0.005$, e para cada valor de A ou B é feita a simulação com 5×10^6 passos de integração com $\delta t = 10^{-3}$. Além disso, fixamos $U_0^W = 1.0$, $\omega = 2 \times 10^{-5}$, o comprimento da amostra de $L = 20.0$, a altura da amostra $H = 8.0$ e a espessura da parede $a_0 = 0.02$. São selecionados valores de α_m e α_d tais que $\alpha_m^2 + \alpha_d^2 = 1.0$, de forma que o módulo da velocidade não seja afetado por estes parâmetros.

Nossas simulações utilizam unidades adimensionais, uma vez que as equação são normalizadas, no entanto estas podem ser convertidas para valores experimentais introduzindo os valores apropriados das constantes envolvidas de um dado material. Podemos utilizar o MnSi como base, com parâmetro de rede $a \approx 0.5\text{nm}$ (28), e skyrmions com núcleo de tamanho $\xi \approx 30\text{nm}$. Para nanofios de MnSi(88), a corrente critica de inicio de movimento para skyrmions é da ordem de 10^8A/m^2 , tornando o efeito *ratchet* observável para amplitudes AC entre 0.5×10^8 e $8 \times 10^8\text{A/m}^2$. Ainda em MnSi, as velocidades de skyrmions variam entre 10^{-4}m/s (26) até 0.1m/s (88). As unidades de força são $F_0 \approx 10^{-5}\text{N}$ (89). O mesmo pode ser feito para diferentes materiais.

3.2 Método de Análise

Os resultados obtidos ao longo deste trabalho são analisados com os mesmos métodos usados na literatura e pelo nosso grupo, para a área de dinâmica de skyrmions, isto é, calcularemos as trajetórias, velocidades e determinaremos as diferentes fases dinâmicas (90, 75, 91, 74, 92, 93, 94, 83, 89, 95, 96).

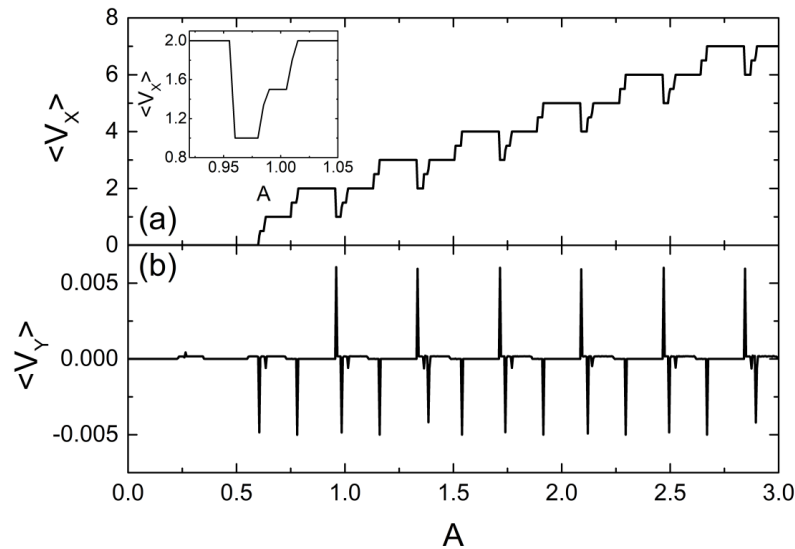
4 Resultados e Discussão

Partiremos agora para os resultados obtidos neste projeto. Para maior clareza dos efeitos de correntes alternadas, chamadas de AC (*alternating current*), as velocidades estão normalizadas em quantidade de funis/ciclo de AC.

4.1 AC na direção x

Primeiramente é considerado o caso de AC aplicada paralelamente ao eixo central dos funis, em que $A \neq 0$ e $B = 0$.

Figura 4 – (a) $\langle V_x \rangle$ (b) $\langle V_y \rangle$ vs amplitude de AC A para uma amostra com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$, $N_F = 4$ e $O = 1.0$. Neste sistema a corrente é aplicada ao longo do eixo x . O inset presente na figura (a) mostra um zoom na região $0.92 < A < 1.05$.



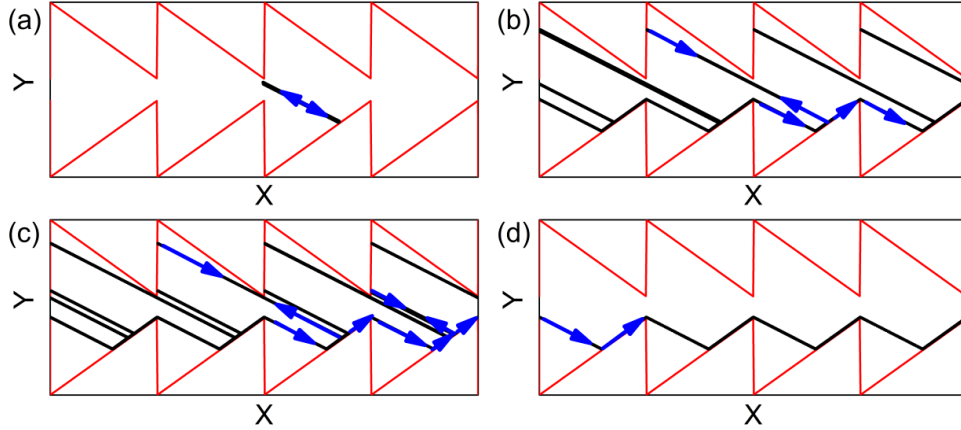
Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Na Figura 4 é mostrado $\langle V_x \rangle$ e $\langle V_y \rangle$ como função da amplitude de corrente A para um sistema com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$. A velocidade média na direção x , $\langle V_x \rangle$, mostrada na Figura 4(a), tem um comportamento de degrau sobreposto com um crescimento monotônico. A combinação de AC e a quebra simetria espacial do conjunto de funis criam o efeito *ratchet*, em que existe um deslocamento líquido na direção $+x$.

Embora $\langle V_y \rangle$, mostrado na Figura 4(b), seja próximo de zero, aparece um pico de movimento transversal nas extremidades de cada degrau em $\langle V_x \rangle$.

Na Figura 5 são ilustradas as trajetórias do skyrmion para o sistema presente na Figura 4. Quando $A = 0.25$ a Figura 5(a) mostra que a amplitude de AC não é grande o suficiente para gerar o movimento e portanto o skyrmion forma uma órbita localizada dentro de um dos funis. Para $A = 0.97$ na Figura 5(b), é encontrado o movimento *ratchet* em $+x$,

Figura 5 – Paredes dos funis (linhas vermelhas) e a trajetória do skyrmion (linhas pretas) para um único skyrmion interagindo com o conjunto de funis com $N_F = 4$, $O = 1.0$, $S = 5$, $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ com AC aplicada ao longo do eixo x e $B = 0$. As setas azuis indicam a direção do movimento do skyrmion. (a) $A = 0.25$, o skyrmion forma uma órbita fechada dentro de um único funil. (b) $A = 0.97$, aparece uma órbita translacional com um movimento líquido em $+x$. Em média o skyrmion se desloca por uma distância de $1.0S$ por ciclo de AC. (c) $A = 1.76$ o skyrmion se desloca em média $3.5S$ por ciclo. (d) $A = 2.4$ o skyrmion se desloca em média $6.0S$ por ciclo.



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

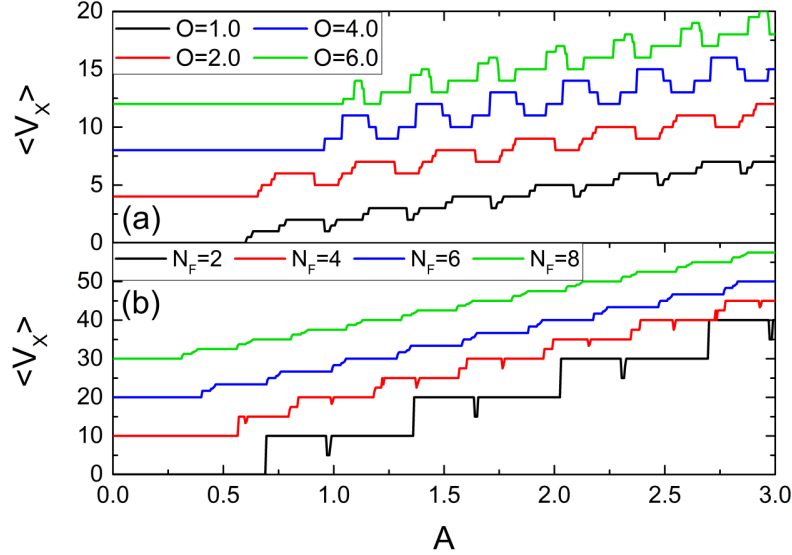
em que o skyrmion se desloca uma distância média de $1.0S$ por ciclo de AC. A trajetória indica que o skyrmion se move para frente ($+x$) uma distância de $2.0S$ no intervalo em que a AC é positiva, e quando a AC se torna negativa, o skyrmion se move $1.0S$ para trás ($-x$). Na Figura 5(c), quando $A = 1.76$, o skyrmion se desloca em média $3.5S$ por ciclo, enquanto que quando $A = 2.4$, na Figura 5(d), o skyrmion se move mais rapidamente, com uma distância média de $6.0S$ por ciclo, sempre na direção $+x$.

Como o efeito *ratchet* necessita da presença de assimetrias no potencial, é esperado que mudar o formato do funil, ou a densidade de funis, irá alterar o comportamento do skyrmion. Na Figura 6(a) estão presentes os resultados obtidos ao variar a abertura O do funil enquanto a quantidade de funis é mantida constante $N_F = 4$. Na Figura 6(b) a abertura do funil é mantida constante $O = 0.28$ enquanto a quantidade de funis N_F varia.

