

UNIVERSIDADE FEDERAL DE VIÇOSA

Estudo da dinâmica de nano-osciladores magnéticos com correções relativísticas.

Éverton Leal Pinheiro
Magister Scientiae

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2025**

ÉVERTON LEAL PINHEIRO

Estudo da dinâmica de nano-osciladores magnéticos com correções relativísticas.

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Magister Scientiae*.

Orientador: Winder A. de Moura Melo

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2025**

**Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Campus Viçosa**

T

P654e
2025 Pinheiro, Éverton Leal, 1999-
Estudo da dinâmica de nano-osciladores magnéticos com
correções relativísticas / Éverton Leal Pinheiro. – Viçosa, MG,
2025.

1 dissertação eletrônica (44 f.): il. (algumas color.).

Inclui apêndice.

Orientador: Winder Alexander de Moura Melo.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Viçosa,
Departamento de Física, 2025.

Referências bibliográficas: f. 35-40.

DOI: <https://doi.org/10.47328/ufvbbt.2025.537>

Modo de acesso: World Wide Web.

1. Campos magnéticos. 2. Spintrônica. 3. Vórtice
magnético. 4. Relatividade (Física). I. Melo, Winder Alexander
de Moura, 1973-. II. Universidade Federal de Viçosa.
Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação em Física.
III. Título.

CDD 22. ed. 538.3

ÉVERTON LEAL PINHEIRO

Estudo da dinâmica de nano-osciladores magnéticos com correções relativísticas.

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Magister Scientiae*.

APROVADA: 31 de julho de 2025.

Assentimento:

Éverton Leal Pinheiro
Autor

Winder Alexander de Moura Melo
Orientador

Essa dissertação foi assinada digitalmente pelo autor em 21/08/2025 às 17:06:50 e pelo orientador em 21/08/2025 às 18:50:47. As assinaturas têm validade legal, conforme o disposto na Medida Provisória 2.200-2/2001 e na Resolução nº 37/2012 do CONARQ. Para conferir a autenticidade, acesse <https://siadoc.ufv.br/validar-documento>. No campo 'Código de registro', informe o código **5B3J.77MA.9DFZ** e clique no botão 'Validar documento'.

AGRADECIMENTOS

A Deus.

Aos meus pais.

Ao meu orientador.

Ao colaborador do trabalho Jader Moreira.

Aos meus amigos e colegas, em especial ao João Vitor e Baruch Ramos.

À Universidade Federal de Viçosa, pela oportunidade de realizar a pós-graduação.

Este trabalho foi realizado com o apoio das seguintes agências de pesquisa brasileiras: Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG) e Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

RESUMO

PINHEIRO, Éverton Leal, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, julho de 2025.
Estudo da dinâmica de nano-osciladores magnéticos com correções relativísticas.

. Orientador: Winder Alexander de Moura Melo.

O presente trabalho, de cunho teórico, investigou a dinâmica de nano-osciladores baseados em vórtices magnéticos. Tais vórtices podem constituir o estado fundamental em sistemas magnéticos com geometrias específicas, como cilindros com dimensões submicrométricas. O foco principal foi analisar a influência de correções relativísticas no campo magnético aplicado, descritas pela transformação de Lorentz do campo \mathbf{B} . As análises foram realizadas por meio de simulações micromagnéticas utilizando o software MuMax3. Com esses estudos, buscou-se compreender o efeito de um campo elétrico externo sobre a dinâmica de um nano-oscilador do tipo vórtice, contribuindo para o entendimento fenomenológico e para possíveis aplicações em dispositivos spintrônicos, como memórias de acesso aleatório, computação neuromórfica e computação por ondas de spin.

Palavras-chave: campos magnéticos; spintrônica; vórtice magnético; relatividade

ABSTRACT

PINHEIRO, Éverton Leal, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, July, 2025.
Study of the dynamics of magnetic nano-oscillators with relativistic corrections
. Adviser: Winder Alexander de Moura Melo.

This theoretical study investigated the dynamics of nano-oscillators based on magnetic vortices. Such vortices can constitute the fundamental state in magnetic systems with specific geometries, such as cylinders with submicrometric dimensions. The main focus was to analyze the influence of relativistic corrections to the applied magnetic field, described by the Lorentz transformation of the **B** field. The analyses were carried out by means of micromagnetic simulations using the MuMax3 software. These studies sought to understand the effect of an external electric field on the dynamics of a vortex-type nano-oscillator, contributing to phenomenological understanding and possible applications in spintronic devices such as random access memories, neuromorphic computing and spin wave computing.

