

Denner da Silva Rosa

Dinâmica de Skyrmions

Uberlândia, Minas Gerais, Brasil

Denner da Silva Rosa

Dinâmica de Skyrmions

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Programa de Graduação em Física da Universidade Federal de Uberlândia, como requisito para obtenção do título de Graduado em Física.

Universidade Federal de Uberlândia – UFU

Instituto de Física – INFIS

Bacharelado em Física

Orientador: Prof. Dr. Gerson Ferreira Junior

Uberlândia, Minas Gerais, Brasil

Agradecimentos

Gostaria de agradecer, primeiramente, à minha família: meus pais, Uliênio e Sirlei; minha irmã, Dennara; meus avós Maria Albina, Sebastião José, Vera e Sebastião Pedro (que não está mais presente conosco, mas eu não seria nada sem a criação que recebi dele). Agradeço também aos meus tios, tias e a todos os meus primos, em especial à Andressa, pelo auxílio que me deu durante a graduação.

Quero agradecer também ao professor Gerson por toda a paciência e orientação, não só no desenvolvimento deste trabalho, como também durante minha trajetória no curso. Ele foi um dos meus primeiros professores na graduação.

Por fim, quero agradecer aos meus colegas, pois sem o apoio e a amizade deles não teria chegado ao final da graduação. Agradeço em especial ao Adrian, Gustavo, Gustavo Aguiar, Maicol, Marcos, Luana, Pablo e Weslei.

Também agradeço a todos os meus amigos da minha cidade, que estiveram comigo ao longo dessa jornada: Maria Clara, Paulo Olímpio, João Vittor, Luiz Antônio, Lilia, Darlei, Claudino e todos os outros que cresceram comigo e fazem parte da minha história.

*“Há verdadeiramente duas coisas diferentes:saber e crer que se sabe.
A ciência consiste em saber;em crer que se sabe reside a ignorância.”*

–Hipócrates

Resumo

As memórias de acesso aleatório (RAM) são fundamentais na eletrônica moderna, determinando a capacidade e a velocidade de processamento dos dispositivos. No entanto, sua evolução física está atingindo limites críticos, tornando necessária a investigação de novas tecnologias de armazenamento. Este trabalho apresenta o estudo de uma textura magnética promissora para o futuro da computação: o skyrmion. Esta quase-partícula consiste em uma configuração de spins em formato de vórtice que, por possuir estabilidade topológica, é protegida contra perda de informação por perturbações externas. Tal característica viabiliza o desenvolvimento de memórias não voláteis de alta densidade. O objetivo deste estudo é compreender a dinâmica dessas texturas via Torque de Transferência de Spin (STT, do inglês *spin transfer torque*). Para isso, foram realizadas simulações micromagnéticas no software MuMax3, utilizando a equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) e os modelos de STT de Zhang-Li e Slonczewski. Analisou-se a locomoção e os efeitos resultantes, com foco em um dos principais desafios para a aplicação tecnológica: o Efeito Hall de Skyrmion, caracterizado pela deflexão transversal em sua trajetória devido à força de Magnus.

Palavras-chave: Skyrmion. Spin. Efeito Hall. MuMax3.

Abstract

Random Access Memory (RAM) is of paramount importance in modern electronics, determining both processing quality and speed. However, its evolution is reaching physical limits, necessitating research into alternative memory types. This work contributes to these efforts by studying a magnetic texture that promises to be a major breakthrough for future data storage: the skyrmion. This magnetic quasi-particle is a vortex-like spin configuration. Being topologically stable, skyrmions are protected against information loss, enabling the development of high-density non-volatile memory. This study aims to understand the movement of these textures through Spin-Transfer Torque. To this end, micromagnetic simulations were performed using the MuMax3 software, based on the Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) equation and the STT models of Zhang-Li and Slonczewski. We observed their locomotion and resulting effects, focusing on a primary challenge for technological application: the Skyrmion Hall Effect, which consists of a transverse path deflection driven by the Magnus force.

Keywords: Skyrmion. Spin. Hall Effect. MuMax3.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	O que são os Skyrmions e suas aplicações?	13
1.2	Efeito Hall	15
1.3	Interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI)	16
1.4	Equação de Bloch para um único spin	16
1.5	Equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG)	17
1.6	Torque de transferência de spin (STT)	18
1.7	Micromagnetismo e Dinâmica micromagnética	19
1.8	Fundamentação Teórica e Metodológica	20
2	METODOLOGIA	21
2.1	Dedução da equação de Bloch	21
2.1.1	Equação de movimento da magnetização	21
2.2	De Bloch para Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG)	28
2.3	LLG com STT de Slonczewski e Zhang-Li	29
2.4	Mumax3	31
3	RESULTADOS	33
3.1	Dinâmica do Skyrmion de Bloch	34
3.1.1	Dinâmica com STT de Zhang-Li	35
3.1.2	Dinâmica com o STT de Slonczewski	36
3.2	Dinâmica do Skyrmion de Neel	38
3.2.1	Dinâmica com STT de Zhang-Li	38
3.2.2	Dinâmica com o STT de Slonczewski	40
3.3	Comparação dos modelos e dos experimentos reais	42
4	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	45
	REFERÊNCIAS	47
	APÊNDICES	51
	APÊNDICE A – SIMULAÇÃO DO STT DE SLONCZEWSKI	53
	APÊNDICE B – CÓDIGOS DAS SIMULAÇÕES	55

B.1	Bloch: Zhang-Li	55
B.2	Bloch: Slonczewski	56
B.3	Neel: Zhang-Li	57
B.4	Neel: Slonczewski	58
B.5	Neel: Zhang-Li aplicado em condições de experimentos reais	59

1 Introdução

1.1 O que são os Skyrmions e suas aplicações?

Skyrmions (FERT; REYREN; CROS, 2017; ZANG et al., 2011) são texturas topológicas bidimensionais caracterizadas por um número quântico inteiro, chamado de número de skyrmion, associado ao spin. Essa quasipartícula exibe uma topologia não trivial que a protege contra deformações e aniquilação, mesmo sob perturbações no sistema. Essa robustez permite que o skyrmion se mova sob baixas correntes elétricas, tornando-o um candidato promissor para aplicações como memórias de pista (*racetrack memories*) (PARKIN; HAYASHI; THOMAS, 2008). Além disso, tais texturas podem ser estabilizadas pela Interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) (MORIYA, 1960; DZVALOSHINSKY, 1958) em ferromagnetos sem simetria de inversão.

O início dos estudos envolvendo skyrmions surgiu com Tony Hilton Royle Skyrme (AITCHISON, 2019), um físico teórico britânico nascido em Lewisham. Seus estudos começaram com a análise de campos estáveis não triviais, que são também chamados de sólitons topológicos. Skyrme se indagava sobre o fato de sistemas fermiônicos não terem analogias clássicas, ele possuía grande preferência por sistemas bosônicos, pela sua simetria a análogos clássicos e buscava algo parecido, algo semi-clássico bosônico para sistemas fermiônicos. William Thomson (THOMSON, 1867) (Lord Kelvin) foi uma das grandes influências para esse trabalho com seus estudos sobre átomo de vórtices. Uma das consequências desse estudo foi a quasipartícula magnética skyrmion, um modelo de campo topologicamente estável para hádrons (originalmente prótons e nêutrons), que tem seu nome em homenagem a Skyrme, isso em 1962.

Com esses avanços, durante os anos de 1970 e 1980, a ligação entre o conceito de Skyrme e as texturas magnéticas em materiais de estado sólido começou a ser explorada. Pesquisadores como Valery Pokrovsky (ABANOV; POKROVSKY, 1998) e outros elaboraram estudos de vórtices magnéticos em filmes magnéticos, o que é hoje aplicado experimentalmente.

Anos depois, em 2009, Sebastian Mühlbauer e sua equipe (MÜHLBAUER et al., 2009) observaram experimentalmente os skyrmions. O experimento, realizado em uma liga metálica de manganês e silício (MnSi), mostrou que pulsos magnéticos orientavam os spins do elétron em pequenas regiões circulares, criando, assim, uma rede de skyrmions, mais precisamente uma rede bidimensional de skyrmions, um ímã de elétrons itinerantes quiral, e essa nova forma de ordem magnética foi chamada de Fase A. Isso provou a existência dessas quasipartículas magnéticas e suas características previstas, como a topologia protegida e

as propriedades magnéticas estudadas entre os anos 70 e 80.

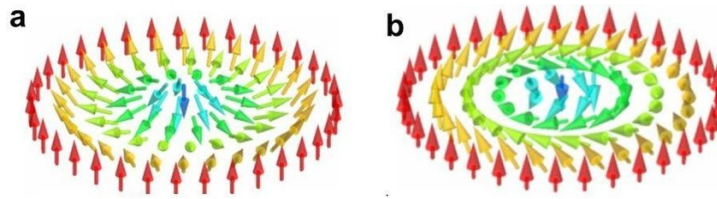


Figura 1 – A imagem (a) mostra o skyrmion do tipo Neel, que a mudança da direção do spin ocorre radialmente e (b) mostra o skyrmion do tipo Bloch, onde a mudança ocorre tangencialmente à circunferência. Em ambos os skyrmions, o spin do centro determina a polaridade e juntamente com quantas vezes a textura de spin se “enrola” horizontalmente determinam a carga topológica. Fonte: (FERT; DAU, 2019)

Em 2013, Niklas Romming e sua equipe (ROMMING et al., 2013) conseguiram criar e apagar skyrmions unitários em filmes magnéticos ultrafinos, em bicamada de Paládio-Ferro (PdFe) depositada sobre um substrato de Irídio Ir(111), o que iniciou a pesquisa para utilizarmos essas texturas em memórias magnéticas como bits de informação. Além disso, hoje sabe-se que os skyrmions podem ter aplicações muito mais vantajosas que as memórias em discos rígidos (FERT; CROS; SAMPAIO, 2013), pois podem ser transportados com correntes extremamente baixas e são muito resistentes à deformação dos materiais.

Com essas descobertas, os atuais estudos estão amplamente ligados à sua dinâmica e a métodos para controlá-la, sendo uma das abordagens para observar o fenômeno a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) com Transferência de Torque de Spin (Spin-Transfer Torque – STT) (KOSHIBAE; NAGAOSA, 2017), que é o que está sendo abordado nesse projeto. No entanto, um dos principais desafios atuais é o Efeito Hall de Skyrmion (CHEN, 2017), que altera a direção do movimento, causando deflexão e levando à destruição do skyrmion ou à sua fixação nas bordas do material. Como consequência, a informação armazenada é perdida.

No cenário atual, muitas pesquisas envolvem skyrmions na área de computação quântica (TAKASHIMA; ISHIZUKA; BALENTS, 2016), como os qubits de skyrmions (PSAROUDAKI; PANAGOPOULOS, 2021) que transportam informação quântica, sendo que as inovações constantes impulsionam ainda mais os estudos nessa área. O skyrmion em si pode ser visto na Fig. 1, onde as setas indicam a direção do momento magnético, o spin, será mostrado do tipo Néel e outro do tipo Bloch, onde o primeiro skyrmion a sua mudança de direção de spin ocorre radialmente e o segundo a mudança ocorre tangencialmente à circunferência do skyrmion, que pode ser visto na Fig. 1

1.2 Efeito Hall

O efeito Hall clássico (HALL, 1879) ocorre quando uma corrente é aplicada em uma direção $\hat{x}$ em um material condutor sob um campo magnético perpendicular $\mathbf{B} = B\hat{z}$, as cargas sentem a ação da força de Lorentz que deflete o deslocamento da corrente para a direção $\hat{y}$, como pode ser visto na Figura 2.

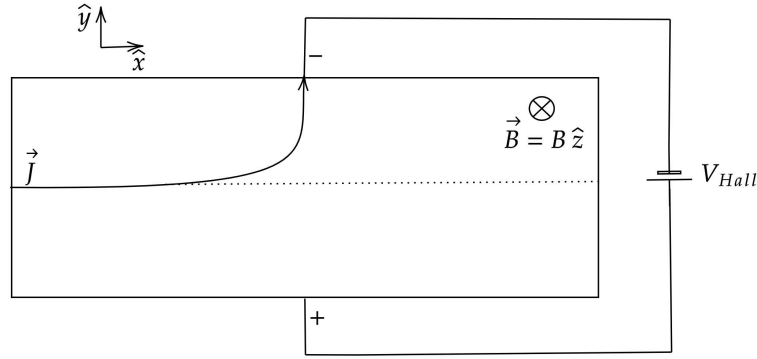


Figura 2 – Representação do Efeito Hall: a incidência de uma corrente em x e um campo magnético em z provoca a deflexão lateral das cargas. O acúmulo de portadores gera uma diferença de potencial transversal (tensão Hall), conforme indicado pelas trajetórias pontilhadas.

Ao contrário do Efeito Hall clássico, o Efeito Hall de Skyrmion (SkHE, do inglês *Skyrmion Hall Effect*) (CHEN, 2017) não é causado por campos magnéticos externos, mas sim pela carga topológica do skyrmion.

Quando uma corrente elétrica é aplicada, o skyrmion é posto em movimento e observa-se sua deflexão transversal. Essa deflexão é atribuída à Força de Magnus Topológica (STONE, 1996). Semelhante à Força de Magnus clássica, onde a rotação de um objeto em um fluido (líquido ou gás) causa uma força lateral, alterando sua trajetória, a versão topológica atua perpendicularmente à direção do movimento. No skyrmion, essa força lateral é uma manifestação da carga topológica, que altera a direção de propagação da quasipartícula e causa a deflexão transversal que pode ser vista na Fig. 3.

É importante notar que o ângulo de deflexão (o ângulo de Hall do skyrmion) pode ser influenciado não apenas pela carga topológica, mas também pela velocidade ou densidade de corrente aplicada. Essa dependência da velocidade é o ponto central do debate científico sobre se o SkHE é dominado por efeitos extrínsecos (imperfeições do material) ou por graus de liberdade internos (como a deformação do skyrmion).

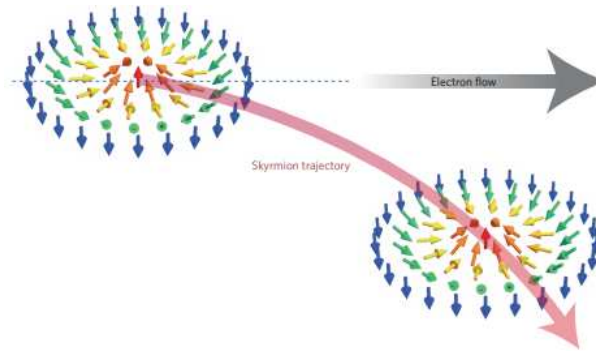


Figura 3 – A imagem mostra a trajetória linear em que o skyrmions deveria estar seguindo, mas é defletido, como mostrado pelas setas e pela posição inicial e final. Fonte: (CHEN, 2017)

1.3 Interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI)

Em 1958, I. Dzyaloshinskii (DZYALOSHINSKY, 1958) tentou explicar de forma fenomenológica o problema do ferromagnetismo fraco em cristais intrinsecamente antiferromagnéticos, como o óxido de ferro. Ele demonstrou que, em cristais trigonais, quando os spins estão posicionados de forma perpendicular ao eixo trigonal, a simetria permite uma certa inclinação entre eles, gerando uma magnetização líquida.