A Figura 6(a) mostra que quando a abertura do funil O é reduzida, o início do efeito *ratchet* é deslocado para valores menores de A . Este comportamento é devido à redução na probabilidade de que o skyrmion conseguirá passar pela abertura durante a parte negativa do ciclo de AC conforme a abertura se torna menor. Também foi observado que o formato de $\langle V_x \rangle$ é modificado conforme O varia. Na Figura 6(b), onde O é fixo em $O = 0.28$, o efeito *ratchet* é fortalecido conforme o número de funis N_F aumenta. O comprimento de cada funil S diminui conforme N_F aumenta, uma vez que a largura da amostra é mantida constante. Como consequência, a distância que o skyrmion tem que percorrer para se mover de um funil ao outro diminui com o aumento de N_F , e a amplitude de corrente A no qual o efeito *ratchet* começa a aparecer, se desloca para valores menores.

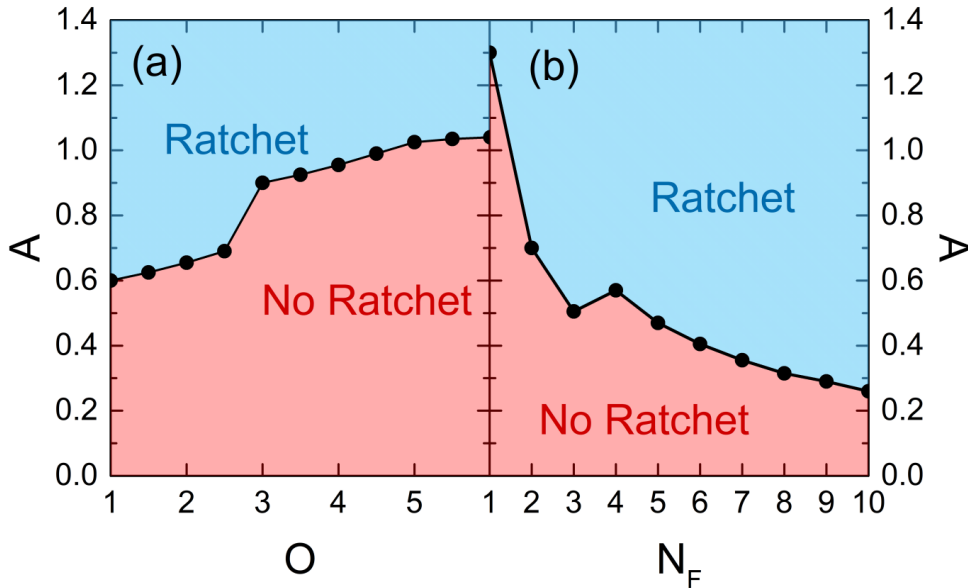
Para resumir a influência que o formato do funil tem no efeito *ratchet*, foram montados diagramas de fases dinâmicas como função da amplitude A vs O na Figura 7(a) e vs N_F

Figura 6 – Gráficos de $\langle V_x \rangle$ vs A em amostras com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$. (a) Abertura do funil O variável com número de funis fixo $N_F = 4$. (b) Número de funis N_F variável (com os parâmetros L e H da amostra fixos) para abertura fixa $O = 0.28$. Para maior clareza, as curvas foram deslocadas verticalmente. Para facilitar a comparação, todas as velocidades são normalizadas usando $S = 5$, embora S varie com N_F .



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Figura 7 – Diagrama de fases dinâmicas como função da amplitude de AC A vs (a) O para $N_F = 4$ (b) N_F para $O = 0.28$ em sistemas com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$. As regiões vermelhas mostram a ausência do efeito *ratchet*, e regiões azuis mostram a ocorrência do efeito *ratchet* na direção $+x$.

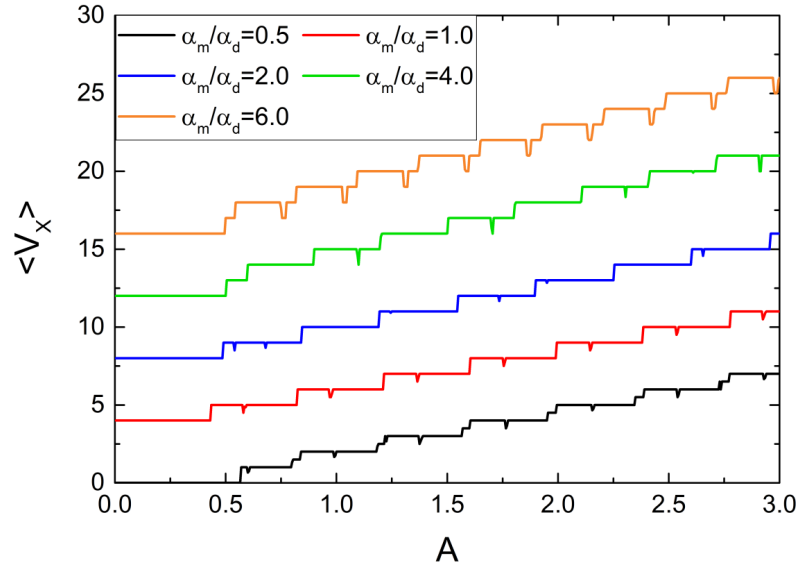


Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

na Figura 7(b). A Figura 7(a) mostra que o valor de amplitude A para o início do efeito *ratchet* diminui conforme a abertura do funil O é reduzida, enquanto na Figura 7(b), esse valor de amplitude de corrente diminui conforme o número de funis aumenta.

Na Figura 8 está $\langle V_x \rangle$ vs A para diferentes valores de α_m/α_d , dentro do intervalo $0.5 \leq \alpha_m/\alpha_d \leq 6.0$ para um sistema com $O = 0.28$ e $N_F = 4$. Conforme o termo de

Figura 8 – $\langle V_x \rangle$ vs A para diferentes valores de α_m/α_d em amostras com $O = 0.28$ e $N_F = 4$. As curvas foram deslocadas verticalmente para maior clareza.



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Magnus aumenta, os degraus nas curvas de velocidade do skyrmion se tornam menores, com pouca mudança na amplitude de corrente necessária para iniciar o efeito *ratchet*. Em trabalhos anteriores de efeito *ratchet* em skyrmions em substratos quase-1D assimétricos (70), quando a AC era aplicada paralela ao potencial assimétrico, aumentar o termo de Magnus diminuía o intervalo de amplitude de AC em que o efeito *ratchet* aparecia. Para a geometria funil trabalhada aqui, o termo de Magnus tem um impacto menor na magnitude do efeito *ratchet* para AC aplicada paralelamente a direção de assimetria do funil.

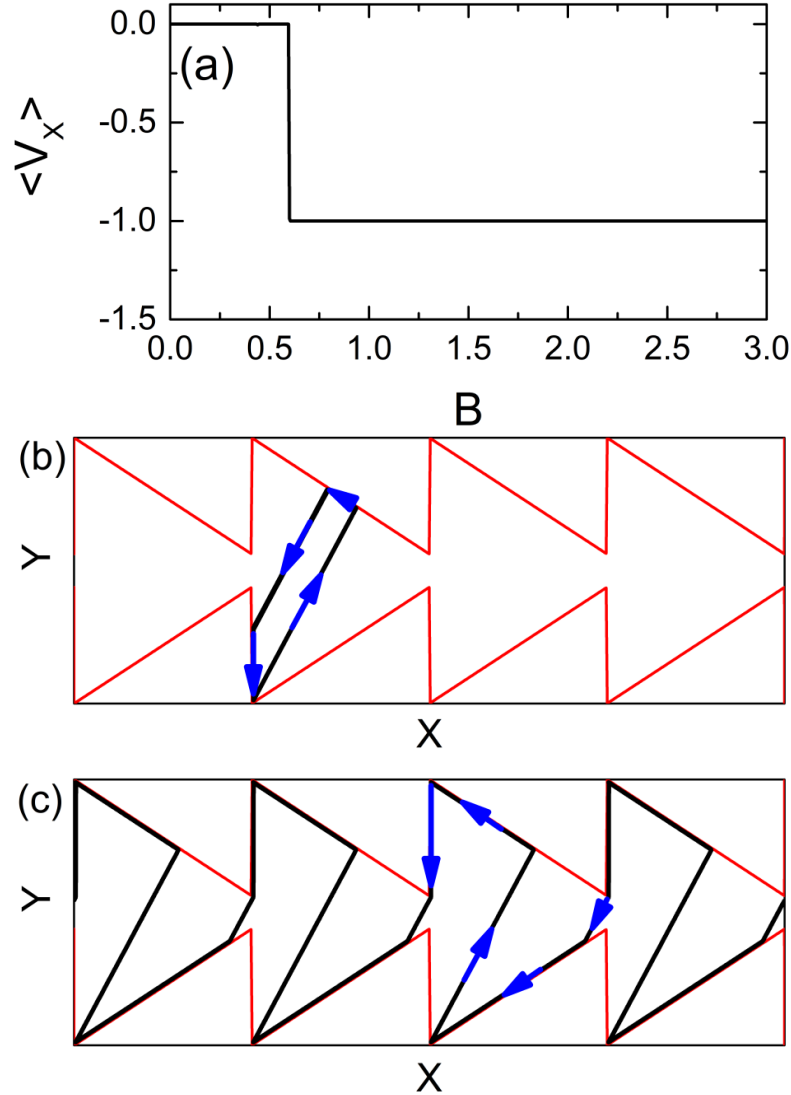
4.2 AC na direção y

Agora nós consideramos AC aplicada perpendicularmente ao eixo do funil, com $B \neq 0$ e $A = 0$. Na Figura 9 nós mostramos resultados do sistema com $N_F = 4$, $O = 1.0$ e $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$.