Keywords: magnetic fields; spintronics; magnetic vortex; relativity

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO	7
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	11
2.1	Energia micromagnética	11
2.1.1	Energia de troca	12
2.1.2	Energia magnetostática	13
2.1.3	Energia de Zeeman	14
2.2	Dinâmica de magnetização	14
2.2.1	Momento de dipolo magnético	14
2.2.2	Dinâmica do momento magnético	15
2.3	Ressonância ferromagnética	17
2.4	Domínios e texturas magnéticas	18
2.4.1	Vórtice magnético	19
3	NANO-OSCILADOR FERROMAGNÉTICO	22
3.1	Dinâmica do vórtice	22
3.2	Reversão da polarização	24
3.3	Correções relativísticas	28
4	CONSIDERAÇÕES FINAIS	33
	REFERÊNCIAS	35
	APÊNDICE A – MUMAX3	41

1 INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO

As evidências históricas sobre o magnetismo remontam a milênios. Tales de Mileto, por volta de 600 a.C., foi um dos primeiros a observar, na Grécia Antiga, que certas rochas possuíam a capacidade de atrair objetos à distância. Acreditava-se, à época, que essas rochas tinham uma “alma”, por conseguirem mover o ferro. As propriedades desse mineral também eram utilizadas na China, aproximadamente em 206 a.C., na confecção de bússolas (a mais antiga já registrada). Ela tinha o formato de uma colher e era colocada sobre uma placa plana quadrada. A colher girava espontaneamente, alinhando-se ao campo magnético da Terra e apontando para o polo sul magnético. A rocha utilizada pelos povos da antiguidade ficou conhecida como magnetita, nome derivado da região de Magnésia, na Grécia Antiga. É bastante provável que o termo magnetismo tenha se originado daí [1].

Alguns séculos depois, mais precisamente no início do século XIX, os cientistas deram início as descobertas das propriedades físicas do magnetismo. Em 1819, o físico Hans Christian Oersted descobriu uma conexão entre eletricidade e magnetismo ao observar que uma corrente elétrica passando por um fio desviava a agulha de uma bússola. Poucos anos depois, em 1822, André-Marie Ampère demonstrou que uma bobina percorrida por corrente elétrica se comporta como um ímã. Em 1831, Michael Faraday descobriu que o movimento de um ímã próximo a um fio condutor induz uma corrente elétrica nesse fio, estabelecendo o princípio da indução eletromagnética. Finalmente, em 1865, James Clerk Maxwell publicou um artigo que reunia os principais resultados experimentais e teóricos da época em um conjunto de equações diferenciais, fornecendo uma descrição unificada e teórica do eletromagnetismo e da luz. As equações de Maxwell, em simbologia moderna, são dadas por [1, 2]

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho/\epsilon_0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},\end{aligned}$$

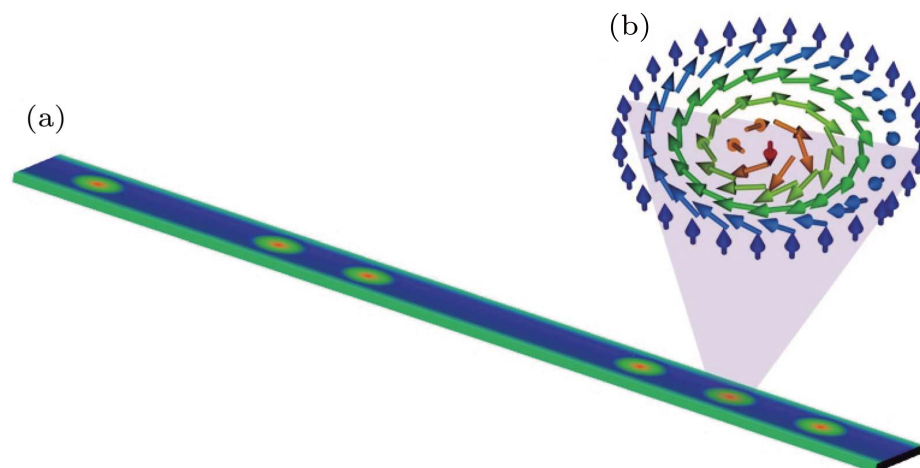
essas equações mostram que a densidade total de carga elétrica ρ e a densidade de corrente microscópica \mathbf{j} são as fontes dos campos elétrico e magnético, esses campos variam no tempo e no espaço. As constantes ϵ_0 e μ_0 representam a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética no vácuo.