Em 1960, Toru Moriya (MORIYA, 1960) forneceu a base teórica microscópica para o acoplamento antissimétrico proposto por Dzyaloshinskii. Moriya desenvolveu a teoria geral da Interação de Supertroca Anisotrópica, estendendo a teoria de supertroca de Anderson para incluir explicitamente o acoplamento spin-órbita.

Essa extensão demonstrou o acoplamento assimétrico que ficou conhecido como Interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI, do inglês *Dzyaloshinskii-Moriya interaction*). Essa interação é fundamental para a formação de skyrmions magnéticos, pois surge da quebra da simetria de inversão e permite a torção dos spins, resultando em geometrias não colineares. Isso confere estabilidade a estruturas topologicamente protegidas e de mais baixa energia, como os skyrmions.

1.4 Equação de Bloch para um único spin

Para analisar a dinâmica do skyrmion, é necessário primeiro examinar a equação de movimento da magnetização, descrita pela equação de Bloch (HAAR, 1966). Essa equação fornece a direção e a evolução temporal da magnetização no material em estudo, incorporando os termos de relaxação nos quais a magnetização relaxa em direção ao equilíbrio.

Em 1946, F. Bloch (BLOCH, 1946) buscava as bases teóricas para a Espectroscopia de Ressonância Magnética Nuclear (RMN). Em seu trabalho, ele e sua equipe utilizaram

campos de radiofrequência deliberadamente escolhidos com magnitude suficiente para causar uma alteração considerável na orientação dos momentos nucleares. Essa abordagem diferia do trabalho realizado simultaneamente em Harvard por Purcell e colaboradores, que pressupunha a necessidade de campos de radiofrequência de pequena perturbação.

O trabalho de Bloch mostrou que a componente da polarização nuclear gera uma força eletromotriz (EMF) induzida, perpendicular ao campo de radiofrequência e ao campo magnético constante H_0 ; por essa razão, ocorre uma precessão forçada dos momentos magnéticos nucleares em torno de H_0 .

Em seu artigo (BLOCH, 1946), Bloch aborda dois períodos de relaxamento: T_1 e T_2 , que são, respectivamente, o tempo de relaxamento longitudinal e o tempo de relaxamento transversal. T_1 é o período em que a magnetização em z (M_z) entra em equilíbrio, e T_2 é o período em que a magnetização em x e y (M_x e M_y) decairá, por serem transversais ao campo constante aplicado. A equação de Bloch fornece a dinâmica da magnetização na presença de um campo de radiofrequência,

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{B}] - \frac{\hat{i}M_x + \hat{j}M_y}{T_2} - \frac{\hat{k}(M_z - M_0)}{T_1}. \quad (1.1)$$

O primeiro termo descreve a precessão de Larmor do momento magnético ao redor do campo magnético $\mathbf{B}$, onde a constante γ define a razão giromagnética. Este termo, que também é a base da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, detalha como o sistema rotaciona antes de atingir o equilíbrio. Já os termos seguintes tratam dos mecanismos de relaxamento. Aqui, M_0 indica o módulo da magnetização de saturação do sistema, enquanto os versores $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ representam as direções cartesianas x, y e z .

No entanto, essa abordagem é insuficiente para descrever o movimento do skyrmion em si, uma vez que este é composto por um aglomerado de spins acoplados, enquanto a equação de Bloch descreve apenas a dinâmica de um spin individual. Contudo, a clareza de sua dedução auxilia na compreensão da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) (LAKSHMANAN, 2011), que será detalhada a seguir.

1.5 Equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG)

Para uma dinâmica com mais spins, que é o caso estudado, a equação que rege toda a movimentação é a de Landau-Lifshitz-Gilbert (LAKSHMANAN, 2011), nomeada em homenagem aos cientistas Lev Landau (LANDAU; LIFSHITZ, 1976), Evgeny Lifshitz (LIFSHITZ; PITAEVSKII, 1980) e Thomas L. Gilbert (GILBERT, 2004). Ao contrário da equação de Bloch, ela possui um parâmetro de amortecimento específico conhecido como parâmetro de *damping*, adicionado por Gilbert.

Em 1928, Werner Heisenberg (HEISENBERG, 1928) identificou a interação de troca entre os momentos de spin, o que gera uma magnetização líquida. Embora muitas teorias

sobre o magnetismo já estivessem solidificadas naquela época, a variação temporal da magnetização ainda carecia de estudos aprofundados, campo que teve grande crescimento em 1935 com o artigo de Landau e Lifshitz. A formulação proposta inicialmente, chamada de equação de Landau-Lifshitz (LL) (LANDAU; LIFSHITZ, 1935), foi escrita como

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \lambda\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1.2)$$

onde γ é a razão giromagnética, λ é o parâmetro de amortecimento fenomenológico e $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ é o campo efetivo, que engloba tanto o campo externo quanto energias internas, como a interação de troca e a anisotropia magnética.

Posteriormente, em 1955 (GILBERT, 2004), Gilbert propôs a substituição desse termo por um amortecimento dependente da derivada temporal da magnetização, tornando o parâmetro intrínseco às propriedades do material. A equação passou a ser

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right]. \quad (1.3)$$

Nesta modificação, α representa o parâmetro de amortecimento de Gilbert, que depende do material estudado.

A equação LLG descreve um cenário mais geral da magnetização e é amplamente utilizada no estudo do micromagnetismo em materiais ferromagnéticos. Ela descreve a precessão da magnetização em torno de um campo efetivo e sua estabilização, levando em conta energias internas. Alguns modelos estendem essa relação para incluir o efeito de transferência de torque por spins polarizados (STT) a partir de correntes elétricas. A adição desse termo é um dos pontos altos deste trabalho, no qual as simulações utilizam a equação LLG em conjunto com o torque de Slonczewski (SLONCZEWSKI, 1996).

1.6 Torque de transferência de spin (STT)

Em 1996, Slonczewski (SLONCZEWSKI, 1996) e Berger (BERGER, 1996) previram que correntes fluindo em multicamadas magnéticas poderiam exercer um efeito sobre o estado magnético mais efetivo que os campos de Oersted. Tradicionalmente, a comutação magnética (inversão ou alteração da magnetização) é realizada via campos magnéticos externos, que devem possuir magnitude superior à força coerciva do material.

Este fenômeno é denominado Torque de Transferência de Spin (STT, do inglês *Spin Transfer Torque*) (STILES; ZANGWILL, 2002). Na spintrônica, o STT ocorre quando uma corrente de elétrons polarizados transfere momento angular para uma estrutura magnética, como o skyrmion. Essa interação induz o movimento dessas quase-partículas de forma eficiente.

Esse efeito fundamenta diversas pesquisas e dispositivos eletrônicos atuais, como as memórias magnetoresistivas de acesso aleatório (MRAM) (BHATTI et al., 2017). Enquanto

as MRAM convencionais utilizam campos magnéticos para a inversão de bits, a tecnologia STT permite realizar essas mesmas operações utilizando baixas densidades de corrente. Esse modelo de STT-MRAM é alvo de investigação por grandes empresas, como Intel e TechInsights, que buscam a otimização de dispositivos de memória.

Neste projeto, utilizaremos o modelo de Slonczewski ([SLONCZEWSKI, 1996](#)), que calcula o torque a partir de multicamadas onde o spin é polarizado e, em conjunto com a equação LLG, permite descrever a dinâmica do skyrmion sob a ação de uma corrente. Em contraste, no modelo de Zhang-Li ([ZHANG; LI, 2004](#)), os elétrons passam por uma única camada magnética e interagem com a sua textura interna. Essa interação contínua gera o torque capaz de mover as quase-partículas. Ambos os modelos permitem simular a trajetória, estabilidade e velocidade do skyrmion em dispositivos nanomagnéticos.

1.7 Micromagnetismo e Dinâmica micromagnética

O micromagnetismo ([SILVA, 2008](#)) é uma das teorias fundamentais para o estudo de skyrmions e sua dinâmica — além de outras texturas magnéticas como paredes de domínio e domínios magnéticos — estruturas essenciais para aplicações em memórias magnéticas e dispositivos spintrônicos. Essa teoria combina princípios da mecânica quântica, termodinâmica e eletrodinâmica para descrever quantitativamente a evolução espaço-temporal da magnetização em materiais ferromagnéticos. Seu formalismo surge da interação de troca, mecanismo quântico que governa o alinhamento (ou anti-alinhamento) de spins em materiais magnéticos.

No início dos estudos micromagnéticos, diversos aspectos eram negligenciados e os materiais estudados eram idealizados ([AHARONI, 2001](#)), o que significa que eram considerados livres de defeitos internos. Essa aproximação de “corpo perfeito”, gerava discrepâncias nos resultados teóricos. Um dos maiores impasses dessa teoria inicial foi exposto em 1945 ([BROWN, 1945](#)) através do Paradoxo de Brown: Brown teorizou que a coercividade (H_c), que mede a resistência do material à reversão magnética, possuía um limite teórico inferior. Contudo, os valores experimentais eram consistentemente muito menores do que o limite previsto, justamente devido à negligência das imperfeições estruturais da amostra.

Apesar disso, o micromagnetismo demonstrou grande relevância em áreas como a gravação magnética ([BERTRAM, 1986](#)). Isso ocorreu porque, para essas aplicações, o tamanho nanométrico das partículas permitiu que os efeitos das imperfeições negligenciadas se tornassem irrelevantes, evidenciando as vantagens da teoria micromagnética neste nicho tecnológico.

Para o estudo realizado, a dinâmica micromagnética é analisada a partir das equações já citadas anteriormente: a equação de Bloch e a LLG. Ambas descrevem a

evolução da magnetização, e essa dinâmica será aplicada ao skyrmion para observar seu comportamento e suas implicações no campo do micromagnetismo.

1.8 Fundamentação Teórica e Metodológica

Para compreender a dinâmica dos skyrmions, é necessário aprofundar-se nos fundamentos que serão apresentados no próximo capítulo. Nele, abordaremos a dedução da equação de Bloch (BLOCH, 1946) para a dinâmica da magnetização. Tal desenvolvimento, apresentado de forma simplificada, é fundamental para compreender a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) (GILBERT, 2004), uma formulação mais robusta da variação temporal da magnetização que descreve o movimento da textura magnética estudada.

No entanto, para a realização das simulações, não apenas a LLG é necessária, mas também a inclusão do Torque de Transferência de Spin (STT), especificamente através dos modelos de Slonczewski (SLONCZEWSKI, 1996) e de Zhang-Li (SLONCZEWSKI, 1996). Nesses tópicos, será discutido como a magnetização se comporta sob a influência de uma corrente elétrica.

Para a execução deste estudo, utilizaremos o software MuMax3, um programa de simulação micromagnética que permite visualizar o comportamento do skyrmion ao integrar a equação de movimento aos torques gerados pelo STT.

2 Metodologia

2.1 Dedução da equação de Bloch

Esta dedução é de extrema importância para as etapas subsequentes desta pesquisa, pois permite visualizar uma das formas da derivada temporal da magnetização e compreender melhor como se processa sua dinâmica.

2.1.1 Equação de movimento da magnetização

Para a dedução desta equação, utilizaremos as seguintes relações

$$\langle G \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho} \hat{G}), \quad (2.1)$$

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{-i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (2.2)$$

Essas equações (SALINAS, 2013) representam, respectivamente, a média de um observável e a derivada temporal da matriz de densidade ($\hat{\rho}$), ferramentas fundamentais para o desenvolvimento do cálculo.

Sendo $\hat{G}$ um observável (ou seja, um operador que representa uma grandeza física), podemos utilizar as Eq. (2.1) e Eq. (2.2) para encontrar a equação de movimento de $\langle G \rangle$. Derivando-a em relação ao tempo, obtemos

$$\frac{d\langle G \rangle}{dt} = \text{Tr} \left(\frac{d\hat{\rho}}{dt} \hat{G} + \hat{\rho} \frac{d\hat{G}}{dt} \right). \quad (2.3)$$

Substituindo a derivada temporal de $\hat{\rho}$ pela expressão da Eq. (2.2), chegamos a

$$\frac{d\langle G \rangle}{dt} = \text{Tr} \left(\frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] \hat{G} + \hat{\rho} \frac{d\hat{G}}{dt} \right) = \frac{1}{i\hbar} \text{Tr}(\hat{H} \hat{\rho} \hat{G} - \hat{\rho} \hat{H} \hat{G}) + \text{Tr} \left(\hat{\rho} \frac{d\hat{G}}{dt} \right). \quad (2.4)$$

Utilizando a propriedade cíclica do traço, $\text{Tr}(ABC) = \text{Tr}(CAB)$, podemos reorganizar os termos do comutador como

$$\frac{d\langle G \rangle}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \text{Tr}(\hat{\rho} \hat{G} \hat{H} - \hat{\rho} \hat{H} \hat{G}) + \text{Tr} \left(\hat{\rho} \frac{d\hat{G}}{dt} \right) = \frac{1}{i\hbar} \langle [\hat{G}, \hat{H}] \rangle + \left\langle \frac{d\hat{G}}{dt} \right\rangle. \quad (2.5)$$

Adotaremos o Hamiltoniano de spin, considerando o campo magnético externo constante $\mathbf{B}$

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \gamma \hbar (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}), \quad (2.6)$$

em que $\boldsymbol{\sigma}$ representa as matrizes de Pauli e γ é a razão giromagnética.

A magnetização é definida por

$$\mathbf{M} = \sum_i \gamma \hbar \mathbf{S}_i = N \gamma \hbar \langle \mathbf{S} \rangle, \quad (2.7)$$

sendo $\mathbf{S} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}$ e N o número de spins. A partir dessas relações, obtemos o ponto de partida para a equação de movimento da magnetização

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{1}{2} N \gamma \hbar \frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt}. \quad (2.8)$$

Como $\boldsymbol{\sigma}$ é um observável, podemos substituir $\hat{G}$ na Eq. (2.5). Considerando que $\boldsymbol{\sigma}$ não depende explicitamente do tempo ($d\boldsymbol{\sigma}/dt = 0$) e usando o Hamiltoniano da Eq. (2.6), temos

$$\frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \left\langle \left[\boldsymbol{\sigma}, -\frac{1}{2} \gamma \hbar (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}) \right] \right\rangle. \quad (2.9)$$

Substituindo este resultado na Eq. (2.8)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{N \gamma \hbar}{2i\hbar} \left\langle \left[\boldsymbol{\sigma}, -\frac{1}{2} \gamma \hbar (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}) \right] \right\rangle. \quad (2.10)$$

Para dar continuidade à dedução da equação de Bloch, utilizaremos a técnica de *coarse graining*, que consiste em reduzir os graus de liberdade de um sistema para simplificar sua representação sem abrir mão das características físicas essenciais ao fenômeno observado. A fim de correlacionar essas variáveis com a evolução temporal, aplicaremos o Teorema Fundamental do Cálculo no limite em que Δt tende a zero

$$\frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} = \frac{\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle_{t+\Delta t} - \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle_t}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt'} dt', \quad (2.11)$$

onde o termo Δt representa a duração do intervalo analisado, sendo este suficientemente curto para observar as flutuações da magnetização. A frequência fundamental de precessão é definida como $\omega_0 = \gamma B_0$; contudo, será analisado um regime de ressonância onde $\omega_0 = \gamma B_0 = \gamma B_1$. Nesse regime, $\omega \approx \omega_0$, o campo oscilante B_1 e a precessão da magnetização possuem o mesmo sentido de rotação.