Para $B > 0.595$, o efeito *Magnus-induced transverse ratchet* (*ratchet* transversal induzido por Magnus) ocorre, em que o skyrmion se move em $-x$ como indicado na Figura 9(a). Note que o movimento permanece com uma velocidade média estável de $\langle V_x \rangle = -1.0S$ para grandes intervalos de amplitude de AC. A estabilidade deste movimento é de interesse para aplicações tecnológicas uma vez que a velocidade de translação permanece a mesma para diversos valores de amplitude de AC. Na Figura 9(b) nós mostramos o movimento de órbita local do skyrmion com $B = 0.5$, onde o skyrmion é aprisionado dentro um funil. Na Figura 9(c) nós mostramos uma trajetória de skyrmion com efeito *ratchet*, onde as paredes do funil guiam o movimento na direção $-x$.

Na Figura 10 nós mostramos o efeito de variar O e N_F no movimento líquido. Para

Figura 9 – Sistema com $N_F = 4$, $O = 1.0$, $S = 5$, $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e AC aplicada ao longo do eixo y com $A = 0$. (a) $\langle V_x \rangle$ vs amplitude de AC B . Para $B > 0.595$ o movimento *ratchet* na direção $-x$ aparece. (b, c) Paredes do funil (linhas vermelhas) e a trajetória do skyrmion (linhas pretas) para o mesmo sistema. (b) Com $B = 0.5$ o skyrmion forma uma órbita localizada estacionária dentro de um único funil. (c) Movimento por efeito *ratchet* na direção $-x$ com $B = 1.0$, onde a velocidade média é $-1.0S$ por ciclo de AC.



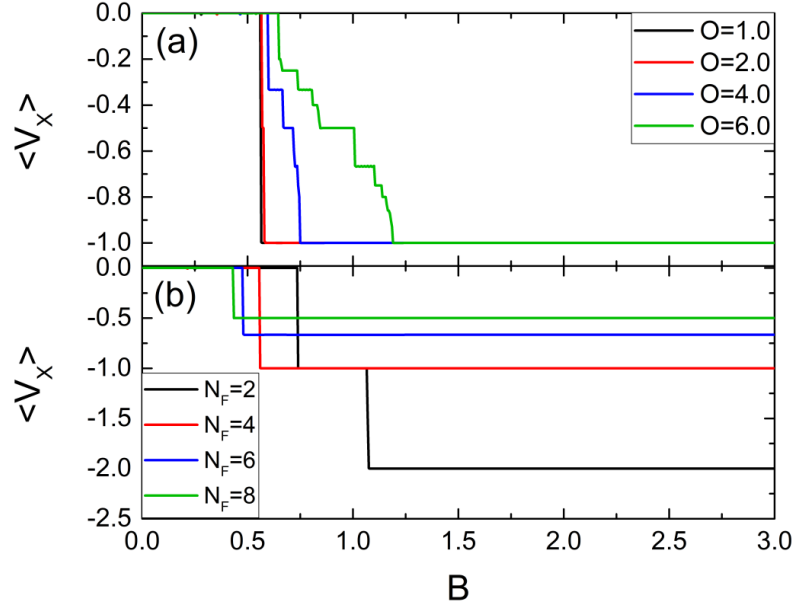
Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

amostras em que o número de funis é fixo em $N_F = 4$ e O é variável no intervalo $1.0 \leq O \leq 6.0$, o gráfico de $\langle V_x \rangle$ vs B na Figura 10(a) indica que existe apenas um pequeno deslocamento do limiar do movimento, para valores maiores de B , conforme o funil se torna mais aberto. Para baixos O existe apenas uma transição de fase brusca, em que o sistema sai da fase aprisionada e começa seu movimento, mas para altos O múltiplas fases dinâmicas aparecem e produzem diversos degraus na curva de $\langle V_x \rangle$ vs B . Uma variedade de diferentes órbitas de movimento aparecem quando os funis estão mais abertos, como mostrado na Figura 11(a) com $B = 1.0$. Para todos os valores de O , existe uma amplitude de AC crítica a qual para valores de B maiores que a amplitude crítica o movimento satura

em um estado com $\langle V_x \rangle = -1.0S$, como mostrado na Figura 11(b) com $B = 1.5$.

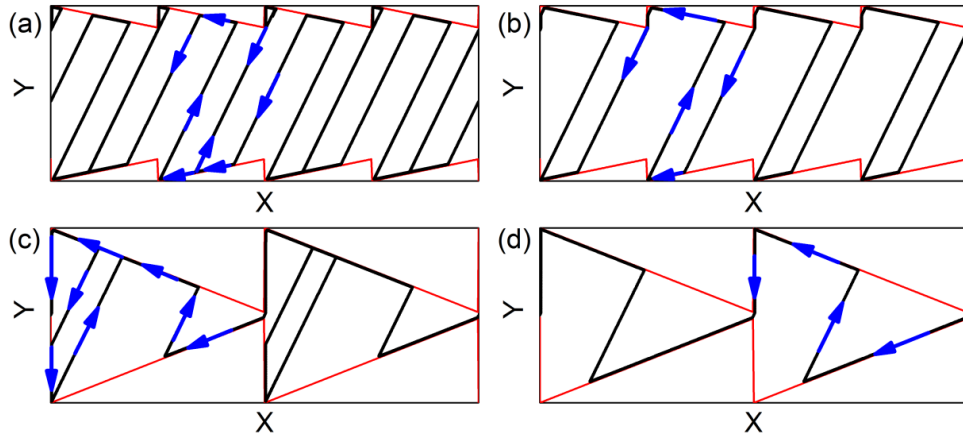
Quando aumentamos o número de funis com O fixo em $O = 0.28$, como na Figura 10(b), o valor da amplitude de AC do limiar do movimento é reduzido, pois o skyrmion não precisa se mover tanto para escapar de um funil para o funil adjacente.

Figura 10 – $\langle V_x \rangle$ vs B para amostras com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e AC aplicada em y , onde $A = 0$. (a) Abertura do funil variável O e $N_F = 4$ fixo. (b) N_F variável e $O = 0.28$ fixo (com os parâmetros L e H da amostra fixos). Para facilitar a comparação, todas velocidades foram normalizadas usando $S = 5$, embora S varie com N_F .



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

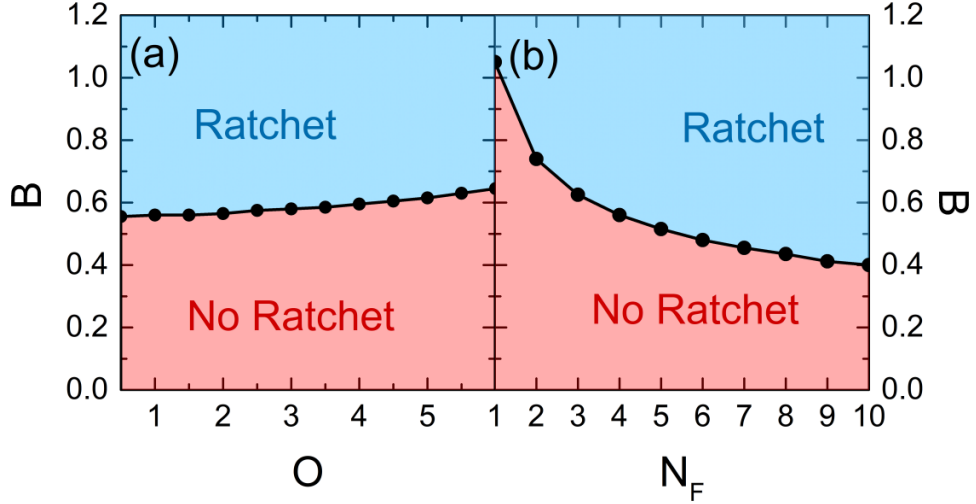
Figura 11 – Paredes dos funis (linhas vermelhas) e trajetórias do skyrmion (linhas pretas) para um sistema com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e AC aplicada no eixo y em que $A = 0$, onde o movimento líquido aparece em $-x$. Nos painéis (a) e (b), $N_F = 4$ e $O = 6.0$, e nos painéis (c) e (d) $N_F = 2$ e $O = 0.28$. (a) Uma fase intermediária complexa com $B = 1.0$. (b) Uma órbita estável translacional saturada com $B = 1.5$. (c) Com $B = 1.0$ a velocidade líquida do skyrmion é reduzida. (d) Para $B = 1.5$, o skyrmion se move mais rapidamente com $\langle V_x \rangle = -2.0S$.



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Para este valor de O , existe apenas uma transição de fase, exceto quando $N_F = 2$. O grande espaço vazio dentro de cada funil para o caso de $N_F = 2$ permite a formação de dois diferentes tipos de movimento de translação, como mostrado nas Figuras 11(c, d) com $B = 1.0$ e $B = 1.5$ respectivamente.

Figura 12 – Diagrama de fases dinâmicas como função da amplitude de AC B vs (a) O para $N_F = 4$ e (b) N_F para $O = 0.28$ para um sistema com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ com AC aplicada em y , em que $A = 0$. Regiões em vermelho não exibem efeito *ratchet*, enquanto regiões em azul exibem efeito *ratchet* em $-x$.