No início do século XX, com o surgimento das teorias quânticas, tornou-se possível explicar a origem do magnetismo em escala atômica. Físicos como W. Ritz, Niels Bohr, G. Uhlenbeck e S. Goudsmit, entre outros, propuseram modelos para descrever o momento magnético dos átomos e o momento intrínseco do elétron, hoje conhecido como spin [1, 3, 4]. Em sólidos, a presença de momentos magnéticos atômicos podem tornar o material

magnético. Quando não há interação entre os momentos magnéticos individuais, eles se orientam de forma aleatória, resultando em um momento magnético líquido desprezível, característica dos materiais paramagnéticos. Por outro lado, quando há interação entre os momentos magnéticos, podem surgir diferentes tipos de ordenamento magnético. A ordem ferromagnética ocorre quando os momentos magnéticos tendem a se alinhar paralelamente devido à interação de troca de Heisenberg. Já quando os momentos se alinham de forma antiparalela, o sistema apresenta ordem antiferromagnética ou ferrimagnética [1, 3].

Ao longo das últimas décadas, a compreensão sobre o magnetismo foi significativamente aprimorada. Em 1940, Brown [5] publicou um dos primeiros trabalhos sobre a teoria micromagnética de materiais ferromagnéticos, o que possibilitou uma melhor compreensão do magnetismo, como curvas de magnetização e dos domínios magnéticos. Esse avanço viabilizou o desenvolvimento de diversas inovações tecnológicas, como o armazenamento magnético [6] e o disco rígido (hard disk drive – HDD) [7]. Nesse contexto, o nanomagnetismo e micromagnetismo, com escalas que variam entre $1\text{nm} - 100\text{nm}$ e $100\text{nm} - 1000\text{nm}$ respectivamente, emergem como um campo de pesquisa promissor por permitir a criação e manipulação de sistemas de baixa dimensionalidade. Isto viabiliza a exploração de fenômenos emergentes e o desenvolvimento de novas aplicações tecnológicas. Entre elas, destacam-se estruturas (ou configurações, ou texturas ou defeitos) topológicos, conhecidos como texturas magnéticas. Essas texturas são amplamente utilizados na concepção de dispositivos avançados, como memórias racetrack baseadas em paredes de domínio e skyrmions [8, 9, 10], como ilustrado na Fig. 1.1. Nano-osciladores spintrônicos [11, 12], sistemas de computação neuromórfica [13], nanodispositivos magnônicos [14] e computação de ondas de spin [15].

Figura 1.1 – Ilustração de um dispositivo de memória baseado em skyrmion: (a) cadeia única de skyrmion na nanopista; (b) configuração magnética 2D ou defeito topológico, conhecido como Bloch Skyrmion.

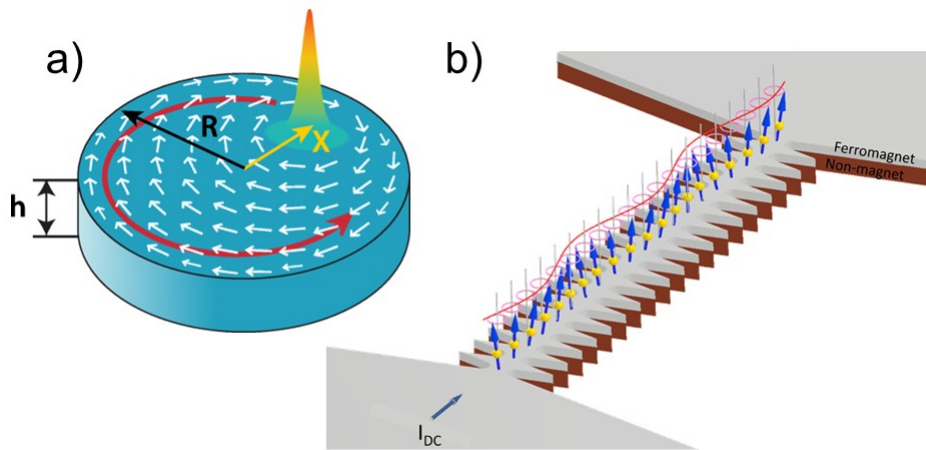


Fonte: figura retirada da Ref. [16].