Nesta análise, o período de precessão deve ser curto o bastante para garantir uma variação constante da magnetização no intervalo Δt , mas suficientemente longo para que as flutuações aleatórias se cancelem. Isso assegura que os efeitos de relaxamento se manifestem como uma taxa de variação conjunta ao campo de radiofrequência. Assim, estabelecemos as seguintes relações

$$\omega \Delta t \ll 1, \quad (2.12)$$

$$\omega_0 \Delta t \ll 1, \quad (2.13)$$

$$\omega \tau_c \ll 1. \quad (2.14)$$

A Eq. (2.13) garante que o intervalo de tempo seja muito menor do que o período necessário para que o momento de spin complete uma precessão em torno do campo estático. A

Eq. (2.12) assegura que o campo de radiofrequência não complete sequer uma fração de ciclo, permanecendo praticamente constante. Por fim, a Eq. (2.14) define o tempo de correlação τ_c , intervalo no qual o spin ainda preserva informações como a fase de precessão; esta condição garante que tal tempo seja muito curto, conferindo um caráter aleatório ao movimento do spin.

Para a dedução, parâmetros como a média e a covariância são fundamentais. A média do comportamento aleatório do campo magnético flutuante ($\mathbf{B}_\text{fl}$) é dada por

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} B_\text{fl}^\mu(t') dt' = 0. \quad (2.15)$$

A covariância, por sua vez, relaciona-se ao tempo de correlação, ou seja, ao intervalo em que o sistema retém informações do campo flutuante

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} dt' \int_t^{t'} dt'' B_\text{fl}^\mu(t') B_\text{fl}^\nu(t'') = \delta_{\mu\nu} K, \quad (2.16)$$

onde $\mu, \nu = x, y, z$, e K é uma constante que mensura a persistência do campo flutuante. A equação demonstra que a covariância só é não nula quando μ e ν coincidem, indicando campos na mesma direção.

Considerando o Hamiltoniano de spin da Eq. (2.6) e a derivada do operador matriz de densidade (Eq. (2.2)), definimos o campo total como $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_\text{fl}$, representando os campos estático, oscilante e flutuante, respectivamente. Assim, a Eq. (2.2) torna-se

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \left[-\frac{1}{2} \gamma \hbar (\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_\text{fl})), \hat{\rho} \right] = \frac{i\gamma}{2} [\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_\text{fl}), \hat{\rho}]. \quad (2.17)$$

Como primeira aproximação, os termos $\mathbf{B}_0$ e $\mathbf{B}_\text{fl}$ serão inicialmente negligenciados. Devido à evolução temporal unitária da matriz de densidade, utilizamos o *ansatz*

$$\rho(t + \Delta t) = U(\Delta t) \rho(t) U^\dagger(\Delta t), \quad (2.18)$$

em que $U(\Delta t) = e^{-i\hat{H}\Delta t/\hbar}$ é o operador de evolução temporal, resultando em

$$\rho(t + \Delta t) = e^{i(\frac{1}{2}\gamma \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)\Delta t} \rho(t) e^{-i(\frac{1}{2}\gamma \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)\Delta t}. \quad (2.19)$$

Pelas condições estabelecidas na Eq. (2.13) e pela definição de ω_0 , as exponenciais aproximam-se da unidade, de modo que $\rho(t + \Delta t) \approx \rho(t)$. Esta aproximação é crucial para as etapas seguintes, permitindo que $\hat{\rho}$ dependa apenas de t , e não de t' .

Aplicando as relações Eq. (2.1) e Eq. (2.5) na Eq. (2.11) para a evolução de $\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle$, obtemos

$$\frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt'} dt' = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{1}{i\hbar} \langle [\boldsymbol{\sigma}, \hat{H}(t')] \rangle \right) dt'. \quad (2.20)$$

Substituindo o Hamiltoniano

$$\frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{1}{i\hbar} \left\langle \left[\boldsymbol{\sigma}, -\frac{1}{2} \gamma \hbar (\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_\text{fl}(t'))) \right] \right\rangle \right) dt'. \quad (2.21)$$

Considerando apenas $\mathbf{B}_0$ e assumindo que $\hat{\rho}$ e $\mathbf{B}_0$ são independentes de t' , temos

$$\frac{d\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle}{dt} = \frac{i\gamma}{2\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \text{Tr}(\hat{\rho}[\boldsymbol{\sigma}, (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]) dt'. \quad (2.22)$$

Como o integrando é constante no intervalo, a integração é direta

$$\frac{d\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle}{dt} = \frac{i\gamma}{2\Delta t} \text{Tr}(\hat{\rho}[\boldsymbol{\sigma}, (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]) \Delta t = \frac{i\gamma}{2} \text{Tr}(\hat{\rho}[\boldsymbol{\sigma}, (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]). \quad (2.23)$$

Para prosseguir, analisamos a comutação entre as matrizes de Pauli e o produto escalar com o campo magnético estático. Como as componentes do campo são escalares, elas saem do comutador. Usamos a relação de comutação

$$[\sigma_k, \sigma_j] = 2i\epsilon_{kjl}\sigma_l, \quad (2.24)$$

onde ϵ_{kjl} é o tensor de Levi-Civita, que pode valer:

- $\epsilon_{kjl} = 1$ para permutações cíclicas,
- $\epsilon_{kjl} = -1$ para permutações anticíclicas,
- $\epsilon_{kkl} = 0$ quando há índices repetidos.

Reorganizando os termos, obtemos

$$\left[\sigma_k, \sum_j B_{0j}\sigma_j\right] = \sum_j B_{0j}[\sigma_k, \sigma_j] = \sum_j 2i\epsilon_{kjl} B_{0j}\sigma_l. \quad (2.25)$$

Essa equação representa os termos de um produto vetorial. De forma genérica, temos

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B})_i = \sum_{j,k} \epsilon_{ijk} A_j B_k. \quad (2.26)$$

Logo, a Eq. (2.23) resume-se a

$$\frac{d\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle}{dt} = \frac{i\gamma}{2} \text{Tr}(\hat{\rho}(2i) \sum_{j,l} \epsilon_{kjl} B_{0j}\sigma_l) = -\gamma \text{Tr}(\hat{\rho} \sum_{j,l} \epsilon_{kjl} B_{0j}\sigma_l) = \gamma \langle\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{B}_0\rangle. \quad (2.27)$$

E pela análise de que Δt é muito pequeno, podemos usar a mesma análise para $\mathbf{B}_1$, o que resulta em

$$\frac{d\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle}{dt} = \gamma \langle\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{B}_1\rangle. \quad (2.28)$$

Com essas duas equações juntas, obtém-se

$$\frac{d\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle}{dt} = \gamma \langle\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{B}\rangle. \quad (2.29)$$

Substituindo este resultado na Eq. (2.8)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{1}{2}N\gamma\hbar\gamma \langle\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{B}\rangle = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B}). \quad (2.30)$$

Chegando assim à primeira parte da equação, também conhecida como Precessão de Larmor: a precessão dos momentos magnéticos em torno de um campo efetivo.

Para a segunda parte da equação, analisaremos o termo $\mathbf{B}_f$, onde a aproximação para $\hat{\rho}$ não será feita. Isso ocorre porque, pela média Eq. (2.15), a integral do termo linear seria zero. Para contornar este problema, faremos uma expansão por perturbação, de forma que

$$\frac{d\hat{\rho}(t'')}{dt''} = -\frac{i}{\hbar}[\widehat{H}_{fl}(t''), \hat{\rho}(t'')] = \frac{i\gamma}{2}[\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t''), \hat{\rho}(t'')]. \quad (2.31)$$

Utilizando a aproximação até segunda ordem, em que $\hat{\rho}(t'') \approx \hat{\rho}(t)$, e integrando a equação Eq. (2.31), chegamos a

$$\hat{\rho}(t') - \hat{\rho}(t) = \frac{i\gamma}{2} \int_t^{t'} [\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t''), \hat{\rho}(t)] dt''. \quad (2.32)$$

Com essa equação podemos substituir na equação Eq. (2.20) para B_{fl} . Pelas relações das equações Eq. (2.12) e Eq. (2.13), $\mathbf{B}_0$ e $\mathbf{B}_1$ não contribuem significativamente para esta parte da dinâmica de relaxamento. Considerando apenas o termo de campo flutuante na Eq. (2.20)

$$\frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{i\gamma}{2} \langle [\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t')] \rangle \right) dt'. \quad (2.33)$$

Agora, substituímos $\hat{\rho}(t')$ usando a expansão da Eq. (2.32)

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} &= \frac{i\gamma}{2\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \text{Tr} \left(\left\{ \hat{\rho}(t) + \frac{i\gamma}{2} \int_t^{t'} [\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t''), \hat{\rho}(t)] dt'' \right\} [\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t')] \right) dt' \\ &= \frac{i\gamma}{2\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \text{Tr}(\hat{\rho}(t) [\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t')]) dt' \\ &\quad - \frac{\gamma^2}{4\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{t'} \text{Tr}([\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t''), \hat{\rho}(t)] [\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t')]) dt'' dt'. \end{aligned} \quad (2.34)$$

O primeiro termo se anula pela média zero do campo flutuante (Eq. (2.15)). Resta o termo de segunda ordem

$$\frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} = -\frac{\gamma^2}{4\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{t'} \text{Tr}([\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t''), \hat{\rho}(t)] [\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t')]) dt'' dt'. \quad (2.35)$$

Podemos simplificar o produto escalar entre os operadores de spin utilizando as matrizes de Pauli, reduzindo o termo ao comutador entre componentes de direções distintas. Aplicando a relação de comutação fundamental das matrizes de Pauli, obtemos para o segundo comutador dentro do traço

$$[\sigma_k, \sigma_\mu] B_{fl}^\mu(t') = 2i\epsilon_{k\mu l} B_{fl}^\mu(t') \sigma_l. \quad (2.36)$$

Onde se utiliza a convenção de soma de Einstein. Abrindo a primeira relação de comutação

$$[\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{fl}(t''), \hat{\rho}(t)] = B_{fl}^\nu(t'') [\sigma_\nu, \hat{\rho}(t)]. \quad (2.37)$$

Substituindo na Eq. (2.35)

$$\frac{d\langle\sigma_k\rangle}{dt} = -\frac{\gamma^2}{4\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{t'} \text{Tr}(B_{fl}^\nu(t'')[\sigma_\nu, \hat{\rho}(t)] 2i\epsilon_{k\mu l} B_{fl}^\mu(t') \sigma_l) dt'' dt'. \quad (2.38)$$

Reunindo as constantes e levando para fora as médias dos campos

$$\frac{d\langle\sigma_k\rangle}{dt} = -\frac{i\gamma^2}{2\Delta t} \epsilon_{k\mu l} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{t'} B_{fl}^\mu(t') B_{fl}^\nu(t'') \text{Tr}([\sigma_\nu, \hat{\rho}(t)] \sigma_l) dt'' dt'. \quad (2.39)$$

Olhando agora para o traço, que envolve o comutador entre σ_ν e $\hat{\rho}(t)$ multiplicado por σ_l

$$\text{Tr}([\sigma_\nu, \hat{\rho}(t)] \sigma_l) = \text{Tr}(\sigma_\nu \hat{\rho}(t) \sigma_l - \hat{\rho}(t) \sigma_\nu \sigma_l). \quad (2.40)$$

Pela propriedade cíclica do traço, $\text{Tr}(ABC) = \text{Tr}(CAB)$, podemos reorganizar o primeiro termo

$$\text{Tr}(\sigma_\nu \hat{\rho}(t) \sigma_l) = \text{Tr}(\hat{\rho}(t) \sigma_l \sigma_\nu). \quad (2.41)$$

Substituindo de volta na Eq. (2.40)

$$\text{Tr}([\sigma_\nu, \hat{\rho}(t)] \sigma_l) = \text{Tr}(\hat{\rho}(t) (\sigma_l \sigma_\nu - \sigma_\nu \sigma_l)) = \text{Tr}(\hat{\rho}(t) [\sigma_l, \sigma_\nu]). \quad (2.42)$$

Onde, como já foi feito anteriormente, a relação entre um comutador de duas matrizes de Pauli em direções diferentes é

$$[\sigma_l, \sigma_\nu] = 2i\epsilon_{l\nu\alpha} \sigma_\alpha. \quad (2.43)$$

Portanto

$$\text{Tr}([\sigma_\nu, \hat{\rho}(t)] \sigma_l) = 2i\epsilon_{l\nu\alpha} \text{Tr}(\hat{\rho}(t) \sigma_\alpha) = 2i\epsilon_{l\nu\alpha} \langle\sigma_\alpha\rangle. \quad (2.44)$$

Substituindo este resultado na expressão para $d\langle\sigma_k\rangle/dt$

$$\frac{d\langle\sigma_k\rangle}{dt} = -\frac{i\gamma^2}{2\Delta t} \epsilon_{k\mu l} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{t'} B_{fl}^\mu(t') B_{fl}^\nu(t'') (2i\epsilon_{l\nu\alpha} \langle\sigma_\alpha\rangle) dt'' dt'. \quad (2.45)$$

Simplificando as constantes ($-i \times 2i = 2$)

$$\frac{d\langle\sigma_k\rangle}{dt} = \frac{\gamma^2}{\Delta t} \epsilon_{k\mu l} \epsilon_{l\nu\alpha} \langle\sigma_\alpha\rangle \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{t'} B_{fl}^\mu(t') B_{fl}^\nu(t'') dt'' dt'. \quad (2.46)$$

A integral dupla sobre os campos, quando dividida por Δt e no limite de Δt grande comparado a τ_c mas pequeno para a dinâmica macroscópica, se relaciona com a covariância definida na Eq. (2.16). Assumindo um processo estacionário, temos

$$\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{t'} B_{fl}^\mu(t') B_{fl}^\nu(t'') dt'' dt' = \delta_{\mu\nu} K. \quad (2.47)$$

Assumindo esta forma para nosso intervalo Δt , obtemos

$$\frac{d\langle\sigma_k\rangle}{dt} = \gamma^2 \epsilon_{k\mu l} \epsilon_{l\nu\alpha} \langle\sigma_\alpha\rangle \delta_{\mu\nu} K = \gamma^2 K \epsilon_{k\mu l} \epsilon_{l\mu\alpha} \langle\sigma_\alpha\rangle. \quad (2.48)$$

Usamos agora a identidade do tensor de Levi-Civita: $\epsilon_{k\mu l}\epsilon_{l\mu\alpha} = \epsilon_{k\mu l}\epsilon_{\alpha\mu l} = -2\delta_{k\alpha}$ (para três dimensões). Portanto

$$\frac{d\langle\sigma_k\rangle}{dt} = \gamma^2 K (-2\delta_{k\alpha}) \langle\sigma_\alpha\rangle = -2\gamma^2 K \langle\sigma_k\rangle. \quad (2.49)$$

Em forma vetorial

$$\frac{d\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle}{dt} = -2\gamma^2 K \langle\boldsymbol{\sigma}\rangle. \quad (2.50)$$