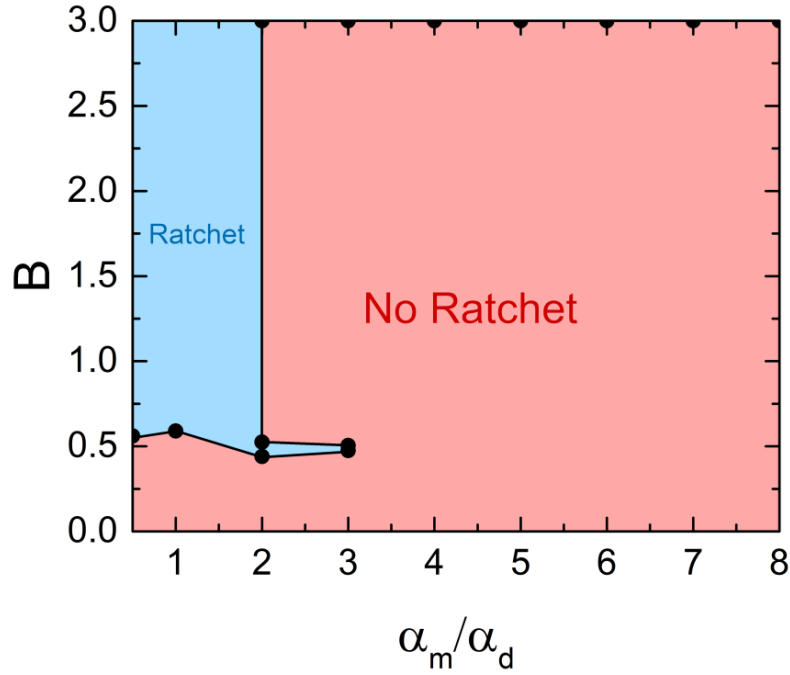


Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Nós resumimos os resultados encontrados do comportamento dinâmico do skyrmion com AC na direção y na Figura 12 com gráfico de diagrama de fases dinâmicas como função de B vs O para $N_F = 4$ na Figura 12(a) e como função de B vs N_F para $O = 0.28$ na Figura 12(b). A largura da abertura do funil tem pouco efeito no início do movimento *ratchet*, como mostrado na Figura 12(a). Conforme o número de funis aumenta, a Figura 12(b) mostra que o início do movimento ratchet ocorre para valores menores de B .

Na Figura 13 está um gráfico de diagrama de fases dinâmicas como função de B vs α_m/α_d para amostras com $O = 0.28$ e $N_F = 4$ para mostrar como a intensidade da força de Magnus afeta o movimento transversal por *ratchet*. Quando $\alpha_m/\alpha_d \geq 3.0$, o movimento *ratchet* desaparece. A redução do *Magnus-induced transverse ratchet* com função do aumento da força de Magnus foi observado anteriormente em sistemas com substratos quasi-1D (70). Para nossa geometria de funil, embora tenha sido mostrado que α_m/α_d tem pouco impacto no efeito *ratchet* quando temos AC aplicada paralelamente ao eixo dos funis, a Figura 13 mostra que para AC aplicada em y , mudar o termo de Magnus pode afetar fortemente o comportamento. Para $\alpha_m/\alpha_d = 2.0$ e 3.0 , nós observamos uma fase aprisionada reentrante com uma pequena janela de movimento *ratchet* próxima de $B = 0.5$.

Figura 13 – Diagrama de fases como função de B vs α_m/α_d para amostras com $O = 0.28$ e $N_F = 4$ sob aplicação de AC na direção y com $A = 0$. Regiões vermelhas não exibem o efeito *ratchet*, enquanto regiões azuis indicam a existência do efeito *ratchet* na direção $-x$.



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

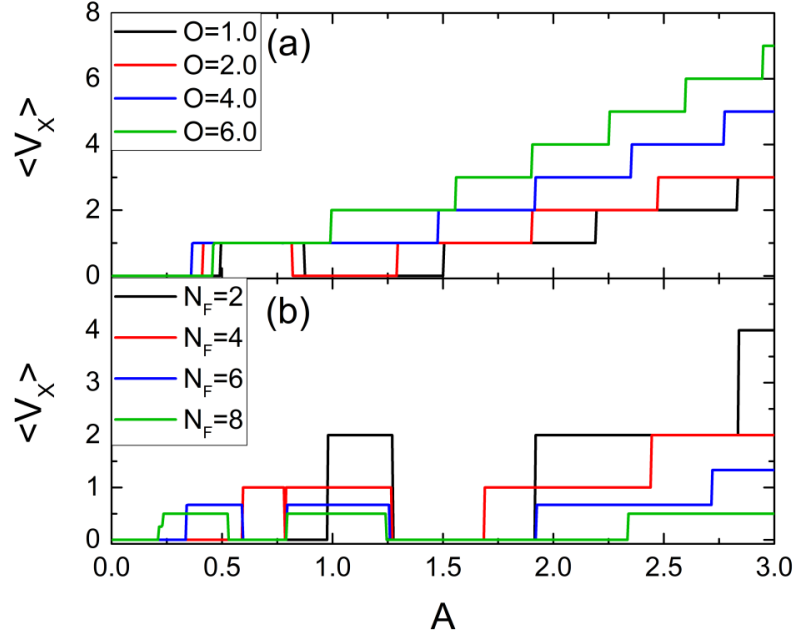
4.3 Correntes Biarmônicas

Agora nós consideramos correntes biarmônicas onde $A \neq 0$ e $B \neq 0$ e o skyrmion tem forças de correntes em x e y .

Na Figura 14 está o gráfico de $\langle V_x \rangle$ vs A para amostras com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e $B = A$. Para o número de funis fixo $N_F = 4$ e O variável, como na Figura 14(a), uma fase aprisionada reentrante é observada para $O \leq 2.0$, na qual o movimento líquido desaparece. Para altos valores de O , esta fase aprisionada reentrante é destruída, pois órbitas aprisionadas não conseguem mais serem formadas dentro de funis individuais. Na Figura 14(b), onde fixamos $O = 0.28$ e variamos N_F , estamos em um regime com a presença de fases aprisionadas reentrantes, e o intervalo de amplitudes AC em que a fase aprisionada reentrante aparece varia com N_F . Para altos N_F , tal como $N_F = 6$ e $N_F = 8$, uma segunda fase aprisionada reentrante emerge. Nestes casos, o tamanho reduzido dos funis individuais, devido ao aumento de N_F , torna possível a formação de órbitas aprisionadas adicionais.

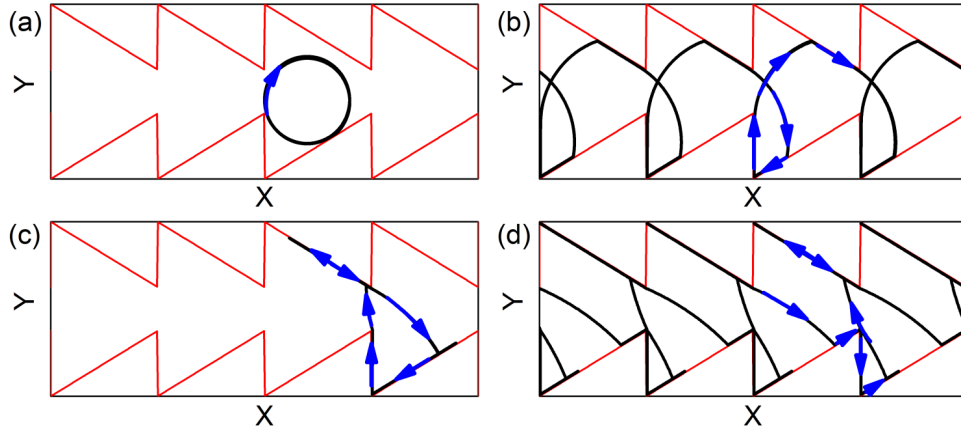
Na Figura 15 nós mostramos trajetórias do skyrmion para o sistema da Figura 14 com $N_F = 4$ e $O = 2.0$. Quando $A = 0.25$ na Figura 15(a), não existe movimento líquido, pois a amplitude de AC não é grande suficiente para uma órbita deslocalizada se formar. Em contraste, quando $A = 0.5$ na Figura 15(b), nós encontramos a presença de movimento líquido em $+x$. Na Figura 15(c) nós mostramos a fase aprisionada reentrante em $A = 1.0$ onde uma órbita localizada cobrindo dois funis aparece, enquanto na Figura 15(d) com

Figura 14 – $\langle V_x \rangle$ vs A para amostras com corrente biarmônicas com $A = B$ e $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$. (a) O variável e $N_F = 4$. (b) N_F variável e $O = 0.28$ (com os parâmetros L e H da amostra fixos). Para uma melhor comparação, todas velocidades são normalizadas usando $S = 5$, embora S varie com N_F .



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Figura 15 – Paredes dos funis (linhas vermelhas) e a trajetória do skyrmion (linhas pretas) em um sistema com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e corrente biarmônica com $A = B$, $N_F = 4$ e $O = 2.0$. (a) $A = 0.25$, uma órbita localizada se forma não ocorrendo movimento líquido. (b) $A = 0.5$ o skyrmion se move em $+x$. (c) $A = 1.0$, uma órbita localizada complexa se forma entre dois funis adjacentes numa fase aprisionada reentrante. (d) $A = 1.5$, o qual é um valor acima da fase aprisionada reentrante, o skyrmion tem um movimento líquido em $+x$.