Os nano-osciladores são dispositivos de tamanho nanométrico que apresentam uma

dinâmica não-linear, com uma frequência de oscilação determinada pela ressonância e influenciada pelo amortecimento. A dinâmica do momento magnético desses dispositivos pode ser excitada por campos externos ou por torque de transferência de spin [17]. Esses dispositivos convertem eficazmente a precessão da magnetização em um sinal de tensão de micro-ondas, podendo ser utilizados em aplicações como comunicação sem fio e computação neuromórfica. Os nano-osciladores exibem oscilações persistentes de diferentes texturas magnéticas, tais como skyrmions [18, 19], vórtices magnéticos [20, 21], magnetização uniforme [22, 23] e paredes de domínio [24]. Na Fig. 1.2, temos exemplos de nano-osciladores: Em a) temos um vórtice em um nanodisco de raio R , espessura h e as setas brancas representam a magnetização no plano, a rotação do núcleo localizada em X é representada pela seta vermelha, o gradiente de cor representa a magnitude da componente de magnetização fora do plano; Em b), temos nano-osciladores sincronizados em série.

Figura 1.2 – Ilustração de nano-osciladores spintrônicos: a) Nano-oscilador do tipo vórtice, capaz de gerar sinais de alta potência, com potencial aplicação em futuras gerações de dispositivos como celulares e computadores; b) Sincronização mútua de N nano-osciladores conectados em série. O aumento no número de osciladores sincronizados é fundamental para melhorar a qualidade do sinal e viabilizar aplicações emergentes.



Fonte: figura retirada das Refs. [25, 26].

Neste trabalho, investigamos a dinâmica de nano-osciladores baseados em vórtices magnéticos. Os vórtices podem constituir o estado fundamental em sistemas magnéticos com geometrias específicas, como em cilindros com dimensões submicrométricas, desde que a razão entre altura e raio seja inferior a um valor crítico [27, 28]. O foco principal é analisar a influência de correções relativísticas do campo externo, descrita pela transformação de Lorentz aplicada ao campo magnético, \mathbf{B} . As análises serão realizadas por meio de simulações micromagnéticas utilizando o software MuMax3 [29]. Com esses estudos, buscamos

compreender o efeito de um campo elétrico externo sobre a dinâmica de um nano-oscilador do tipo-vórtice, contribuindo para o entendimento fenomenológico e possíveis aplicações em dispositivos spintrônicos.

Após uma breve introdução a respeito do micromagnetismo, o trabalho está organizado da seguinte forma: No Capítulo 2, apresentamos os fundamentos da teoria micromagnética, abordando conceitos como o momento de dipolo magnético, a dinâmica da magnetização, as energias micromagnéticas e a formação de texturas magnéticas. No Capítulo 3, estudamos a dinâmica de nano-osciladores ferromagnéticos, com ênfase na excitação de um vórtice magnético em um nanodisco de Permalloy por meio de um campo externo senoidal. Também analisamos o papel da transformação relativística na dinâmica do sistema. Por último, no Capítulo 4, apresentamos as considerações finais e as perspectivas para trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo, revisamos os conceitos da teoria micromagnética. Iniciamos com a descrição das contribuições de energia que compõem a parte estática do sistema, abordando os principais termos que influenciam o estado de equilíbrio da magnetização. Em seguida, apresentamos a dinâmica da magnetização por meio da equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG). Também introduzimos o fenômeno da ressonância ferromagnética, onde cada material (e até mesmo diferentes texturas magnéticas) apresenta uma frequência de ressonância natural. Por fim, exploramos as propriedades estáticas de um vórtice magnético. Com isso, teremos o conhecimento necessário para a compreensão dos resultados apresentados nesta dissertação.