Substituindo novamente na Eq. (2.8) para obter a contribuição para a magnetização

$$\left. \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right|_{\text{relax}} = \frac{1}{2} N \gamma \hbar \frac{d\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle}{dt} = \frac{1}{2} N \gamma \hbar (-2\gamma^2 K) \langle\boldsymbol{\sigma}\rangle = -N \gamma^3 \hbar K \langle\boldsymbol{\sigma}\rangle. \quad (2.51)$$

Usando a relação para a magnetização $\mathbf{M} = N \gamma \hbar \langle\mathbf{S}\rangle = \frac{1}{2} N \gamma \hbar \langle\boldsymbol{\sigma}\rangle$, temos $\langle\boldsymbol{\sigma}\rangle = \frac{2}{N \gamma \hbar} \mathbf{M}$. Substituindo

$$\left. \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right|_{\text{relax}} = -N \gamma^3 \hbar K \left(\frac{2}{N \gamma \hbar} \mathbf{M} \right) = -2\gamma^2 K \mathbf{M}. \quad (2.52)$$

Considerando a relação para o tempo de relaxação T

$$T^{-1} = 2\gamma^2 K, \quad (2.53)$$

em que T possui dimensão de tempo. Obtém-se então a seguinte expressão para a dinâmica do relaxamento

$$\left. \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right|_{\text{relax}} = -\frac{\mathbf{M}}{T}. \quad (2.54)$$

Para finalizar, devemos unir as contribuições da Eq. (2.30) (precessão) e da Eq. (2.54) (relaxamento), que descrevem as duas componentes da derivada da magnetização no tempo. Como mostrado anteriormente, a dinâmica está sujeita a dois tipos de interação diferentes: a primeira, responsável pela precessão, e a segunda, pelo relaxamento da magnetização. Como se trata da sobreposição de dois fenômenos físicos, devem-se combinar as contribuições individuais de cada termo para descrever a variação total, chegando-se à conclusão de que

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{B}) - \frac{\mathbf{M}}{T}. \quad (2.55)$$

Onde a segunda parte nos dá o relaxamento da dinâmica da magnetização. Isso quer dizer que é o tempo em que o sistema (momentos magnéticos) retornará ao equilíbrio, diminuindo a precessão em torno do campo magnético até que a magnetização tenha a mesma direção de um campo efetivo aplicado. Para dar mais precisão à equação Eq. (2.55), o parâmetro de relaxamento possui duas distinções: o tempo de relaxamento longitudinal (T_1) e o transversal (T_2). O primeiro atua no componente M_z (em torno de z), que relaxa para uma magnetização constante M_0 . O segundo atua no componente M_{xy} (no plano xy), que decai para zero, pois o campo efetivo está alinhado somente com o eixo z . A equação então fica

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{B}) - \left(\frac{M_x \hat{x} + M_y \hat{y}}{T_2} + \frac{(M_z - M_0) \hat{z}}{T_1} \right). \quad (2.56)$$

A dedução da Eq. (2.55) é feita sob simplificações, onde considera-se a magnetização de equilíbrio M_0 nula. Isso implica que o modelo não prevê o retorno do sistema a um estado de magnetização espontânea na ausência de campos externos, descrevendo apenas a dinâmica do vetor de magnetização do material em resposta ao campo aplicado. Quanto ao relaxamento, considera-se os tempos longitudinal e transversal iguais ($T_1 = T_2$), tratando os mecanismos de flutuação e dissipação como algo constante a fim de simplificar a descrição fenomenológica.

Para chegar na equação completa, teríamos que levar em consideração não só os campos flutuantes, mas também as interações spin-rede, que causam o relaxamento em z (T_1) e levam a magnetização ao equilíbrio M_0 . Além disso, devemos considerar a interação spin-spin presente no plano xy , onde o relaxamento (T_2) ocorre gerando uma defasagem e levando o momento magnético transversal a zero, restando apenas a componente em z .

2.2 De Bloch para Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG)

A equação de Bloch foi deduzida para entendermos a dinâmica que buscamos, o que é muito importante para este trabalho. Contudo, essa equação descreve sistemas macroscópicos de magnetização de spins fracamente interagentes, onde a dinâmica é dominada pela aplicação de um campo externo e do campo de radiofrequência. Isso a torna não viável para analisar o comportamento de uma estrutura complexa como o skyrmion. O motivo pelo qual ela é tão importante é que, através da sua simplicidade na dedução e na forma dos seus termos, conseguimos compreender melhor a Equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) (GILBERT, 2004; LIFSHITZ; PITAEVSKII, 1980; LANDAU; LIFSHITZ, 1976),

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right]. \quad (2.57)$$

A Equação de LLG, diferentemente da Equação de Bloch, descreve um sistema mais complexo em sólidos, onde os spins estão fortemente acoplados e a dinâmica da magnetização apresenta grandes diferenças. A derivada temporal da magnetização (a precessão) não se deve apenas a campos externos, mas sim a um Campo Efetivo ($\mathbf{H}_{\text{eff}}$) complexo que incorpora tanto o campo externo aplicado quanto as interações internas do material, como a interação de troca e a energia de anisotropia. Diferente da Equação de Bloch, onde o módulo da magnetização pode variar enquanto ela relaxa, na equação LLG a magnitude de $\mathbf{M}$ se mantém constante. Nesse caso, a magnetização não “encurta” em módulo; ela apenas precessa e vai se realinhando até chegar na direção de equilíbrio. Isso acontece porque consideramos o sistema no regime de magnetização de saturação (M_s), que é uma característica intrínseca do material e define o valor máximo (e constante) de $\mathbf{M}$ para aquela temperatura.

Outra grande diferença, que se manifesta nas formas distintas com que a magnetização é tratada nas duas equações, são os fatores de relaxamento e amortecimento, em que ambos agem de forma que o sistema entre em equilíbrio, mas com algumas diferenças. O relaxamento da Equação de Bloch ($\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\mathbf{M}_x + \mathbf{M}_y}{T_2} - \frac{\mathbf{M}_z - \mathbf{M}_0}{T_1}$) busca o estado de equilíbrio termodinâmico. O relaxamento longitudinal (T_1) é o processo que permite à magnetização retornar ao seu valor de equilíbrio ($\mathbf{M}_0$) (alinhado com o campo externo estático), enquanto o relaxamento transversal (T_2) governa a perda de coerência de fase entre os spins.

Já o termo de amortecimento de Gilbert ($\frac{\alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}]$) na Eq. (2.57) é um termo fenomenológico perpendicular ao vetor de magnetização ($\mathbf{M}$). Essa geometria garante a magnitude constante da magnetização ($|\mathbf{M}|$). Neste processo, as energias que geram a precessão sofrem dissipação, buscando, também, o estado de equilíbrio que é paralelo ao $\mathbf{H}_{\text{eff}}$. Isso ocorre porque o termo de amortecimento é perpendicular ao vetor de magnetização e aponta na direção em que $\mathbf{M}$ se alinharia com o $\mathbf{H}_{\text{eff}}$. O parâmetro fenomenológico α é o responsável por definir a taxa com que essa energia é dissipada.

Portanto, tendo os resultados obtidos da dedução da equação de Bloch, o estudo da equação de LLG torna-se mais fácil de ser tratado, usando a relação entre as duas equações e estudando onde estão as distinções em cada modelo para conseguir interpretar melhor os resultados obtidos da movimentação dos skyrmions.

2.3 LLG com STT de Slonczewski e Zhang-Li

Para observar a dinâmica dos skyrmions, notamos que a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) sozinha é insuficiente. Isso ocorre porque a magnetização tende ao equilíbrio, o que resultaria na textura magnética estudada (o skyrmion) ficando estática. Portanto, para induzir o movimento dessa quasipartícula, utilizamos modelos de Torque de Transferência de Spin (STT), como o modelo de Slonczewski (SLONCZEWSKI, 1996) e o modelo de Zhang-Li (ZHANG; LI, 2004), que forçam o movimento e impedem que o skyrmion apenas precesse em direção ao estado de equilíbrio da magnetização.

Os termos de torque são somados ao lado direito da equação de LLG. Isso ocorre porque esses torques surgem da injeção de uma densidade de corrente ($\mathbf{J}$) na camada ferromagnética. No modelo de Slonczewski, especificamente, esse torque é gerado pela interação da corrente ao atravessar o conjunto de camadas ferromagnéticas e camadas espaçadoras.

Para aplicá-los, precisamos primeiramente entender o que é o STT e como ele é gerado. Vamos começar com o modelo de Slonczewski (SLONCZEWSKI, 1996), onde o torque é gerado a partir de uma polarização de spin,

$$\mathbf{T}_{\text{STT}} = \tau_{\parallel} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + \tau_{\perp} \mathbf{m} \times \mathbf{p}. \quad (2.58)$$

Vamos analisar a primeira parte, o Torque Paralelo (também chamado de Damping-Like Torque), este torque é conhecido como Damping-Like (Semelhante ao Amortecimento). Ele é similar ao termo de amortecimento de Gilbert, mas possui o sinal oposto quando projetado na direção de dissipação. Sua função é minimizar ou compensar o amortecimento proveniente da equação LLG, de modo que o torque gerado na camada ferromagnética “livre” (em um modelo de multicamadas de Slonczewski) induza o movimento da quasipartícula.

Este torque atua no plano definido pelas direções $\mathbf{m}$ e $\mathbf{p}$, que são, respectivamente, a magnetização local e a polarização do spin (geralmente fixada pela camada vizinha). O torque tenta alinhar a magnetização $\mathbf{m}$ com a polarização de spin $\mathbf{p}$, o que gera uma transferência de momento angular e, conseqüentemente, um torque, resultando na movimentação de $\mathbf{m}$, pela conservação do momento angular.

Analisando a segunda parte da equação, temos o Torque Perpendicular (também chamado de Field-Like Torque), este torque perpendicular é conhecido como Field-Like (Semelhante ao Campo Magnético) por ser análogo a um torque exercido por um campo magnético efetivo. É geralmente um termo pequeno, mas está relacionado à direção na qual a precessão ocorre. Sua magnitude pode alterar a trajetória do skyrmion. Fisicamente, esta parte representa a interação de fase entre o spin do elétron e a magnetização. O torque é perpendicular ao plano $\mathbf{m-p}$, o que é garantido pelo produto vetorial.

Essa foi a forma de Slonczewski para a movimentação a partir de um torque de spin. Outra forma de ver esse mesmo fenômeno está na equação de Zhang-Li (ZHANG; LI, 2004), cuja equação é

$$\mathbf{T}_{\text{STT}} = -(\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m}. \quad (2.59)$$

Diferentemente da equação LLG padrão, esta equação para o Torque de Transferência de Spin ($\mathbf{T}_{\text{STT}}$) utiliza o gradiente da magnetização ($\nabla \mathbf{m}$), o que implica que o torque atua sobre a textura magnética completa (como paredes de domínio ou vórtices), e não se restringe a uma relação pontual com o spin do elétron. Na equação, $\mathbf{v}_s$ representa a velocidade de deriva de spin e é proporcional à corrente elétrica de spin.

Na primeira parte da equação representa o Torque de Transferência de Spin Adiabático. O produto escalar da velocidade de spin com o gradiente da magnetização $(\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m}$ move a textura magnética sem dissipação de energia. Este termo age de forma a transportar a configuração magnética (o gradiente) juntamente com a velocidade $\mathbf{v}_s$. Ele é chamado de adiabático porque assume que o spin do elétron se alinha instantaneamente à magnetização local, acompanhando a variação espacial lentamente.

Na segunda parte, o parâmetro β aparece. Ele é um parâmetro de acoplamento não-adiabático, distinto do parâmetro de amortecimento de Gilbert α da equação LLG padrão, mas com função similar no que tange à dissipação. Ele controla a dissipação de

energia que ocorre nesta parte da equação, que é não-adiabática, ou seja, envolve interações mais complexas e desalinhamento dos elétrons ao longo do caminho.

O termo $\beta \mathbf{m} \times (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m}$, que é o Torque Semelhante ao Amortecimento, é o responsável pela inversão ou excitação da magnetização. O produto vetorial garante que ele seja perpendicular ao primeiro termo e à magnetização $\mathbf{m}$, permitindo que ele atue como um amortecimento adicional ou, crucialmente, como um amortecimento negativo que impulsiona a inversão.

Em um experimento real, para definir qual equação é válida, precisamos analisar a estrutura do dispositivo. Para a realização do STT de Slonczewski, é necessário um sistema de multicamadas, no qual uma camada ferromagnética fixa atua como polarizadora para o spin proveniente da corrente aplicada (geometria perpendicular ao plano). Já no modelo de Zhang-Li, essa densidade de corrente deve fluir no plano do próprio material ferromagnético (geometria no plano), interagindo com a magnetização local e levando a uma movimentação de toda a textura magnética ao longo do material.

Essas duas formas de Torque de Transferência de Spin (STT), quando somadas à equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), resultam nas seguintes equações modificadas, que descrevem a dinâmica da magnetização sob a influência da corrente de spin,

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = & -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \\ & + \tau_{\parallel} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + \tau_{\perp} \mathbf{m} \times \mathbf{p}, \end{aligned} \quad (2.60)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = & -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \\ & - (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{m}. \end{aligned} \quad (2.61)$$

2.4 Mumax3

Para o estudo da dinâmica de skyrmions, torna-se necessário o uso de programas que permitam simular esse fenômeno e observar seu comportamento. O software escolhido foi o Mumax3 ([VANSTEENKISTE et al., 2014](#)) que, por ser um padrão na comunidade científica, possibilita simulações de diversas texturas magnéticas e oferece amplas funcionalidades para o estudo do micromagnetismo.

O Mumax3 é baseado em GPU e acelerado por CUDA, o que garante velocidade e precisão. Ele foi desenvolvido na Universidade de Ghent, na Bélgica, pelo grupo DYNAMAT. Para este trabalho, estudamos os workshops ([MuMax3 Team, 2026](#)) disponibilizados pelos

```

1 SetGridsize(128, 32, 1)
2 SetCellsize(500e-9/128, 125e-9/32, 3e-9)
3
4 Msat = 800e3
5 Aex = 13e-12
6 alpha = 0.02
7
8 m = uniform(1, .1, 0)
9 relax()
10 save(m) // relaxed state
11
12 autosave(m, 200e-12)
13 tableautosave(10e-12)
14
15 B_ext = vector(-24.6E-3, 4.3E-3, 0)
16 run(1e-9)

```

Listing 2.1 – No código, observa-se nas primeiras linhas as definições da geometria. Na segunda parte, são adicionados os parâmetros do material estudado. Já na terceira parte, definem-se a magnetização inicial, o relaxamento e as configurações de salvamento. A quarta parte detalha como os dados de saída serão salvos e, por último, é adicionado um campo magnético externo constante. Referência: ([MuMax3 Team, 2026](#))

próprios criadores, que demonstram desde a instalação até exemplos avançados. Dentre esses, uma simulação de grande relevância para este projeto foi a que abordava o torque de transferência de spin (STT) no modelo de Slonczewski.

O Mumax3 usa o método de diferenças finitas para resolver as equações, dividindo a nossa geometria em pequenos cubos, que chamamos de células. Dentro de cada cubinho desses, a magnetização é considerada uniforme. O programa, então, calcula o campo efetivo somando todas aquelas interações que definimos no script (como troca, desmagnetização, anisotropia e Zeeman). Para ver como a magnetização evolui no tempo, ele resolve a equação de LLG numericamente em cada célula usando o método de Runge-Kutta. Como tudo isso é feito pela GPU, o processo é muito mais rápido e eficiente.