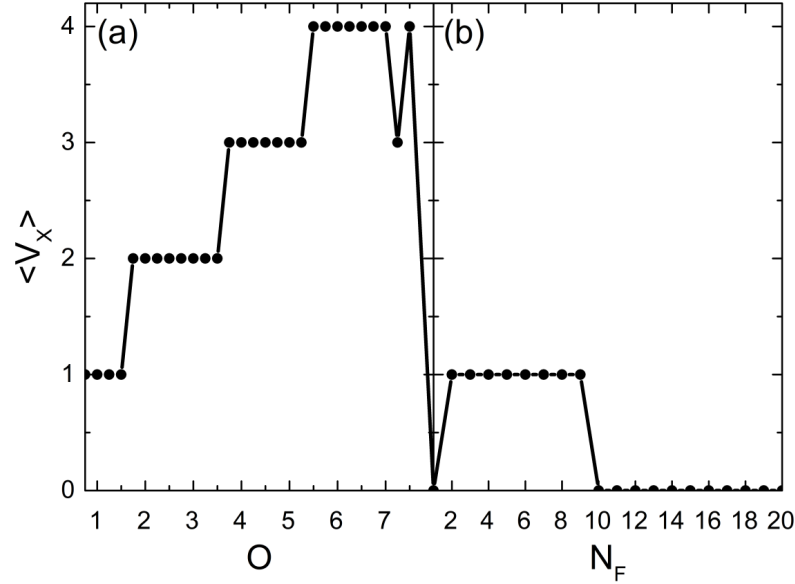


Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

$A = 1.5$, nós encontramos movimento líquido em $+x$, o qual é um valor de A acima da fase aprisionada reentrante.

$\langle V_x \rangle$ fornece uma medida do número de funis cobertos pelo movimento de translação durante cada ciclo de AC. Nós podemos utilizar esta medida para explorar efeitos de variar parâmetros do funil para valores extremos. Na Figura 16(a) está o gráfico de $\langle V_x \rangle$ vs O sob

Figura 16 – $\langle V_x \rangle$ vs (a) O para $N_F = 4$ e (b) N_F para $O = 1.0$ (com os parâmetros L e H da amostra fixos) em amostras com correntes biarmônicas, $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e $A = B = 2.0$. Devido a normalização, $\langle V_x \rangle$ fornece uma medida no número de funis cobertos pelo movimento de translação durante cada ciclo de AC.

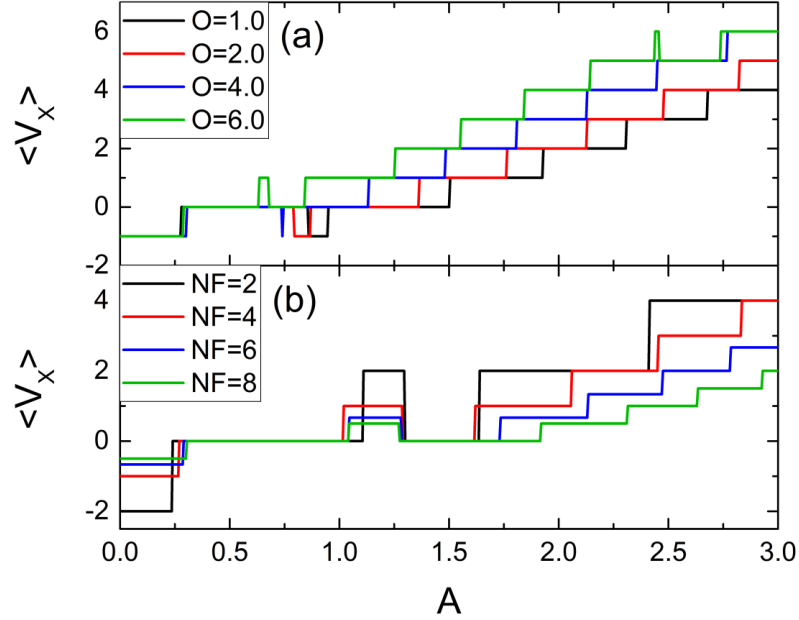


Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

aplicação de corrente biarmônica com $A = B = 2.0$ e $N_F = 4$, onde nós encontramos um claro aumento em $\langle V_x \rangle$ conforme a abertura do funil se torna mais larga. O efeito *ratchet* aumenta com o aumento de O devido ao aumento na probabilidade de que o skyrmion atinja o próximo funil ao longo de $+x$. No entanto, quando O atinge o seu tamanho máximo de $O = 8.0$, a estrutura de funis desaparece e portanto o efeito *ratchet* é destruído. O desaparecimento abrupto do efeito *ratchet* com a abertura do funil é comum em sistemas que apresentam *ratchet* em potenciais do tipo funil, não sendo um efeito exclusivo dos skyrmions. Quando nós fixamos $O = 1.0$ e tomamos N_F variável, a Figura 16(b) mostra que o número de funis cobertos por ciclo de AC diminui com o aumento de N_F , uma vez que conforme N_F aumenta, as paredes do funil começam a ficar mais íngremes, devido à redução do comprimento de cada funil. Quando $N_F > 10$, o efeito *ratchet* é destruído para nossa escolha de amplitude de AC $A = B = 2.0$.

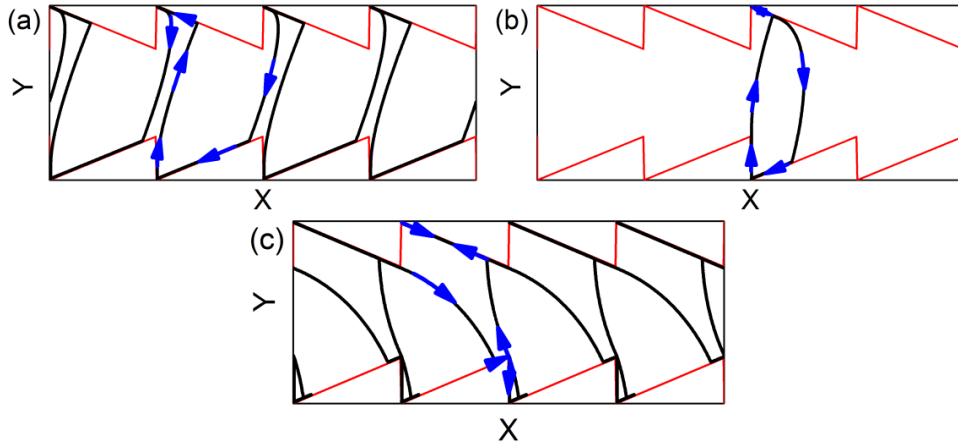
Na Figura 17 está o gráfico de $\langle V_x \rangle$ vs A para um sistema com corrente biarmônica com $B = 1.5$ fixo e $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$. Uma corrente AC deste tipo faz com que o skyrmion exiba uma órbita assimétrica (elíptica), e esta assimetria fortalece o efeito *ratchet*. Na geometria do tipo funil, o comportamento resultante do skyrmion consiste na combinação dos efeitos observados nos casos unidirecionais isolados. Para baixíssimos valores de A , o skyrmion se move em $-x$ devido ao forte efeito de *Magnus-induced transverse ratchet*, existente no caso de um sistema com $B = 1.5$ conforme mostrado na Figura 18(a) com $A = 0.25$. Para valores maiores de A , o mecanismo de *ratchet* paralelo ao eixo dos funis se torna dominante fazendo com que o skyrmion se mova em $+x$, como mostrado na Figura

Figura 17 – $\langle V_x \rangle$ vs A para amostras com correntes biarmônicas e $B = 1.5$ fixo com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$. (a) O variável para $N_F = 4$ fixo. (b) N_F variável para $O = 0.28$ fixo (com os parâmetros L e H da amostra fixos). Para melhor comparação, todas velocidades são normalizadas usando $S = 5$ embora S varie com N_F .



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Figura 18 – Paredes dos funis (linhas vermelhas) e a trajetória do skyrmion (linhas pretas) para um sistema com $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e corrente biarmônica com $B = 1.5$ fixo, $N_F = 4$ e $O = 4.0$. (a) $A = 0.25$ o skyrmion se move em $-x$ devido ao efeito *Magnus-induced transverse ratchet*. (b) Em $A = 0.5$, existe um estado intermediário sem movimento líquido. (c) $A = 1.2$, o skyrmion se move em $+x$.

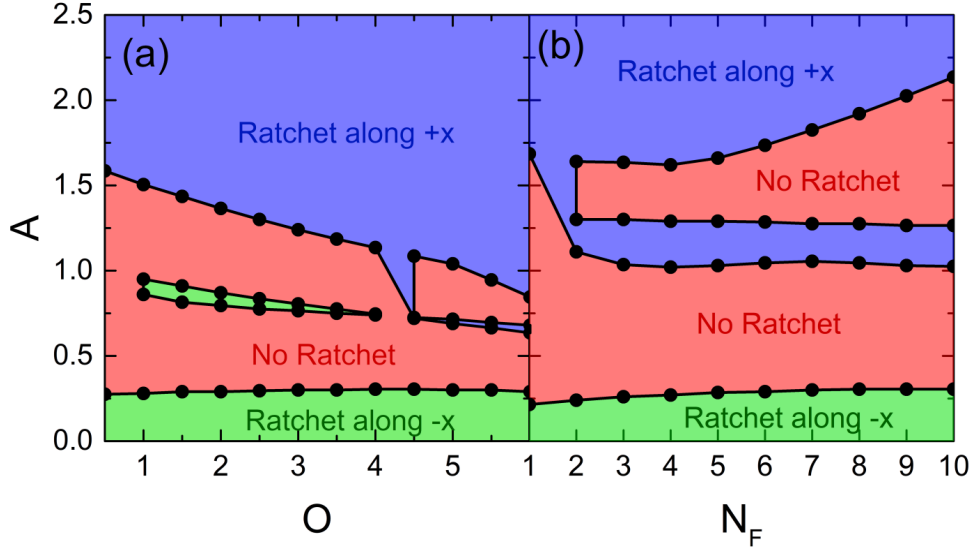


Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

18(c) com $A = 1.2$. Um estado intermediário aparece entre os dois regimes descritos anteriormente, em que os efeitos de *Magnus-induced transverse ratchet* e o *ratchet* paralelo ao eixos dos funis se cancelam, produzindo uma órbita localizada sem movimento líquido, como mostrado na Figura 18(b) com $A = 0.5$.