2.1 Energia micromagnética

O estudo de estruturas magnéticas estáticas pode ser conduzido a partir da análise da energia total do sistema. Os estados de equilíbrio correspondem aos mínimos locais da energia livre total E , e suas diferentes contribuições serão discutidas nas subseções a seguir. No formalismo de meio contínuo, é possível empregar métodos variacionais para identificar essas configurações de mínima energia com base na distribuição da magnetização \mathbf{M} . Uma condição essencial para que uma configuração represente um mínimo local é que a derivada funcional da energia em relação à magnetização seja nula [3, 30].

$$\frac{\delta E}{\delta \mathbf{M}} = 0. \quad (2.1)$$

A energia total E é dada pelo funcional

$$E = \int dV [\mathcal{E}_{ex} + \mathcal{E}_m + \mathcal{E}_Z], \quad (2.2)$$

onde primeiro termo corresponde à energia de troca simétrica, responsável por alinhar os momentos magnéticos vizinhos. O segundo termo refere-se à energia magnetostática, também conhecida como energia de dipolo-dipolo, que decorre das interações de longa distância entre os momentos magnéticos. Já o terceiro termo representa a energia de Zeeman, associada à interação entre a magnetização e um campo magnético externo aplicado.

Além dessas contribuições, outros termos podem ser incluídos dependendo das características do sistema em estudo. Entre eles, destacam-se a energia de troca antisimétrica, conhecida como interação de Dzyaloshinskii–Moriya (DMI), e a energia de anisotropia magnetocristalina, entre outras.

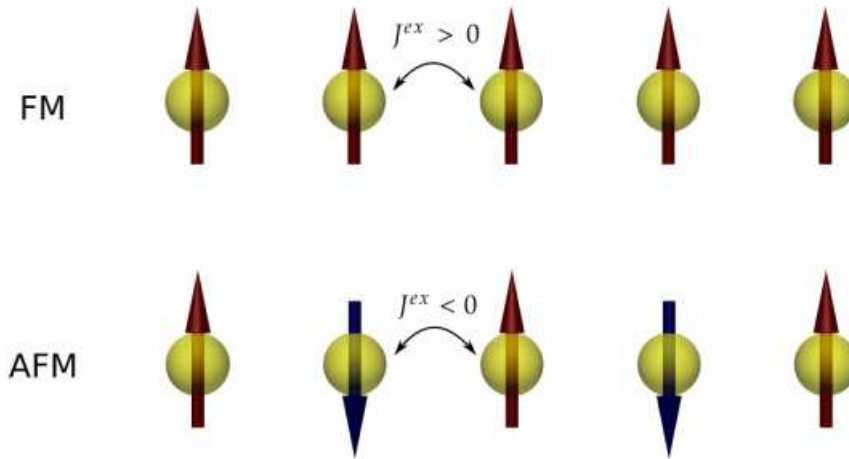
2.1.1 Energia de troca

A interação de troca é umas das interações magnéticas mais conhecidas. Essa interação é de curtíssimo alcance e tem sua origem na sobreposição das funções de onda e no princípio de exclusão de Pauli. A energia de troca entre dois elétrons, de átomos vizinhos, pode ser descrito pelo hamiltoniano de Heisenberg [1, 30]

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} J_{ij}^{ex} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (2.3)$$

onde \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j são operadores que descrevem os spins localizados em dois sítios adjacentes. Quando $J^{ex} > 0$ leva ao ferromagnetismo, uma configuração paralela é preferida como ilustrado na Fig. 2.1. Em contrapartida, $J^{ex} < 0$ produz uma orientação antiparalela, levando ao antiferromagnetismo ou ferrimagnetismo, como ilustrado na Fig. 2.1.

Figura 2.1 – Interação de troca simétrica: Configuração Ferromagnética (paralelo) e configuração Antiferromagnética (antiparalelo).