Para iniciarmos as programações, temos de definir a geometria da célula que vamos analisar Lst. 2.1. Logo após, definimos os parâmetros do material a ser estudado, como as energias de troca, a magnetização e os pontos específicos de cada simulação, conforme exemplificado no código:

Ao analisar a criação dos scripts, que são escritos em GoLang, e a forma como as simulações são geradas, pudemos desenvolver códigos para simular a movimentação dos skyrmions utilizando tanto o modelo de STT de Slonczewski quanto o modelo de Zhang-Li. Com os resultados obtidos, geramos os dados necessários para a criação de gráficos e para a realização de análises sobre o comportamento dessa textura, observando consequências da dinâmica, como o efeito Hall de skyrmions.

3 Resultados

Os resultados obtidos com as simulações do Mumax3 (EXL et al., 2014) (MULKERS; WAEYENBERGE; MILOŠEVIĆ, 2017) demonstram o comportamento estudado, o deslocamento a que os skyrmions são submetidos e as consequências trazidas à sua estrutura pelos modelos de STT explicados anteriormente. Com base nesses modelos e nas equações estudadas, foram realizadas quatro simulações, abrangendo dois tipos de skyrmions distintos: o tipo Bloch e o tipo Néel Fig. 4.

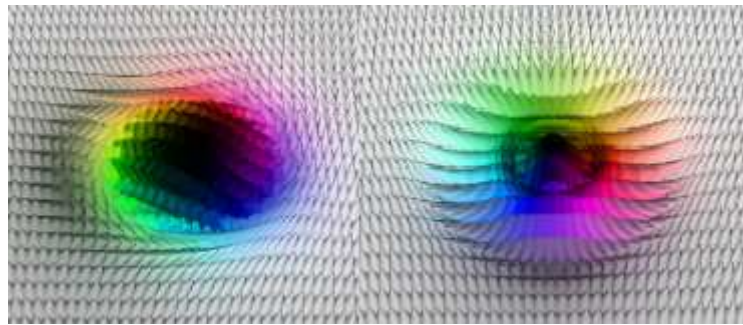


Figura 4 – Representação das texturas topológicas estudadas. (Esq.) Skyrmion de Bloch estabilizado por DMI de volume. (Dir.) Skyrmion de Néel estabilizado por DMI de interface.

Neste estudo, serão abordados os valores dos parâmetros referentes ao sistema de multicamadas de Cobalto sobre Platina (Co/Pt) (SAMPAIO et al., 2013)(Fig. 6)(256×10^{-9} m em x , mas com periodicidade, quando o skyrmion chega ao fim do eixo ele volta ao início, e 100×10^{-9} em y). Para realizar as simulações, são necessárias algumas informações como a magnetização de saturação (5.8×10^5 A/m), a constante de troca (15 pJ/m), a anisotropia (0.8×10^6 J/m³) e a interação DMI (3 a 3.5 mJ/M²), que dependem do material escolhido. Além disso, a densidade de corrente foi variada até um valor em que o skyrmion se estabilizasse ($-1,2 \times 10^{12}$ A/m²) e o seu movimento ocorresse.

Como o Co/Pt é um sistema de multicamadas, a interação entre as interfaces dos materiais gera skyrmions do tipo Néel. Isso acontece porque a interface entre o cobalto e a platina possui uma quebra de simetria de inversão, gerando um DMI interfacial Fig. 5, já nos skyrmions do tipo Bloch, o DMI não é interfacial, mas sim bulk (volumétrico), pois ocorre dentro do próprio material, como em um cristal quiral, o que também necessita de um campo magnético externo para estabiliza-lo, para que no material volumétrico a interação DMI não vença a energia de troca e quebre o skyrmion. Porém, para fins comparativos, utilizaremos os parâmetros vindos do Co/Pt também para essa quasipartícula, com o objetivo de entender as diferenças nas dinâmicas entre os dois tipos.

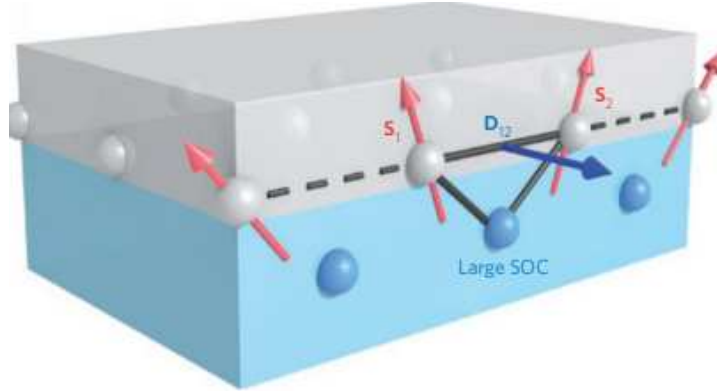


Figura 5 – Esquema da interação DMI interfacial na estrutura Co/Pt. O átomo de Platina (azul) provê o forte acoplamento spin-órbita necessário para gerar o vetor $\mathbf{D}_{12}$, que resulta na configuração quiral de Néel devido à quebra de simetria na interface com o Cobalto (cinza). Fonte: (FERT; CROS; SAMPAIO, 2013)

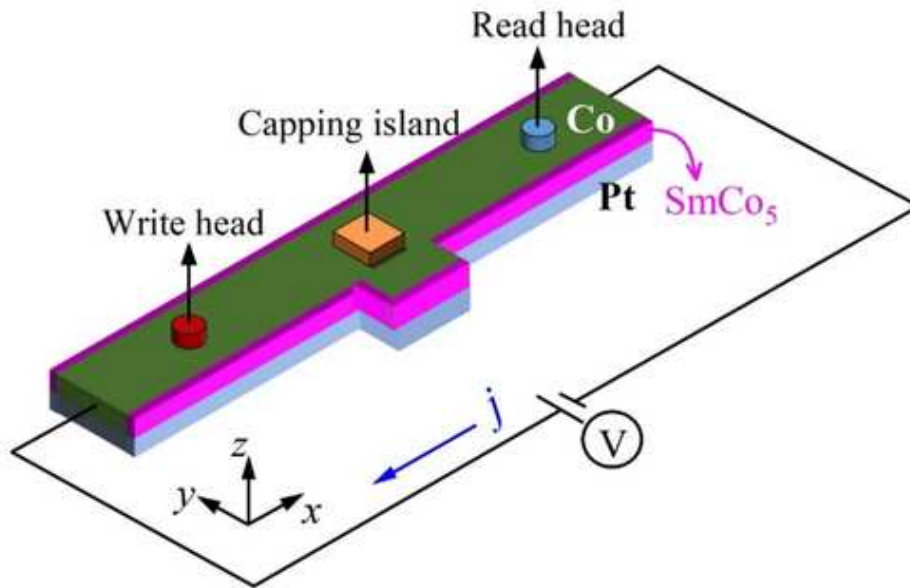


Figura 6 – Representação esquemática de uma pista magnética (racetrack) de Co/Pt para dispositivos lógicos. O diagrama detalha a cabeça de escrita (write head), responsável pela geração de skyrmions, e a cabeça de leitura (read head), que detecta a presença dos bits magnéticos. A ilha de cobertura (capping island) é estrategicamente posicionada para induzir anisotropia magnética não homogênea, controlando a trajetória e a estabilidade da informação. Fonte: (ZHANG et al., 2020)

3.1 Dinâmica do Skyrmion de Bloch

Para a simulação da dinâmica do skyrmion de Bloch, utilizou-se a interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) do tipo bulk, responsável por gerar texturas magnéticas que atuam de forma volumétrica no material, além de adicionar um campo externo

para garantir a estabilidade do skyrmion. o campo magnético externo é exigido para estabilizar skyrmions de Bloch porque materiais com DMI de volume possuem um eixo de fácil magnetização no plano em campo zero, sendo necessário o campo para orientar a magnetização para fora do plano e permitir a formação da fase de skyrmions.

3.1.1 Dinâmica com STT de Zhang-Li

Na primeira simulação (Fig. 7), aplicou-se o modelo de STT de Zhang-Li, conforme a Eq. (2.61), no qual a corrente elétrica injetada atua diretamente sobre o gradiente da magnetização.

Embora o skyrmion se desloque ao longo da direção x apresentando um crescimento linear, o foco principal deste estudo recai sobre o seu comportamento transversal. A análise temporal demonstra que ocorre uma deflexão contínua no eixo y , conforme ilustrado no gráfico da evolução espacial. Esse deslocamento em y evidencia claramente a mudança de trajetória da textura magnética, que também pode ser observada visualmente na (Fig. 8). Tal deflexão é uma manifestação direta do Efeito Hall de Skyrmion (SkHE), responsável por desviar a trajetória da quasipartícula em direção às bordas da amostra enquanto ela avança longitudinalmente em x .

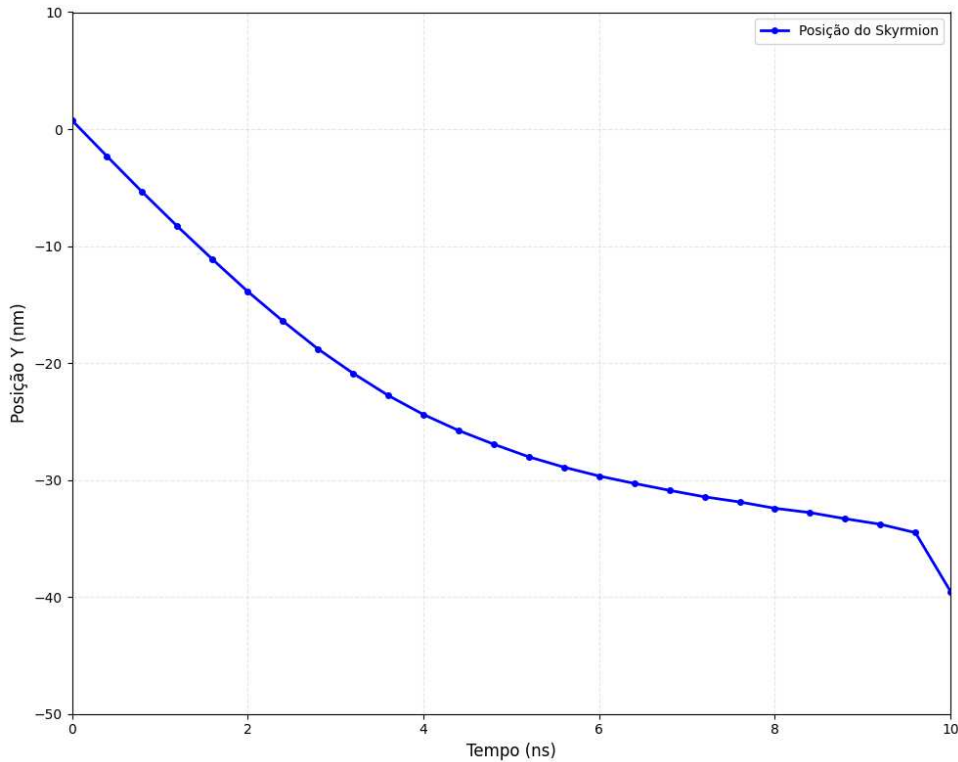


Figura 7 – Dinâmica de translação de um skyrmion de Bloch sob o torque de transferência de spin (STT) de Zhang-Li. A imagem ilustra o deslocamento da textura magnética impulsionado pela interação da corrente com o gradiente de magnetização.

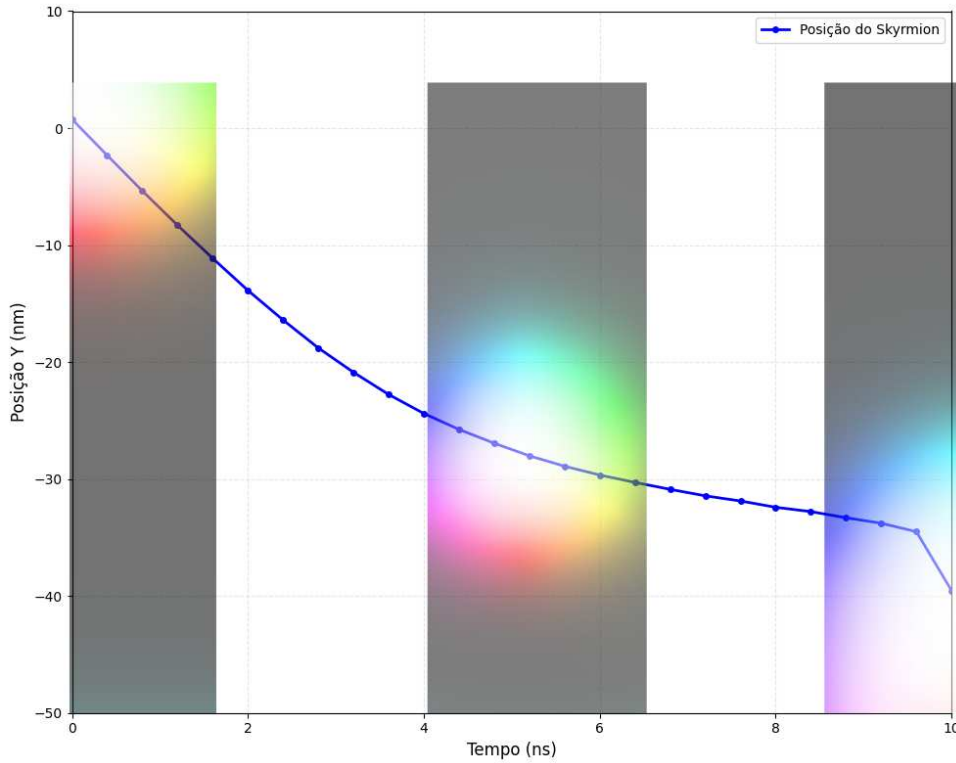


Figura 8 – Evolução temporal da posição de um skyrmion de Bloch sob a influência do torque de Zhang-Li. Os quadros exibem a configuração da magnetização no plano xy em três instantes: (a) estado inicial, (b) estágio intermediário da trajetória e (c) estado final do movimento.

A dinâmica prossegue até que a proximidade com a borda se torna crítica. Nesse estágio, o movimento cessa e a estrutura do skyrmion é rompida (aniquilada) devido às interações de borda e à influência da corrente aplicada.

Os parâmetros que governam a magnitude do SkHE no modelo de Zhang-Li são o amortecimento de Gilbert (α) e o parâmetro de não adiabaticidade (β), além da densidade de corrente. Nesta pesquisa, as constantes foram selecionadas para mimetizar experimentos reais em ferromagnetos (como o sistema Co/Pt), visando descrever o comportamento do skyrmion em dispositivos do tipo *racetrack*. A deflexão observada, bem como a manutenção da integridade da estrutura até o limite da borda, demonstra a estabilidade da quasipartícula sob as condições escolhidas; parâmetros inadequados resultariam em deformação excessiva ou na aniquilação prematura do skyrmion.

3.1.2 Dinâmica com o STT de Slonczewski

A segunda simulação (Fig. 9) utiliza o modelo de Slonczewski, conforme a Eq. (2.60), para descrever a dinâmica da estrutura. Para a implementação numérica, removeram-se os parâmetros do modelo de Zhang-Li e incluíram-se os termos referentes a uma camada fixa (*fixed layer*), responsável pela polarização da corrente de spin. Entre os novos parâmetros,

destaca-se o ϵ' (*epsilon prime*). Diferente do modelo anterior, a transferência de torque aqui ocorre de forma interfacial, exigindo uma estrutura de multicamadas para polarizar o spin antes de este interagir com a camada livre.