Na Figura 19(a) está o gráfico de diagrama de fases dinâmicas como função de A vs

Figura 19 – Diagrama de fases dinâmicas para amostras com corrente biarmônica, com $B = 1.5$ fixo e $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ como função de (a) A vs O com $N_F = 4$ e (b) A vs N_F com $O = 0.28$. Áreas em verde indicam movimento em $-x$, áreas em azul indicam movimento em $+x$ e áreas em vermelho indicam ausência de movimento.



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

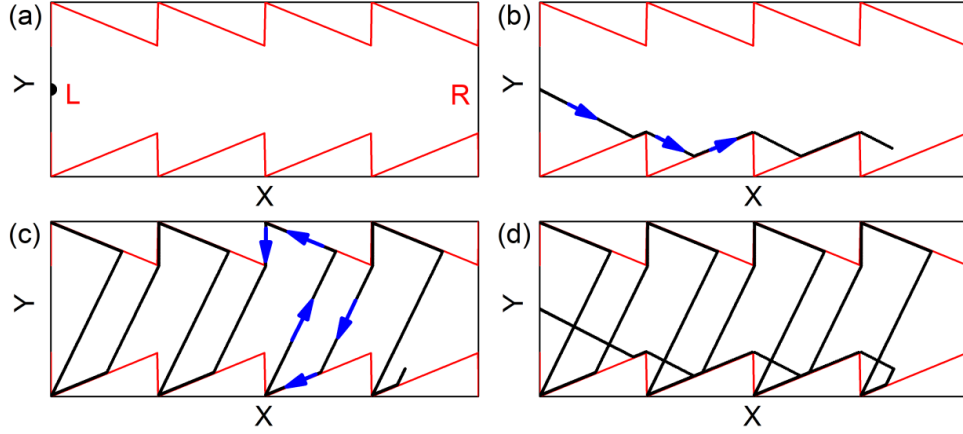
O para sistemas com correntes biarmônicas e $B = 1.5$, $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ e $N_F = 4$, enquanto na Figura 19(b) é mostrado um digrama de fases similar, mas como função de A vs N_F , para o mesmo sistema, com $O = 0.28$ fixo. Nós encontramos uma mudança na direção em que o *ratchet* ocorre, de $-x$ para $+x$, conforme A aumenta, junto de diversas fases aprisionadas reentrantes em que o movimento *ratchet* não ocorre. A Figura 19(a) mostra uma janela de valores de O , $1.0 < O < 4.0$, em que ocorre o movimento em $-x$ no meio de uma fase aprisionada em torno de $A = 0.8$. Uma janela similar, mas com movimento em $+x$, aparece na mesma região de A para $O > 4.5$. Na Figura 19(b) é observada uma fase aprisionada para $N_F \geq 2$ próximo de $A = 1.3$ onde o movimento em $+x$ cessa, dando lugar à uma fase aprisionada reentrante, seguida pelo movimento em $+x$ para valores maiores de A . Uma escolha criteriosa de valores de N_F e O determina, em número e em tipo, as fases que o sistema pode acessar conforme A é variado.

4.4 Movimento Guiado

Nas seções anteriores nós mostramos que o skyrmion pode ser colocado em movimento nas direções *easy* ($+x$) e *hard* ($-x$) dependendo da orientação da força de corrente aplicada. Agora nós consideramos uma situação em que o skyrmion deve ser guiado de um funil inicial até um funil final, e voltar ao funil inicial, utilizando somente AC. Esse processo é relevante para dispositivos de spintrônica em que um skyrmion agindo como portador de informação é guiado através da amostra com objetivo de transportar informação.

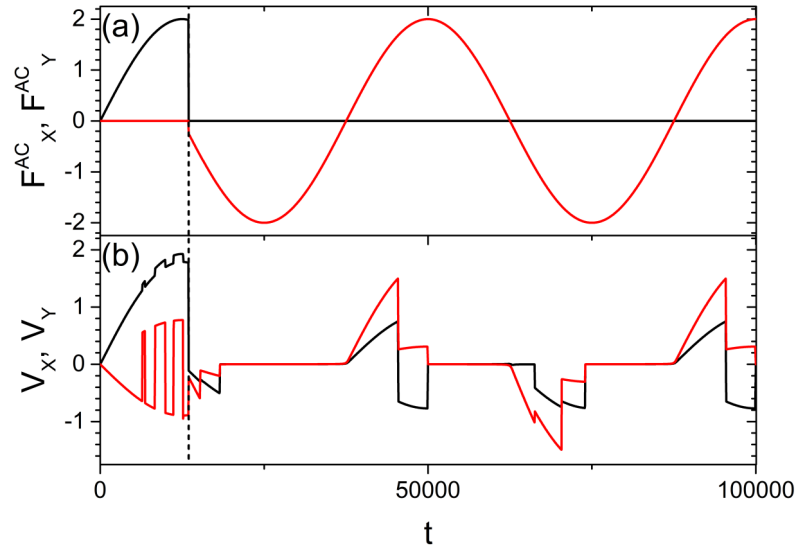
Na Figura 20(a) é mostrada a amostra em que o skyrmion irá se mover de um funil

Figura 20 – Parede dos funis (linhas vermelhas) e a trajetória do skyrmion (linhas pretas) com $N_F = 4$, $O = 4.0$ e $\alpha_m/\alpha_d = 0.5$ ilustrando a trajetória guiada partindo do funil da esquerda, marcado como L , chegando no funil da direita, marcado como R , e voltando à L . (a) A posição inicial do skyrmion no funil L em $t = 0$. (b) Primeiro estágio da operação com $A = 2.0$ e $B = 0.0$, onde o skyrmion se move de L até R . (c) Segundo estágio da operação com $A = 0.0$ e $B = 2.0$, onde o skyrmion se move partindo R e voltando para L . (d) A trajetória completa.



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

Figura 21 – (a) As forças de corrente aplicadas, F_x^{AC} (preto) e F_y^{AC} (vermelho), vs passo de integração t para o movimento guiado do skyrmion apresenta na Figura 19. O eixo do passo de integração é truncado em $t = 100.000$, mas a mesma AC é aplicada até o final da simulação para realizar o movimento mostrado na Figura 19. (b) A velocidade instantânea do skyrmion V_x (preto) e V_y (vermelho) vs passo de integração t sob aplicação da força de corrente mostrada em (a). A linha vertical mostra em que momento a direção da corrente é trocada, ou seja, o momento em que os valores de A e B são mudados.



Fonte: Retirado de Souza et al.(94).

posicionado na esquerda, marcado como L , até um funil posicionado na direita, marcado como R , e voltar à L . Na Figura 21(a) está o gráfico da força de corrente aplicada F_x^{AC} e F_y^{AC} , usadas para produzir este movimento, como função do passo de integração t , e na Figura 21(b) é mostrada a velocidade instantânea do skyrmion V_x e V_y . Para podermos guiar o skyrmion do funil L até o funil R na direção *easy*, nós aplicamos AC na direção

x com $A = 2.0$ e $B = 0.0$ por 13500 passos de integração. A trajetória do skyrmion neste intervalo é mostrada na Figura 20(b). Como mostrado na Figura 21, somente $1/4$ do ciclo de AC é suficiente para mover o skyrmion de L até R , mostrando uma alta eficiência no movimento na direção *easy*. Neste intervalo, a Figura 21(b) mostra que a velocidade do skyrmion V_x é sempre positiva. Para guiarmos o skyrmion de volta ao funil L , nós trocamos os valores de A e B para $A = 0.0$ e $B = 2.0$ com objetivo de produzir o efeito *Magnus-induced transverse ratchet* que irá movimentar o skyrmion na direção $-x$. A trajetória do skyrmion para este intervalo de simulação, o qual vai até $t = 200.000$, é mostrado na Figura 20(c). A corrente neste segundo estágio de movimento deve ser aplicada por um período de tempo muito maior do que o tempo necessário para mover de L até R , mostrando a ineficiência do movimento na direção *hard* quando comparado com o movimento na direção *easy*. Isto é evidenciado na Figura 21(b) onde a velocidade do skyrmion V_x se torna zero diversas vezes durante o movimento de volta ao funil L na direção *hard*. Também são observados intervalos de tempo em que o skyrmion se move na direção $+x$, ou seja se distanciando de L , antes de voltar a ter seu movimento em direção à L . A trajetória completa do skyrmion é mostrada na Figura 20(d). Resultados similares poderiam ser obtidos utilizando AC assimétricas em que $A \neq 0$ e $B \neq 0$. Como mencionado na seção de correntes biarmônicas, para um valor fixo de B , o skyrmion se move na direção $-x$ para baixos valores de A e na direção $+x$ para altos valores de A . Se AC assimétrica deste tipo fosse aplicada para realizar o tipo de transporte mostrado na Figura 20, as trajetórias seriam mais complexas.