Fonte: figura retirada da ref. [31]

Em um modelo mais realista, o comportamento estático e dinâmico de materiais magnéticos resulta da competição entre os diversos termos de energia que atuam no sistema. Essa dificuldade tornar-se um desafio ao se relacionar os momentos de spin atômicos individuais com o momento magnético macroscópico observado. Para contornar essa dificuldade, vamos considerar o limite clássico, no qual os spins são tratados como vetores com módulo S e orientação $\boldsymbol{\mu}$. A Eq. (2.3) pode ser escrita como [30]

$$E_{ex} = \frac{J^{ex} S^2}{2} \sum_{i,j} \phi_{ij}^2, \quad (2.4)$$

onde ϕ_{ij} é a diferença angular entre duas magnetizações vizinhas. Podemos fazer a seguinte aproximação para ângulos pequenos

$$\phi_{ij} \approx |\boldsymbol{\mu}_i - \boldsymbol{\mu}_j| \approx |(\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla) \boldsymbol{\mu}|. \quad (2.5)$$

Então

$$E_{ex} \approx \frac{J^{ex} S^2}{2} \sum_{i,j} [(\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla) \boldsymbol{\mu}]^2. \quad (2.6)$$

No limit contínuo, a energia de troca pode ser escrita como

$$E_{ex} = A_{ex} \int dV [\nabla \mathbf{m}]^2, \quad (2.7)$$

onde o parâmetro A_{ex} [J/m] é chamado de rigidez de troca. E $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_{sat}$ é vetor normalizado.

2.1.2 Energia magnetostática

A energia dipolar magnética tem origem clássica, é expressa pela seguinte equação [2].

$$E_m = \frac{1}{4\pi} \sum_{i \neq j} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij}) - (\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j)}{r_{ij}^3} \right]. \quad (2.8)$$

onde $\hat{\mathbf{r}}$ é o versor posição e $\boldsymbol{\mu}$ representa o dipolo magnético. Essa interação dipolar ou magnetostática é de longo alcance.

No limite contínuo, o campo dipolar é usualmente denominado campo de desmagnetização. Esse campo representa a interação dos momentos magnéticos com o próprio campo interno gerado pela distribuição de magnetização da amostra. [1, 30].

$$E_m = -\frac{\mu_0}{2} \int dV \mathbf{H}_m \cdot \mathbf{M}. \quad (2.9)$$

Ele faz com que a magnetização forme linhas fechadas e minimize as cargas superficiais e volumétricas. Em ferromagnetos, é responsável pela formação de domínios magnéticos. O campo desmagnetizante, geralmente, aponta na direção oposta à magnetização e depende da forma do material magnético. Por esse motivo, nem todas as direções de magnetização são igualmente energeticamente favoráveis, induzindo-se uma chamada anisotropia de forma. Podemos expressar esse campo como [32]

$$\mathbf{H}_m = -\mathcal{N} \mathbf{M}, \quad (2.10)$$

onde \mathcal{N} é chamado de tensor de desmagnetização. O tensor de desmagnetização é diagonal e pode ser escrito como:

$$\mathcal{N} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

os valores de \mathcal{N} dependem unicamente da geometria do ferromagneto.

2.1.3 Energia de Zeeman

Ao aplicarmos um campo externo em uma amostra, os momentos magnéticos tenderão a alinhar-se ao campo para minimizar sua energia, energia conhecida como Zeeman

$$E_Z = - \int dV \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{ext}, \quad (2.12)$$

que é a forma contínua da energia de Zeeman atômica [4].

2.2 Dinâmica de magnetização

2.2.1 Momento de dipolo magnético

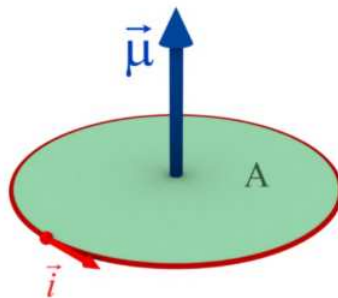
O momento magnético é uma propriedade fundamental para o magnetismo, com essa propriedade podemos definir as orientações dos campo magnéticos na matéria. Convenientemente defini-se o momento de dipolo clássico como um loop de corrente [2]

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{1}{2} \int \mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r}) dV, \quad (2.13)$$

onde $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ é a densidade de corrente na posição \mathbf{r} , e dV é o elemento de volume.

O momento de dipolo pode ser associado a uma corrente elétrica i que passar por uma espira circular de área $\mathbf{A} = A\hat{\mathbf{n}}$, onde $\hat{\mathbf{n}}$ é um vetor unitário normal ao plano circular, resultando em $\boldsymbol{\mu} = i\mathbf{A}$, veja a ilustração na Fig. 2.2.