No gráfico, observa-se um comportamento qualitativamente semelhante ao do skyrmion de Bloch na simulação anterior: a quasipartícula é defletida lateralmente. O efeito SkHE é novamente evidenciado no gráfico, o que representa a deflexão no eixo y durante o deslocamento em x (Fig. 10).

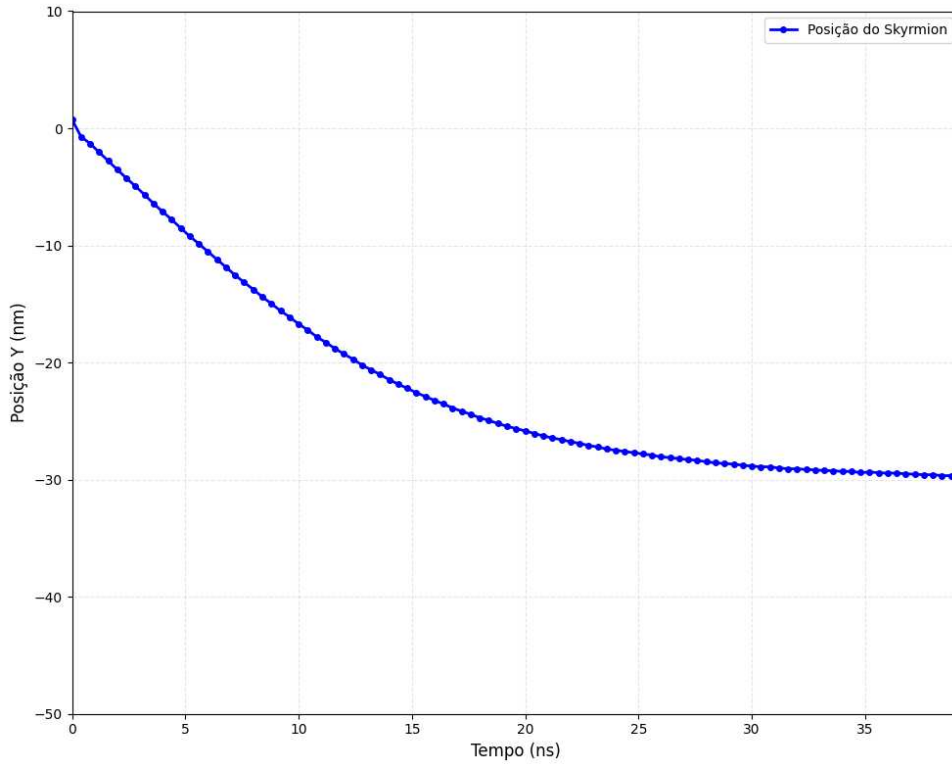


Figura 9 – Dinâmica de translação de um skyrmion de Bloch sob o torque de Slonczewski. A imagem ilustra o deslocamento da textura magnética impulsionado pela interação da corrente de spin proveniente do efeito Hall de spin ou de uma camada fixa.

Contudo, ao contrário da primeira simulação, a deflexão ocorre até um certo período, momento em que tanto o movimento em x quanto o em y tornam-se estático. A textura perde velocidade em seu deslocamento até o ponto em que observa-se sua estagnação.

Os parâmetros que governam essa dinâmica são a densidade de corrente e o amortecimento de Gilbert (α). A particularidade deste modelo, entretanto, reside no parâmetro ϵ' , associado ao torque perpendicular ($\tau_{\perp}$), também conhecido como *field-like torque*. Este termo atua de forma análoga a um campo magnético externo, alterando o balanço das forças transversais e permitindo o ajuste do ângulo de deflexão do skyrmion. Assim como no caso anterior, as constantes foram selecionadas para representar um cenário experimental real, validando a estabilidade da quasipartícula e sua trajetória característica

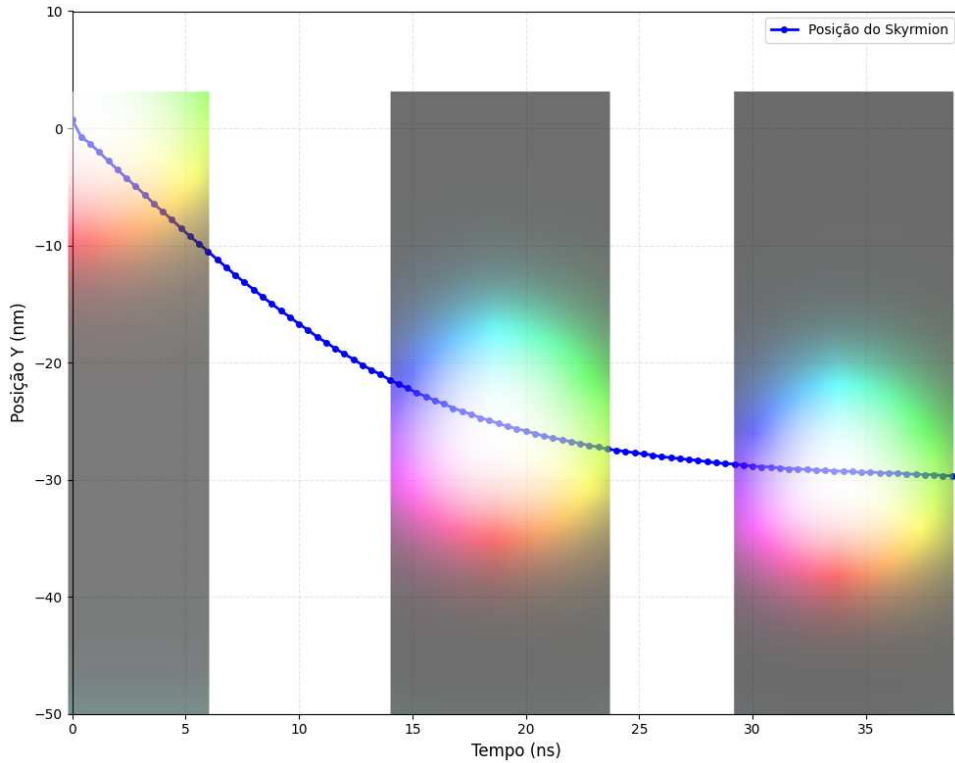


Figura 10 – Evolução temporal da posição de um skyrmion de Bloch sob a influência do torque de Slonczewski. Os quadros exibem a configuração da magnetização no plano xy em três instantes: (a) estado inicial, (b) estágio intermediário da trajetória e (c) estado final do movimento.

em dispositivos espintrônicos.

3.2 Dinâmica do Skyrmion de Neel

Para as simulações do skyrmion do tipo Néel, utiliza-se a interação DMI interfacial, o que significa que a quebra de simetria de inversão ocorre especificamente na interface entre o material ferromagnético e um metal pesado com forte acoplamento spin-órbita, gerando a textura magnética característica. Para a implementação computacional dessa estrutura, o comando de configuração da magnetização inicial foi alterado de BlochSkyrmion para NeelSkyrmion.

3.2.1 Dinâmica com STT de Zhang-Li

Nesta etapa (Fig. 11), a primeira simulação foi realizada utilizando o modelo de STT de Zhang-Li, conforme a Eq. (2.61), para uma configuração de Néel.

O comportamento do skyrmion do tipo Néel assemelha-se ao observado para o tipo Bloch na Fig. 7. A deflexão causada pelo efeito Hall de Skyrmion (SkHE) é persistente, sendo representada novamente pela curva do gráfico, que indica o deslocamento no eixo y .

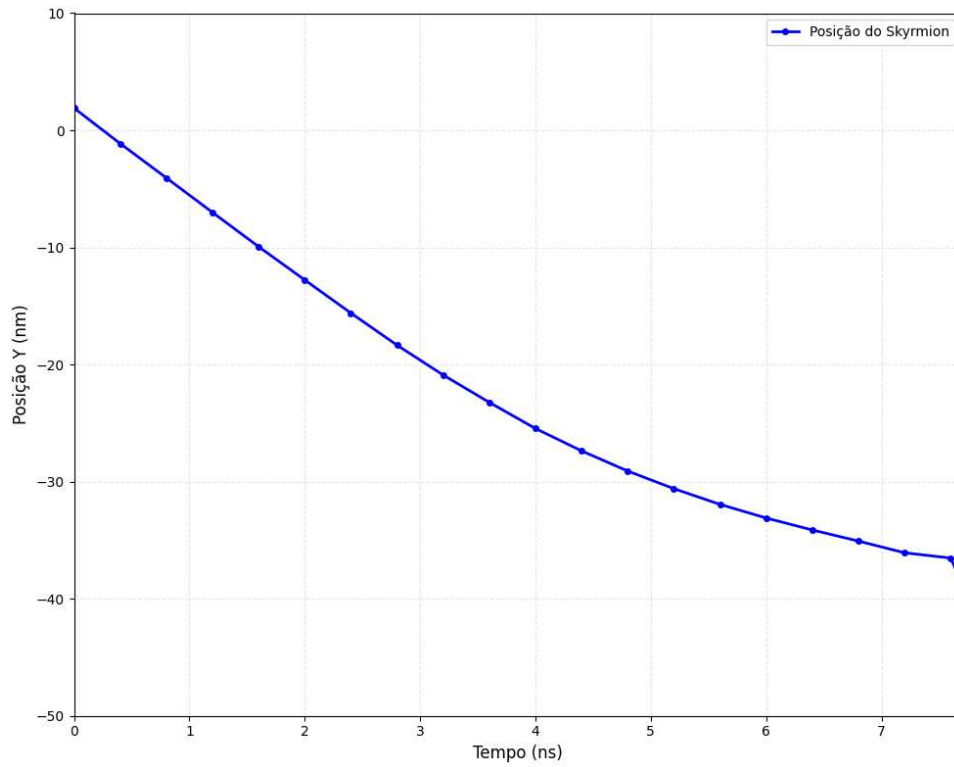


Figura 11 – Dinâmica de translação de um skyrmion de Néel sob o torque de transferência de spin (STT) de Zhang-Li. A imagem ilustra o deslocamento da textura magnética impulsionado pelo gradiente de magnetização.

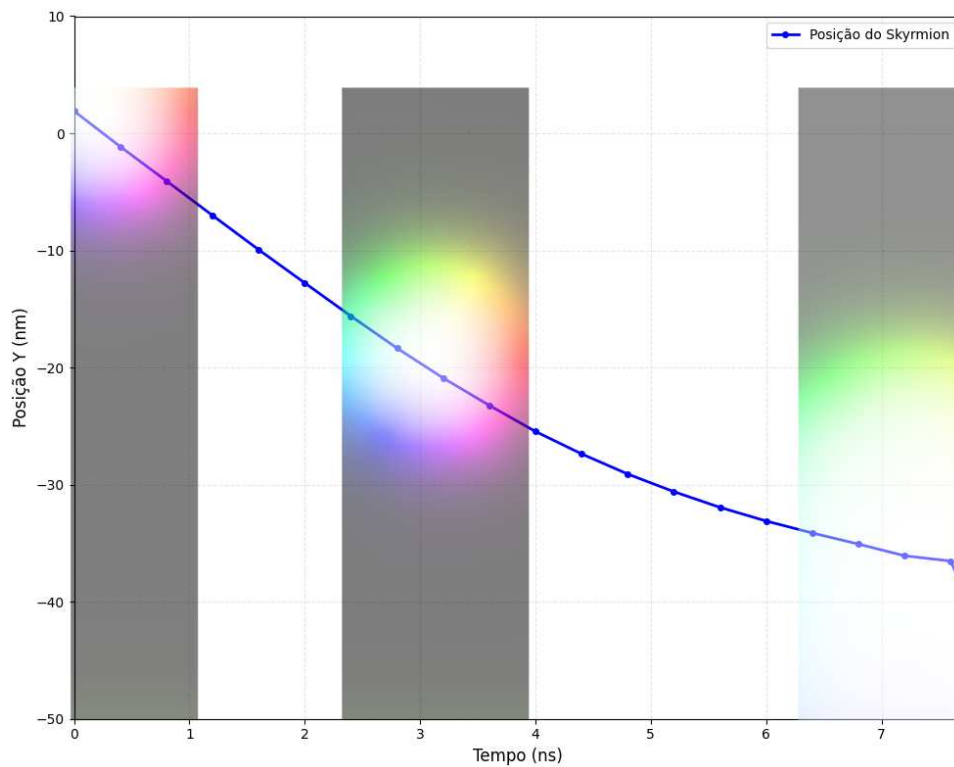


Figura 12 – Evolução temporal da posição de um skyrmion de Néel sob a influência do torque de transferência de spin (STT) de Zhang-Li. Os quadros exibem a configuração da magnetização no plano xy em três instantes distintos: (a) estado inicial, (b) estágio intermediário da trajetória e (c) estado final do movimento.

A quasipartícula apresenta uma deflexão lateral rápida, seguida de sua aniquilação nas bordas da amostra. Esse fenômeno decorre da competição entre a força de repulsão exercida pela borda, o torque de transferência de spin e a interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) (esta última responsável por sustentar a topologia da estrutura). A aproximação do skyrmion em relação às bordas (Fig. 12) resulta em um balanço de forças que o comprime contra a fronteira do sistema até que ocorra a perda da informação (aniquilação do bit magnético), além de que a textura é destruída com menor tempo do que o tipo Bloch, mostrando que ele sente mais a borda.

Nesta simulação, os parâmetros que governam o movimento são equivalentes aos aplicados ao caso de Bloch: o amortecimento de Gilbert (α), e novos o parâmetro como o de não adiabaticidade (β) e a densidade de corrente aplicada. Observa-se que o skyrmion sofre deformação ao se aproximar da borda devido às forças atuantes, e é aniquilado.

3.2.2 Dinâmica com o STT de Slonczewski

Para a última simulação (Fig. 13), analisou-se o efeito do STT de Slonczewski, conforme a Eq. (2.60), na dinâmica de um skyrmion do tipo Néel.