5 Conclusões

Usando uma combinação de geometria do tipo funil e correntes alternadas de spins polarizadas, é possível controlar a direção do movimento do skyrmion de maneira acurada. Quando AC é aplicada paralelamente ao eixo dos funis, nos observamos movimento na direção $+x$, chamada de *easy*, enquanto o movimento na direção $-x$, chamada de *hard*, foi observado com AC aplicada perpendicularmente ao eixo dos funis. O efeito *ratchet* na direção *easy* já foi observado por uma variedade de sistemas com partículas sobre-amortecidas (44, 45, 46, 54, 55), no entanto efeito *ratchet* na direção *hard* é presente somente para partículas com intensas forças de Magnus (70). Este aspecto pode ser explorado para construir dispositivos em que a direção do transporte de skyrmions deve ser controlada precisamente. Um aspecto interessante para ser explorado no futuro é a influência de efeitos térmicos. É de conhecimento geral que efeitos térmicos pode modificar pontos de transição de fases e em alguns casos destruí-los completamente (97). Assim é possível que o efeito *ratchet* na direção *hard* seja destruído por flutuações térmicas, uma vez que nossos resultados mostram que esse movimento não é eficiente e nem dominante. Nossas simulações utilizam o modelo de partículas para skyrmions (84), no entanto skyrmions têm estruturas internas que podem sofrer deformações durante a interação com paredes. Tais efeitos podem ser explorados utilizando simulações baseadas no modelo do contínuo, ou no modelo atomístico. Neste trabalho nós consideramos a dinâmica de um único skyrmion, mas é esperado que nossos resultados sejam válidos para o caso de múltiplos skyrmions, sob a restrição de baixas densidades. Para múltiplos skyrmions interagentes em altas densidades, a interação skyrmion-skyrmion não pode ser desprezada e iria produzir mudanças significativas na dinâmica devido a efeitos coletivos (98, 99, 83, 89). Nossos resultados são possivelmente aplicáveis não somente para skyrmions, mas para outras texturas magnéticas que exibem forças de Magnus, tais como merons (100).

Os resultados deste trabalho estão associados com o artigo:

- SOUZA, J. C. B. et al. Skyrmion ratchet in funnel geometries. *Physical Review B*, v. 104, n. 5, p. 054434, 2021.

Posteriormente, estes resultados deram início ao estudo do efeito diodo em skyrmions na presença de potenciais assimétricos. Estes estudos resultaram nos artigos:

- SOUZA, J. C. B. et al. Clogging, diode and collective effects of skyrmions in funnel geometries. *New Journal of Physics*, v. 24, n. 10, p. 103030, 2022.
- SOUZA, J. C. B. et al. Magnus induced diode effect for skyrmions in channels with periodic potentials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 35, n. 1, p. 015804, 2022.

Financiamento

Os resultados deste trabalho foram obtidos durante a realização de uma iniciação científica com bolsa FAPESP, processo 2021/04941-0.

Referências

- 1 KOSHIBAE, W. et al. Memory functions of magnetic skyrmions. v. 54, n. 5, p. 053001.
- 2 KRAUSE, S.; WIESENDANGER, R. Skyrmionics gets hot. v. 15, n. 5, p. 493–494.
- 3 BACK, C. et al. The 2020 skyrmionics roadmap. v. 53, n. 36, p. 363001.
- 4 A non-linear field theory. v. 260, n. 1300, p. 127–138.
- 5 SKYRME, T. A unified field theory of mesons and baryons. v. 31, p. 556–569.
- 6 MORIYA, T. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. v. 120, n. 1, p. 91–98.
- 7 MORIYA, T. *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism*. [S.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 1985. v. 56. (Springer Series in Solid-State Sciences, v. 56).
- 8 DZYALOSHINSKY, I. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. v. 4, n. 4, p. 241–255.
- 9 GÖBEL, B. et al. Unconventional topological hall effect in skyrmion crystals caused by the topology of the lattice. v. 95, n. 9, p. 094413.
- 10 SEKI, S.; MOCHIZUKI, M. *Skyrmions in Magnetic Materials*. [S.l.]: Springer International Publishing, 2016. (SpringerBriefs in Physics).
- 11 ABOLFATH, M. et al. Critical comparison of classical field theory and microscopic wave functions for skyrmions in quantum hall ferromagnets. v. 56, n. 11, p. 6795–6804.
- 12 SONDHI, S. L. et al. Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum hall effect at small zeeman energies. v. 47, n. 24, p. 16419–16426.
- 13 HO, T.-L. Spinor bose condensates in optical traps. v. 81, n. 4, p. 4.
- 14 HEINZE, S. et al. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions. v. 7, n. 9, p. 713–718.
- 15 RAIČEVIĆ, I. et al. Skyrmions in a doped antiferromagnet. v. 106, n. 22, p. 227206.
- 16 WRIGHT, D. C.; MERMIN, N. D. Crystalline liquids: the blue phases. v. 61, n. 2, p. 385–432.
- 17 BOGDANOV, A. N.; YABLONSKII, D. A. Thermodynamically stable “vortices” in magnetically ordered crystals. the mixed state of magnets. p. 3.
- 18 BOGDANOV, A.; HUBERT, A. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals. v. 138, n. 3, p. 255–269.
- 19 RÖßLER, U. K.; BOGDANOV, A. N.; PFLEIDERER, C. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals. v. 442, n. 7104, p. 797–801.
- 20 CHEONG, S.-W.; MOSTOVOY, M. Multiferroics: a magnetic twist for ferroelectricity. v. 6, n. 1, p. 13–20.

- 21 MUHLBAUER, S. et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet. v. 323, n. 5916, p. 915–919.
- 22 PFLEIDERER, C. et al. Skyrmion lattices in metallic and semiconducting b20 transition metal compounds. v. 22, n. 16, p. 164207.
- 23 YU, X. Z. et al. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. v. 465, n. 7300, p. 901–904.
- 24 REICHHARDT, C. O. et al. Comparing the dynamics of skyrmions and superconducting vortices. v. 503, p. 52–57.
- 25 STOSIC, D.; LUDERMIR, T. B.; MILOŠEVIĆ, M. V. Pinning of magnetic skyrmions in a monolayer Co film on Pt(111): Theoretical characterization and exemplified utilization. *Physical Review B*, v. 96, n. 21, p. 214403, 2017.
- 26 SCHULZ, T. et al. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet. v. 8, n. 4, p. 301–304.
- 27 YU, X. et al. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density. v. 3, n. 1, p. 988.
- 28 IWASAKI, J.; MOCHIZUKI, M.; NAGAOSA, N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. *Nature Communications*, v. 4, n. 1, p. 1463, 2013.
- 29 FERT, A.; CROS, V.; SAMPAIO, J. Skyrmions on the track. v. 8, n. 3, p. 152–156.
- 30 ZHANG, X. et al. All-magnetic control of skyrmions in nanowires by a spin wave. v. 26, n. 22, p. 225701.
- 31 JONIETZ, F. et al. Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities. v. 330, n. 6011, p. 1648–1651.
- 32 WOO, S. et al. Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets. v. 15, n. 5, p. 501–506.
- 33 NAGAOSA, N.; TOKURA, Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. *Nature Nanotechnology*, v. 8, n. 12, p. 899–911, dez. 2013.
- 34 JIANG, W. et al. Direct observation of the skyrmion Hall effect. *Nature Physics*, v. 13, n. 2, p. 162–169, fev. 2017.
- 35 FERT, A.; REYREN, N.; CROS, V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. *Nature Reviews Materials*, v. 2, n. 7, p. 1–15, 2017.
- 36 REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O.; MILOSEVIC, M. V. Statics and dynamics of skyrmions interacting with pinning: A review. arXiv, 2021.
- 37 BESSARAB, P. F. et al. Lifetime of racetrack skyrmions. v. 8, n. 1, p. 3433.
- 38 REIMANN, P. Brownian motors: noisy transport far from equilibrium. *Physics Reports*, v. 361, n. 2, p. 57–265, 2002.
- 39 VALE, R. D.; OOSAWA, F. Protein motors and Maxwell’s demons: Does mechanochemical transduction involve a thermal ratchet? *Advances in Biophysics*, v. 26, p. 97–134, 1990.

- 40 HWANG, W.; KARPLUS, M. Structural basis for power stroke vs. Brownian ratchet mechanisms of motor proteins. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 116, n. 40, p. 19777–19785, 2019.
- 41 ALLEN, W. J. et al. Two-way communication between SecY and SecA suggests a Brownian ratchet mechanism for protein translocation. *eLife*, v. 5, p. e15598, 2016.
- 42 AIT-HADDOU, R.; HERZOG, W. Brownian ratchet models of molecular motors. *Cell Biochemistry and Biophysics*, v. 38, n. 2, p. 191–214, 2003.
- 43 ASTUMIAN, R. D.; BIER, M. Fluctuation driven ratchets: Molecular motors. *Physical Review Letters*, v. 72, n. 11, p. 1766–1769, 1994.
- 44 WANG, H.; OSTER, G. Ratchets, power strokes, and molecular motors. *Applied Physics A*, v. 75, n. 2, p. 315–323, 2002.
- 45 LIBÁL, A. et al. Dynamics, rectification, and fractionation for colloids on flashing substrates. *Physical Review Letters*, v. 96, n. 18, p. 188301, 2006.
- 46 LEE, S.-H. et al. Observation of Flux Reversal in a Symmetric Optical Thermal Ratchet. *Physical Review Letters*, v. 94, n. 11, p. 110601, 2005.
- 47 LEE, C.-S. et al. Reducing vortex density in superconductors using the ‘ratchet effect’. *Nature*, v. 400, n. 6742, p. 337–340, 1999.
- 48 WÖRDENWEBER, R.; DYMASHEVSKI, P.; MISKO, V. R. Guidance of vortices and the vortex ratchet effect in high- T_c superconducting thin films obtained by arrangement of antidots. *Physical Review B*, v. 69, n. 18, p. 184504, 2004.
- 49 LU, Q.; REICHHARDT, C. J. O.; REICHHARDT, C. Reversible vortex ratchet effects and ordering in superconductors with simple asymmetric potential arrays. *Physical Review B*, v. 75, n. 5, p. 054502, 2007.
- 50 GILLIJNS, W. et al. Origin of Reversed Vortex Ratchet Motion. *Physical Review Letters*, v. 99, n. 24, p. 247002, 2007.
- 51 REICHHARDT, C.; RAY, D.; REICHHARDT, C. J. O. Reversible ratchet effects for vortices in conformal pinning arrays. *Physical Review B*, v. 91, n. 18, p. 184502, 2015.
- 52 LIN, N. S. et al. Rectification of vortex motion in a circular ratchet channel. *Physical Review B*, v. 84, n. 14, p. 144511, 2011.
- 53 REICHHARDT, C. J. O.; REICHHARDT, C. Commensurability, jamming, and dynamics for vortices in funnel geometries. *Physical Review B*, v. 81, n. 22, p. 224516, jun. 2010.
- 54 SILVA, C. C. de S. et al. Controlled multiple reversals of a ratchet effect. *Nature*, v. 440, n. 7084, p. 651–654, 2006.
- 55 VILLEGAS, J. E. et al. Experimental ratchet effect in superconducting films with periodic arrays of asymmetric potentials. *Physical Review B*, v. 71, n. 2, p. 024519, 2005.
- 56 REICHHARDT, C. J. O.; REICHHARDT, C. Rectification and flux reversals for vortices interacting with triangular traps. *Physica C: Superconductivity*, v. 432, n. 3, p. 125–132, 2005.