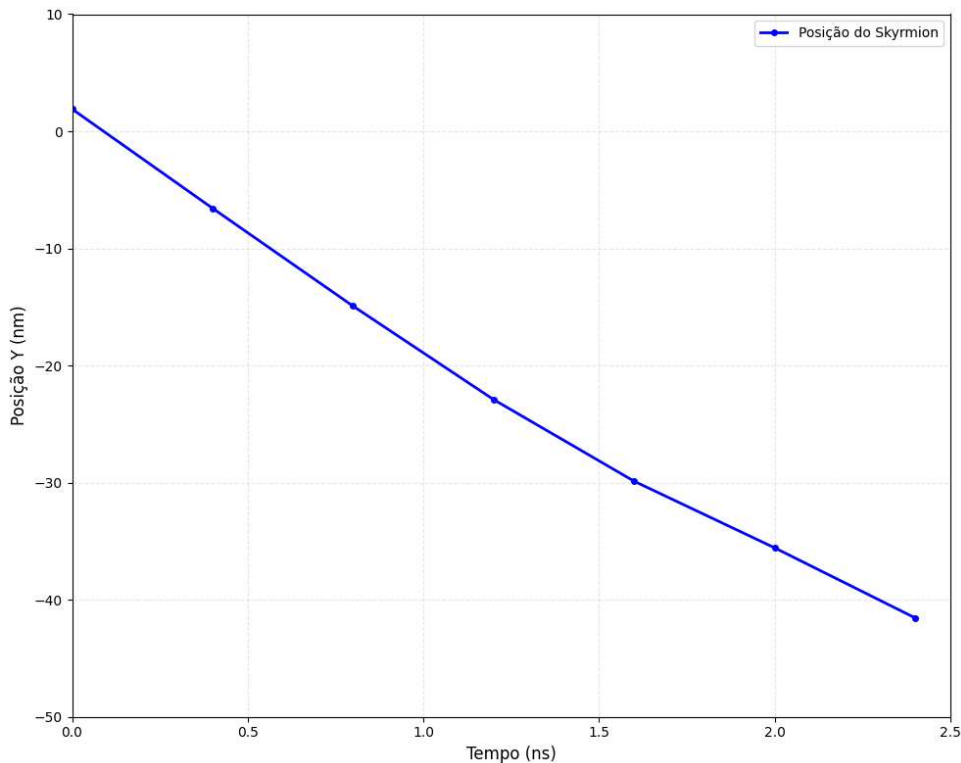


Figura 13 – Dinâmica de translação de um skyrmion de Néel sob o torque de Slonczewski. A imagem ilustra o deslocamento da textura magnética impulsionado pela corrente de spin injetada via efeito Hall de spin (SHE).

O comportamento observado difere substancialmente daquele exibido pelo skyrmion

de Bloch sob o mesmo torque (Fig. 9). No caso de Néel, a dinâmica manifesta-se em ambos os eixos (x e y) de forma menos estável em comparação aos modelos de Zhang-Li, resultando na perda de informação (aniquilação) ao atingir a vizinhança da borda da amostra de forma mais rápida.

Observa-se que o skyrmion apresenta um tempo de vida reduzido, sendo aniquilado precocemente após o início do movimento. Esse comportamento evidencia uma diferença fundamental entre os mecanismos de transferência de torque: enquanto o modelo de Zhang-Li (Fig. 6 e Fig. 11) proporciona maior estabilidade, o torque interfacial de Slonczewski induz instabilidades que levam à aniquilação prematura da textura magnética (Fig. 14). Consequentemente, neste cenário, o skyrmion perde a informação de forma quase instantânea, o que limita o alcance do transporte de dados.

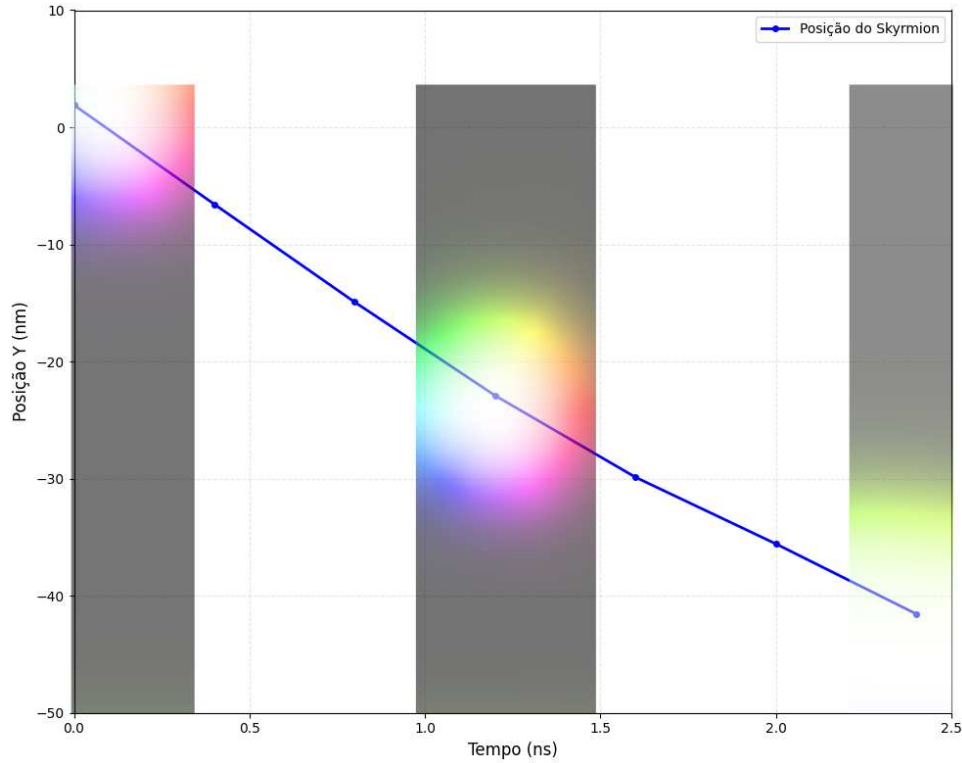


Figura 14 – Evolução temporal da posição de um skyrmion de Néel sob a influência do torque de Slonczewski. Os quadros exibem a configuração da magnetização no plano xy em dois instantes: (a) estado inicial, (b) estágio intermediário da trajetória e (c) momento final.

Assim como na simulação anterior para o tipo Bloch, os parâmetros que governam o SkHE são a densidade de corrente e o amortecimento de Gilbert. No entanto, destaca-se novamente o papel do parâmetro ϵ' , que permite ajustar a resposta da quasipartícula às forças laterais decorrentes do torque perpendicular (*field-like torque*).

3.3 Comparação dos modelos e dos experimentos reais

Como observado nas simulações, o comportamento sob o modelo de Zhang-Li apresenta similaridades entre os tipos de estruturas; os skyrmions atingem maior velocidade, permitindo uma locomoção mais eficiente pelo material (Fig. 7 e Fig. 11). Apesar da eventual aniquilação nas bordas, este modelo demonstra uma dinâmica mais favorável para aplicações em *racetrack memory*, devido à sua maior estabilidade para levar a textura.

Em contrapartida, os resultados indicam que o modelo de Slonczewski (Fig. 9 e Fig. 13) tende a imprimir uma locomoção mais lenta à quasipartícula ou levar à sua aniquilação precoce. Além disso, a Fig. 9 demonstra a tendência do skyrmion de se fixar ao ter uma aproximação às bordas ou a perda da informação magnética (fenômeno também observado no modelo anterior). Tais limitações reforçam a necessidade de estudos voltados a contornar esses efeitos. O desvio na trajetória causado pelo SkHE é, em certas condições, contrabalanceado pela força de repulsão das bordas.

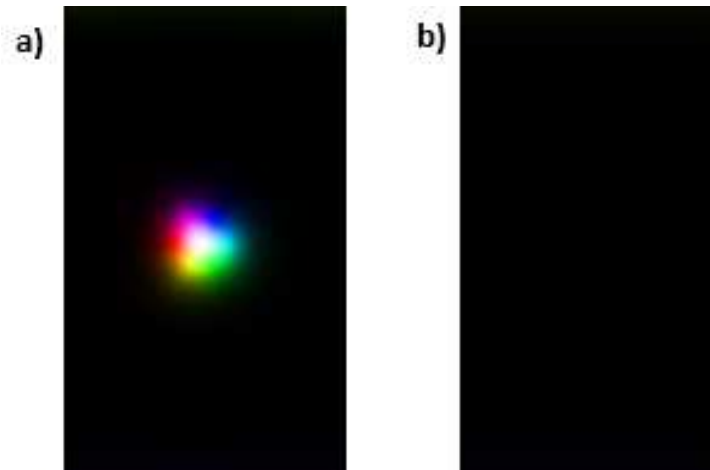


Figura 15 – Evolução temporal da posição de um skyrmion de Néel sob a influência do torque de Zhang-Li em regime de alta densidade de corrente. Os quadros exibem a configuração da magnetização no plano xy em três instantes: (a) estado inicial; (b) estado final do movimento, evidenciando a aniquilação da textura magnética devido à colisão com a borda.

Consequentemente, com base nos resultados obtidos, o modelo de Zhang-Li demonstra melhor adaptação aos requisitos de dinâmica de dispositivos magnéticos. Entretanto, é fundamental contextualizar essas condições com cenários experimentais. No software MuMax3, o material é simulado como uma superfície ideal, livre de rugosidades ou defeitos estruturais que poderiam atuar como centros de *pinning*.

No software MuMax3, o material foi simulado como uma superfície ideal e, para fins de isolamento dos efeitos de torque e do SkHE. Em dispositivos reais, a presença de flutuações térmicas e rugosidades nas bordas atuaria de forma a modificar o limiar de estabilidade observado nas simulações. Conforme discutido na literatura, a rugosidade

das bordas tende a facilitar a expulsão do skyrmion ou aumentar a corrente de limiar necessária para o movimento.

Pode-se observar que, mesmo em uma superfície ideal, o aumento da densidade de corrente (de -1×10^{12} para -8×10^{12} A/m²) provoca uma deflexão brusca que supera a força de repulsão das bordas (Fig. 15), levando à destruição topológica do skyrmion. Assim, embora o modelo de Zhang-Li apresente maior estabilidade em correntes moderadas, existe um limite crítico onde a dinâmica lateral inviabiliza a integridade da informação.

E para finalizar, o sistema multicamada de Co/Pt, um dos materiais mais promissores para o desenvolvimento de dispositivos *racetrack*, há uma predileção pela formação de skyrmions do tipo Néel. Isso ocorre devido à presença da Interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) interfacial, que surge na fronteira entre o ferromagneto (Cobalto) e o metal pesado (Platina). Uma vez que o DMI interfacial é o mecanismo fundamental para a estabilização de texturas magnéticas com quiralidade radial, os skyrmions de Néel tornam-se os candidatos naturais e mais adequados para o transporte de bits magnéticos nesse sistema específico.

4 Conclusões e Perspectivas

O objetivo principal deste trabalho foi analisar a dinâmica de skyrmions sob a influência de diferentes modelos de Torque de Transferência de Spin (STT): Slonczewski e Zhang-Li, cuja relevância é amplamente fundamentada na literatura (LIU; LI, 2015).

Além da indução do movimento, um ponto crucial desta pesquisa foi a análise do Efeito Hall de Skyrmion (SkHE). Este fenômeno manifestou-se em todas as simulações, permitindo observar que a interação com as bordas afeta significativamente o deslocamento da quasepartícula, podendo resultar em deflexões acentuadas ou até mesmo na aniquilação da estrutura. Notou-se, ainda, que o SkHE apresentou uma influência sutilmente distinta entre as topologias de Néel e Bloch sob as condições simuladas.

No que diz respeito ao modelo que melhor se apresenta para a movimentação do Skyrmion, Zhang-Li mostrou-se o mais adequado para o transporte em dispositivos de memória. Devido à natureza do torque atuar no gradiente da magnetização, o skyrmion tendeu a atingir uma maior velocidade, o que é necessária para uma melhor forma de memória de processamento.

O principal desafio para a viabilização tecnológica, especialmente em memórias racetrack (NIE et al., 2025), reside justamente no SkHE. Como evidenciado nas simulações utilizando o modelo de Slonczewski, o desvio lateral sistemático em direção às bordas pode comprometer a funcionalidade do dispositivo ao causar a destruição da informação magnética ou deixando com que a quasipartícula se fixasse na borda, isso por conta da baixa velocidade em que o torque transporta o skyrmion.

Dessa forma, as perspectivas para trabalhos futuros devem focar em estratégias que visem anular ou compensar o SkHE — como o uso de sistemas antiferromagnéticos sintéticos (SAF) ou o ajuste fino de parâmetros de anisotropia — buscando um movimento puramente longitudinal em relação à corrente. Tal controle tornaria o skyrmion plenamente viável para aplicações em larga escala no armazenamento e processamento de dados.

Adicionalmente, dada a natureza topológica da quasipartícula, há um campo crescente para investigações em sistemas quânticos, acompanhando a tendência de estudos que exploram o potencial da spintrônica avançada. Por fim, o domínio da plataforma MuMax3 abre portas para a exploração de outras texturas magnéticas, como paredes de domínio (*domain walls*). Os conhecimentos adquiridos neste trabalho servem como base sólida para a continuidade de pesquisas em micromagnetismo, permitindo o aprofundamento em fenômenos dinâmicos de diversas estruturas magnéticas.

Referências

- ABANOV, A.; POKROVSKY, V. L. Skyrmion in a real magnetic film. *Physical Review B*, American Physical Society, v. 58, p. R8889–R8892, 1998. Citado na página 13.
- AHARONI, A. Micromagnetics: past, present and future. *Physica B: Condensed Matter*, Elsevier, v. 306, n. 1-4, p. 1–9, 2001. Citado na página 19.
- AITCHISON, I. J. R. Tony skyrme and the origins of skyrmions. *Preprint*, 2019. Invited talk at “The First British-German Wilhelm and Else Heraeus Seminar” on Skyrmions in Magnetic Materials, Bad Honnef, Dec. 1-5, 2019. Available on the arXiv archive. Citado na página 13.
- BERGER, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, American Physical Society, v. 54, p. 9353–9358, Oct 1996. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.9353>>. Citado na página 18.
- BERTRAM, H. N. Fundamentals of the magnetic recording process. *Proceedings of the IEEE*, IEEE, v. 74, n. 11, p. 1494–1512, 1986. Citado na página 19.
- BHATTI, S. et al. Spintronics based random access memory: a review. *Materials Today*, Elsevier, v. 20, n. 9, p. 530–548, 2017. Citado na página 18.
- BLOCH, F. Nuclear induction. *Physical Review*, v. 70, p. 460–474, 1946. Citado 3 vezes nas páginas 16, 17 e 20.
- BROWN, W. F. Virtually spontaneous changes of magnetization. *Reviews of Modern Physics*, American Physical Society, v. 17, n. 1, p. 15–19, 1945. Citado na página 19.
- CHEN, G. Spin–orbitronics: Skyrmion hall effect. *Nature Physics*, v. 13, n. 2, p. 112–113, 2017. Citado 3 vezes nas páginas 14, 15 e 16.
- DZYALOSHINSKY, I. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, v. 4, n. 4, p. 241–255, 1958. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 16.
- EXL, L. et al. LaBonte’s method revisited: An effective steepest descent method for micromagnetic energy minimization. *Journal of Applied Physics*, v. 115, n. 17, p. 17D118, 2014. Disponível em: <<http://doi.org/10.1063/1.4862839>>. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 53.
- FERT, A.; CROS, V.; SAMPAIO, J. Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, v. 8, p. 152–156, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 34.
- FERT, A.; DAU, F. N. V. Spintronics, from giant magnetoresistance to magnetic skyrmions and topological insulators. *Comptes Rendus Physique*, Elsevier Masson, v. 20, n. 7-8, p. 817–831, 2019. Citado na página 14.
- FERT, A.; REYREN, N.; CROS, V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. *Nature Reviews Materials*, Nature Publishing Group, v. 2, n. 17031, 2017. Citado na página 13.