- 57 WAMBAUGH, J. F. et al. Superconducting Fluxon Pumps and Lenses. *Physical Review Letters*, v. 83, n. 24, p. 5106–5109, 1999.
- 58 YU, K. et al. Vortex dynamics in superconducting channels with periodic constrictions. *Physical Review B*, v. 81, n. 18, p. 184503, 2010.
- 59 YU, K. et al. Asymmetric weak-pinning superconducting channels: Vortex ratchets. *Physical Review B*, v. 76, n. 22, p. 220507, 2007.
- 60 PLOURDE, B. L. T. Nanostructured Superconductors With Asymmetric Pinning Potentials: Vortex Ratchets. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 19, n. 5, p. 3698–3714, 2009.
- 61 PALAU, A. et al. Guided vortex motion in YBaCuO thin films with collective ratchet pinning potentials. *Physical Review B*, v. 85, n. 1, p. 012502, 2012.
- 62 SHKLOVSKIY, V. A.; DOBROVOLSKIY, O. V. Frequency-dependent ratchet effect in superconducting films with a tilted washboard pinning potential. *Physical Review B*, v. 84, n. 5, p. 054515, 2011.
- 63 DOBROVOLSKIY, O. et al. Upper Frequency Limits for Vortex Guiding and Ratchet Effects. *Physical Review Applied*, v. 13, n. 2, p. 024012, 2020.
- 64 LYU, Y.-Y. et al. Superconducting diode effect via conformal-mapped nanoholes. *Nature Communications*, v. 12, n. 1, p. 2703, 2021.
- 65 SONG, A. Electron ratchet effect in semiconductor devices and artificial materials with broken centrosymmetry. *Applied Physics A*, v. 75, n. 2, p. 229–235, 2002.
- 66 REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Active matter ratchets with an external drift. *Physical Review E*, v. 88, n. 6, p. 062310, 2013.
- 67 REICHHARDT, C. O.; REICHHARDT, C. Ratchet Effects in Active Matter Systems. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, v. 8, n. 1, p. 51–75, 2017.
- 68 MCDERMOTT, D.; REICHHARDT, C. J. O.; REICHHARDT, C. Collective ratchet effects and reversals for active matter particles on quasi-one-dimensional asymmetric substrates. *Soft Matter*, v. 12, n. 41, p. 8606–8615, 2016.
- 69 LEONARDO, R. D. et al. Bacterial ratchet motors. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 107, n. 21, p. 9541–9545, 2010.
- 70 REICHHARDT, C.; RAY, D.; REICHHARDT, C. J. O. Magnus-induced ratchet effects for skyrmions interacting with asymmetric substrates. *New Journal of Physics*, v. 17, n. 7, p. 073034, 2015.
- 71 CHEN, W. et al. Skyrmion ratchet effect driven by a biharmonic force. *Physical Review B*, v. 99, n. 6, p. 064431, 2019.
- 72 CHEN, W.; LIU, L.; ZHENG, Y. Ultrafast Ratchet Dynamics of Skyrmions by Defect Engineering in Materials with Poor Conductivity Under Gigahertz Magnetic Fields. *Physical Review Applied*, v. 14, n. 6, p. 064014, 2020.

- 73 MA, X.; REICHHARDT, C. J. O.; REICHHARDT, C. Reversible vector ratchets for skyrmion systems. *Physical Review B*, v. 95, n. 10, p. 104401, 2017.
- 74 VIZARIM, N. P. et al. Skyrmion pinball and directed motion on obstacle arrays. v. 4, n. 8, p. 085001.
- 75 VIZARIM, N. P. et al. Guided skyrmion motion along pinning array interfaces. v. 528, p. 167710.
- 76 GöBEL, B.; MERTIG, I. Skyrmion ratchet propagation: utilizing the skyrmion Hall effect in AC racetrack storage devices. *Scientific Reports*, v. 11, n. 1, p. 3020, 2021.
- 77 SHKLOVSKIY, V. A.; SOSEDKIN, V. V.; DOBROVOLSKIY, O. V. Vortex ratchet reversal in an asymmetric washboard pinning potential subject to combined dc and ac stimuli. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 26, n. 2, p. 025703, 2013.
- 78 DINIS, L. et al. Lattice effects and current reversal in superconducting ratchets. *New Journal of Physics*, v. 9, n. 10, p. 366, 2007.
- 79 LARA, D. Perez de et al. Vortex ratchet reversal at fractional matching fields in kagom\’elike array with symmetric pinning centers. *Physical Review B*, v. 82, n. 17, p. 174503, 2010.
- 80 LARA, D. Perez de et al. Vortex ratchet reversal: Role of interstitial vortices. *Physical Review B*, v. 83, n. 17, p. 174507, 2011.
- 81 VLASKO-VLASOV, V. et al. Jamming of superconducting vortices in a funnel structure. *Superconductor Science and Technology*, v. 26, n. 7, p. 075023, 2013.
- 82 KARAPETROV, G. et al. Evidence of vortex jamming in Abrikosov vortex flux flow regime. *Physical Review B*, v. 86, n. 5, p. 054524, 2012.
- 83 SOUZA, J. C. B. et al. Clogging, diode and collective effects of skyrmions in funnel geometries. *New Journal of Physics*, v. 24, n. 10, p. 103030, 2022.
- 84 LIN, S.-Z. et al. Particle model for skyrmions in metallic chiral magnets: Dynamics, pinning, and creep. v. 87, n. 21, p. 214419.
- 85 LIN, S.-Z. et al. Erratum: Particle model for skyrmions in metallic chiral magnets: Dynamics, pinning, and creep [phys. rev. b **87** , 214419 (2013)]. v. 88, n. 1, p. 019901.
- 86 LIN, S.-Z. et al. Dynamics of skyrmions in chiral magnets: Dynamic phase transitions and equation of motion. v. 115, n. 17, p. 17D109.
- 87 THIELE, A. A. Steady-state motion of magnetic domains. v. 30, n. 6, p. 230–233.
- 88 LIANG, D. et al. Current-driven dynamics of skyrmions stabilized in MnSi nanowires revealed by topological Hall effect. *Nature Communications*, v. 6, n. 1, p. 8217, 2015.
- 89 SOUZA, J. C. B. et al. Magnus induced diode effect for skyrmions in channels with periodic potentials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 35, n. 1, p. 015804, 2022.
- 90 THIEN, Q. L. et al. Orientational ordering, buckling, and dynamic transitions for vortices interacting with a periodic quasi-one-dimensional substrate. v. 93, n. 1, p. 014504.

-
- 91 VIZARIM, N. P. et al. Skyrmion dynamics and transverse mobility: skyrmion hall angle reversal on 2d periodic substrates with dc and biharmonic ac drives. v. 93, n. 6, p. 112.
- 92 VIZARIM, N. P. et al. Skyrmion dynamics and topological sorting on periodic obstacle arrays. v. 22, n. 5, p. 053025.
- 93 VIZARIM, N. P. et al. Shapiro steps and nonlinear skyrmion hall angles for dc and ac driven skyrmions on a two-dimensional periodic substrate. v. 102, n. 10, p. 104413.
- 94 SOUZA, J. C. B. et al. Skyrmion ratchet in funnel geometries. *Physical Review B*, v. 104, n. 5, p. 054434, 2021.
- 95 VIZARIM, N. P. et al. Soliton motion in skyrmion chains: Stabilization and guidance by nanoengineered pinning. *Physical Review B*, v. 105, n. 22, p. 224409, 2022.
- 96 VIZARIM, N. P. et al. Directional locking and the influence of obstacle density on skyrmion dynamics in triangular and honeycomb arrays. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 33, n. 30, p. 305801, 2021. ISSN 0953-8984.
- 97 REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Thermal creep and the skyrmion Hall angle in driven skyrmion crystals. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 31, n. 7, p. 07LT01, 2018.
- 98 REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Depinning and nonequilibrium dynamic phases of particle assemblies driven over random and ordered substrates: a review. *Reports on Progress in Physics*, v. 80, n. 2, p. 026501, 2016.
- 99 REICHHARDT, C.; RAY, D.; REICHHARDT, C. J. O. Nonequilibrium phases and segregation for skyrmions on periodic pinning arrays. *Physical Review B*, v. 98, n. 13, p. 134418, 2018.
- 100 GÖBEL, B.; MERTIG, I.; TRETIKOV, O. A. Beyond skyrmions: Review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles. *Physics Reports*, v. 895, p. 1–28, 2021.