- GILBERT, T. Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials. *IEEE Transactions on Magnetism*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 40, n. 6, p. 3443–3449, nov. 2004. ISSN 0018-9464. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740>>. Citado 4 vezes nas páginas 17, 18, 20 e 28.
- HAAR, D. T. Simple derivation of the bloch equation. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 37, n. 3, p. 1164–1168, 1966. Citado na página 16.
- HALL, E. H. On a new action of the magnet on electric currents. *American Journal of Mathematics*, Johns Hopkins University Press, v. 2, n. 3, p. 287–292, 1879. Citado na página 15.
- HEISENBERG, W. Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physik*, Springer, v. 49, n. 9, p. 619–636, 1928. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01328601>>. Citado na página 17.
- KOSHIBA, W.; NAGAOSA, N. Theory of skyrmions in bilayer systems. *Scientific Reports*, Nature Publishing Group, v. 7, p. 42645, 2017. Citado na página 14.
- LAKSHMANAN, M. The fascinating world of the landau-lifshitz-gilbert equation: an overview. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, The Royal Society Publishing, v. 369, n. 1939, p. 1280–1300, 2011. Citado na página 17.
- LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. Zur theorie der dispersion der magnetischen permeabilität in ferromagnetischen körpern. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, v. 8, p. 153–164, 1935. Citado na página 18.
- LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. *Mechanics*. Third. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1976. v. 1. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 28.
- LIFSHITZ, E. M.; PITAEVSKII, L. P. *Statistical Physics, Part 2: Theory of the Condensed State*. 2nd. ed. Oxford: Pergamon Press, 1980. v. 9. (Course of Theoretical Physics, v. 9). ISBN 0080230725. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 28.
- LIU, Y.-H.; LI, Y.-Q. Dynamics of magnetic skyrmions. *Chinese Physics B*, IOP Publishing, v. 24, n. 1, p. 017506, jan 2015. ISSN 1674-1056. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1674-1056/24/1/017506>>. Citado na página 45.
- MORIYA, T. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. *Physical Review*, American Physical Society, v. 120, p. 91–98, 1960. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 16.
- MULKERS, J.; WAAYENBERGE, B. V.; MILOŠEVIĆ, M. V. Effects of spatially-engineered Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ferromagnetic films. *Physical Review B*, v. 95, n. 14, p. 144401, 2017. Disponível em: <doi.org/10.1103/PhysRevB.95.144401>. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 53.
- MuMax3 Team. *MuMax3: GPU-accelerated Micromagnetic Simulator*. 2026. Disponível em: <<https://mumax.github.io/>>. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.
- MÜHLBAUER, S. et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet. *Science*, v. 323, n. 5916, p. 915–919, 2009. Corrigido em 9 de setembro de 2011. Citado na página 13.

NIE, H. et al. Current-driven motion of magnetic domain-wall skyrmions. *arXiv preprint*, 2025. Preprint. Citado na página 45.

PARKIN, S. S. P.; HAYASHI, M.; THOMAS, L. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 320, n. 5873, p. 190–194, 2008. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1145799>>. Citado na página 13.

PSAROUDAKI, C.; PANAGOPOULOS, C. Skyrmion qubits: A new class of quantum logic elements based on nanoscale magnetization. *Physical Review Letters*, v. 127, n. 067201, 2021. Citado na página 14.

ROMMING, N. et al. Writing and deleting single magnetic skyrmions. *Science*, AAAS, v. 341, n. 6146, 2013. Citado na página 14.

SALINAS, S. R. A. *Introdução à mecânica estatística*. 2. ed. São Paulo: EDUSP, 2013. ISBN 978-8531405235. Citado na página 21.

SAMPAIO, J. et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nature Nanotechnology*, v. 8, n. 11, p. 839–844, Oct 2013. ISSN 1748-3395. Citado na página 33.

SILVA, N. M. O. e. *Simulação micromagnética de nanoestruturas*. Tese (Doutorado) — Universidade do Porto, 2008. Citado na página 19.

SLONCZEWSKI, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 159, n. 1-2, p. L1–L7, 1996. Citado 4 vezes nas páginas 18, 19, 20 e 29.

STILES, M. D.; ZANGWILL, A. Anatomy of spin-transfer torque. *Physical Review B*, American Physical Society, v. 66, n. 1, p. 014407, 2002. Citado na página 18.

STONE, M. The magnus force on skyrmions in ferromagnets and quantum hall systems. *Physical Review B*, APS, v. 53, n. 24, p. 16573–16578, 1996. Citado na página 15.

TAKASHIMA, R.; ISHIZUKA, H.; BALENTS, L. Quantum skyrmions in two-dimensional chiral magnets. *Physical Review B*, v. 94, p. 134415, 2016. Citado na página 14.

THOMSON, W. On vortex atoms. *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, v. 6, p. 94–105, 1867. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S037016460005080X>>. Citado na página 13.

VANSTEENKISTE, A. et al. The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, v. 4, n. 10, p. 107133, 2014. Citado na página 31.

ZANG, J. et al. Dynamics of skyrmion crystals in metallic thin films. *Physical Review Letters*, American Physical Society, v. 107, n. 13, p. 136804, 2011. Citado na página 13.

ZHANG, S.; LI, Z. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. *Physical Review Letters*, American Physical Society, v. 93, p. 127204, Sep 2004. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.127204>>. Citado 3 vezes nas páginas 19, 29 e 30.

ZHANG, S. et al. Manipulation of skyrmion motion dynamics for logical device application mediated by inhomogeneous magnetic anisotropy. *Physical Review Applied*, American Physical Society, v. 13, n. 4, p. 044005, Apr 2020. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.13.044005>. Citado na página 34.

Apêndices

APÊNDICE A – Simulação do STT de Slonczewski

Para mostrar como funciona o Torque de Transferência de Spin (STT) de Slonczewski, o Mumax3 (EXL et al., 2014) (MULKERS; WAEYENBERGE; MILOŠEVIĆ, 2017) (através dos códigos de exemplos apresentados no workshop oferecido pelos criadores) mostra como ocorre esse processo, demonstrando a troca de momentos magnéticos de um ponto a outro.

É possível visualizar a ação que o modelo de Slonczewski causa na magnetização. Nota-se, pela análise do gráfico, a mudança da magnetização no eixo x , e também é visto nas imagens como ocorre essa evolução ao longo do tempo.

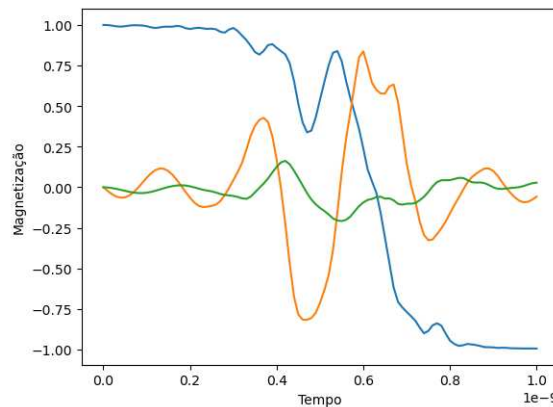


Figura 16 – Simulação do STT de Slonczewski

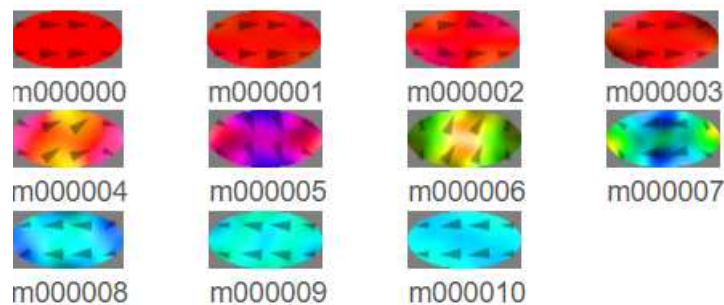


Figura 17 – Visualização da Simulação

```

1
2 sizeX := 160e-9
3 sizeY := 80e-9
4 sizeZ := 5e-9
5
6 Nx := 64
7 Ny := 32
8
9 setgridsize(Nx, Ny, 1)
10 setcellsize(sizeX/Nx, sizeY/Ny, sizeZ)
11 setGeom(ellipse(sizeX, sizeY))
12
13 Msat = 800e3
14 Aex = 13e-12
15 alpha = 0.01
16 m = uniform(1, 0, 0)
17
18 lambda = 1
19 Pol = 0.5669
20 epsilonprime = 0
21
22 angle := 20
23 px := cos(angle * pi/180)
24 py := sin(angle * pi/180)
25 fixedlayer = vector(px, py, 0)
26
27 Jtot := -0.008
28 area := sizeX*sizeY*pi/4
29 jc := Jtot / area
30 J = vector(0, 0, jc)
31
32 autosave(m, 100e-12)
33 tableautosave(10e-12)
34 run(1e-9)

```

Listing A.1 – Spin Transfer Torque de Slonczewski.

APÊNDICE B – Códigos das Simulações

B.1 Bloch: Zhang-Li

Este código detalha a implementação da simulação de um skyrmion de Bloch utilizando o modelo de Zhang-Li, conforme discutido na seção de resultados 3.1.1. Através desta rotina, foi possível simular o movimento de translação que fornece as bases para as Figuras 6 e 7, permitindo analisar como a densidade de corrente e os parâmetros magnéticos influenciam a trajetória da textura no material.

```

1
2 setgridsize(256,100,3)
3 setcellsize(1e-9,1e-9,1e-9)
4 setpbc(1,0,0)
5
6 Msat = 580e3
7 Aex = 15e-12
8 Dbulk = -3.0e-3
9 Ku1 = 0.8e6
10 AnisU = vector(0,0,1)
11 alpha = 0.05
12 B_ext = vector(0, 0 , -0.15)
13
14 DisableSlonczewskiTorque = True
15
16 m = Blochskyrmion(1, 1).transl(-40e-9,0,0)
17 minimize()
18
19 Pol = 0.4
20 xi = 0.2
21 j = vector(-1e12,0,0)
22
23 autosave(m,1e-10)
24 tableAutosave(1e-11)
25 tableAdd(ext_bubblepos)
26
27 run(15e-9)

```

Listing B.1 – Configuracao para skyrmion de Bloch com modelo Zhang-Li.

B.2 Bloch: Slonczewski

Este código detalhado para a simulação de um skyrmion de Bloch fundamentada no modelo de Slonczewski, conforme discutido na Seção 3.1.2. Esta rotina é responsável por descrever a dinâmica de translação que fundamenta os resultados desta seção e fornece os dados necessários para a geração das Figuras 8 e 9, permitindo a análise do comportamento da quasipartícula sob a influência de torques interfaciais.

```

1
2 setgridsize(256, 100, 3)
3 setcellsize(1e-9, 1e-9, 1e-9)
4 setpbc(1,0,0)
5
6 Msat = 580e3
7 Aex = 15e-12
8 Dbulk = -3.0e-3
9 AnisU = vector(0,0,1)
10 alpha = 0.05
11 Ku1 = 0.8e6
12 B_ext = vector(0, 0 , -0.15)
13
14 DisableZhangLiTorque = True
15
16 m = Blochskyrmion(1, 1).transl(-40e-9,0,0)
17 relax()
18
19 lambda = 1
20 Pol = 0.4
21 epsilonprime = 0.1
22
23 fixedlayer = vector(0, -1, 0)
24
25 J = vector(0, 0, -1e12)
26
27 autosave(m, 1e-10)
28 tableAutosave(1e-11)
29 tableAdd(ext_bubblepos)
30
31 run(10e-9)

```

Listing B.2 – Configuracao para skyrmion de Bloch com modelo Slonczewski.

B.3 Neel: Zhang-Li

Este código referente à simulação de um skyrmion de Néel utilizando o modelo de Zhang-Li. Esta rotina descreve a dinâmica que leva ao movimento da estrutura e fornece os dados necessários para a geração das Figuras 10 e 11, discutidas na seção de resultados 3.2, especificamente na subseção 3.2.1. O foco desta implementação é observar como o torque de transferência de spin (STT) atua sobre o gradiente da magnetização em texturas com paredes de domínio do tipo Néel, permitindo a análise de sua trajetória e estabilidade.

```
1
2 setgridsize(256,100,3)
3 setcellsize(1e-9,1e-9,1e-9)
4 setpbc(1,0,0)
5
6 Msat = 580e3
7 Aex = 15e-12
8 Dind = -3.0e-3
9 Ku1 = 0.8e6
10 AnisU = vector(0,0,1)
11 alpha = 0.05
12
13 DisableSlonczewskiTorque = True
14
15 m = neelskyrmion(1, 1).transl(-40e-9,0,0)
16 minimize()
17
18 Pol = 0.4
19 xi = 0.2
20 j = vector(-1e12,0,0)
21
22 autosave(m,1e-10)
23 tableAutosave(1e-11)
24 tableAdd(ext_bubblepos)
25
26 run(10e-9)
```

Listing B.3 – Configuracao para skyrmion de Neel com modelo Zhang-Li.

B.4 Neel: Slonczewski

Este código detalhado para a simulação de um skyrmion de Néel fundamentada no modelo de Slonczewski, conforme discutido na Seção 3.2.2. Esta rotina descreve a dinâmica de translação que fundamenta os resultados desta seção e fornece os dados necessários para a geração das Figuras 12 e 13, permitindo analisar o comportamento da quasipartícula sob a influência de torques de spin interfaciais em sistemas de multicamadas.

```

1
2 setgridsize(256, 100, 3)
3 setcellsize(1e-9, 1e-9, 1e-9)
4 setpbc(1,0,0)
5
6 Msat = 580e3
7 Aex = 15e-12
8 Dind = -3.0e-3
9 AnisU = vector(0,0,1)
10 alpha = 0.05
11 Ku1= 0.8e6
12
13 DisableZhangLiTorque = True
14
15 m = neelskyrmion(1, 1).transl(-40e-9,0,0)
16 minimize()
17
18 lambda = 1
19 Pol = 0.4
20 epsilonprime = 0.1
21
22 fixedlayer = vector(0, -1, 0)
23
24 J = vector(0, 0, -1e12)
25
26 autosave(m, 1e-10)
27 tableAutosave(1e-11)
28 tableAdd(ext_bubblepos)
29
30 run(10e-9)

```

Listing B.4 – Configuracao para skyrmion de Neel com modelo Slonczewski.

B.5 Neel: Zhang-Li aplicado em condições de experimentos reais

Este código utilizado para a simulação de um skyrmion de Néel sob o modelo de Zhang-Li, considerando um incremento na densidade de corrente. Esta rotina descreve a dinâmica de movimento que fundamenta os resultados da Seção 3.3, fornecendo os dados ilustrados na Fig. 14. O objetivo desta simulação é demonstrar o comportamento da quasipartícula em condições de alta densidade de corrente, evidenciando o limite crítico de estabilidade e a eventual aniquilação da estrutura nas bordas do material.

```
1 setgridsize(256,100,3)
2 setcellsize(1e-9,1e-9,1e-9)
3 setpbc(1,0,0)
4
5
6 Msat = 580e3
7 Aex = 15e-12
8 Dind = -3.0e-3
9 Ku1 = 0.8e6
10 AnisU = vector(0,0,1)
11 alpha = 0.05
12
13 DisableSlonczewskiTorque = True
14
15 m = neelskyrmion(1, 1).transl(-40e-9,0,0)
16 minimize()
17
18 Pol = 0.4
19 xi = 0.2
20 j = vector(-8e12,0,0)
21
22 autosave(m,1e-10)
23 tableAutosave(1e-11)
24 tableAdd(ext_bubblepos)
25
26 run(10e-9)
```

Listing B.5 – Configuracao para skyrmion de Neel com modelo Zhang-Li em uma situação real.