Figura 2.2 – Esquema de um momento de dipolo associado a uma corrente elétrica \mathbf{i} .



Fonte: figura retirada de <https://integra.univesp.br/courses/667/pages/texto-base-3-o-magnetismo-e-os-materiais-magneticos>.

Considerando o movimento de um elétron que se move em órbita circular com frequência ω , temos que a magnitude do momento magnético é

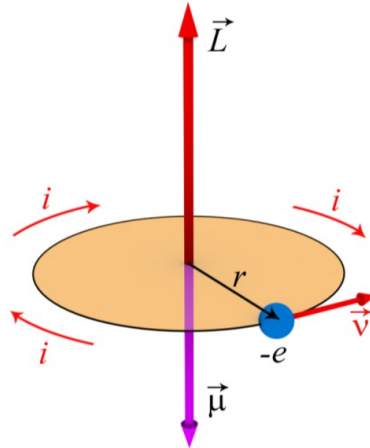
$$\mu = i\pi r^2 = -\frac{e\omega r^2}{2}, \quad (2.14)$$

onde $-e$ é a carga do elétron e r é o raio da órbita, veja a Fig. 2.3. A magnitude do momento angular orbital $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times m_e \mathbf{v}$ deste elétron é $L = m_e \omega r^2$, sendo m_e a massa do

elétron, e portanto o momento magnético orbital do elétron é

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e}\mathbf{L}. \quad (2.15)$$

Figura 2.3 – O momento de dipolo magnético está orientado perpendicularmente ao plano da órbita e tem sentido oposto ao momento angular orbital.



Fonte: figura retirada de <https://integra.univesp.br/courses/667/pages/texto-base-3-o-magnetismo-e-os-materiais-magneticos>.

O elétron também tem um momento magnético intrínseco, conhecido como Spin

$$\boldsymbol{\mu}_s = -g_s \frac{e}{2m_e} \mathbf{S}. \quad (2.16)$$

onde g_s é denominado fator de Landé podendo assumir o valor de $g_l = 1$ para momento orbital puro e $g_s = 2$ para momento de spin puro [33].

Na Mecânica Quântica, o momento magnético $\boldsymbol{\mu}$ de um átomo está relacionado com o momento angular total. Onde o momento angular total $\hbar\mathbf{J}$ é a soma do momento orbital $\hbar\mathbf{L}$ e spin $\hbar\mathbf{S}$, $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$.

$$\boldsymbol{\mu} = -g\mu_B\mathbf{J}, \quad (2.17)$$

nomeamos $e\hbar/2m_e$ como *magneton de Bohr* μ_B .

Podemos escrever o momento magnético também como

$$\boldsymbol{\mu} = -\gamma\hbar\mathbf{J}, \quad (2.18)$$

na qual $\gamma = g\mu_B/\hbar$ é o fator giromagnético, para o movimento orbital do elétron $\gamma = -1,76 \times 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$.

2.2.2 Dinâmica do momento magnético

O movimento do momento magnético atômico podem ter uma descrição semiclássica. Consideraremos um simples caso de um momento de dipolo isolado $\boldsymbol{\mu}$ sujeito a ação de um

campo magnético externo \mathbf{B} . A energia do momento magnético, de acordo com a energia de Zeeman [1, 30]

$$\mathcal{E}_Z = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (2.19)$$

onde a equação (2.19) mostra que a energia é mínima quando $\boldsymbol{\mu}$ alinha-se ao campo.

Se o momento não estiver alinhado com direção do campo, ele fica sujeito a um torque dado por

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}. \quad (2.20)$$

A taxa de variação do momento angular total é dada pela lei

$$\frac{d\hbar\mathbf{J}}{dt} = \boldsymbol{\tau} \quad (2.21)$$

usando as equações (2.18), (2.20) e (2.21), obtemos

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = -\gamma\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}, \quad (2.22)$$

denominada equação diferencial de Landau-Lifshitz da dinâmica de magnetização [1].

No entanto a equação (2.22) é uma situação idealizada, onde não há perda de energia. Para contornar essa situação, foi adicionado um termo de amortecimento por T.L Gilbert a equação

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = -\gamma\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}^{eff} + \alpha\boldsymbol{\mu} \times \frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt}, \quad (2.23)$$

agora denominada equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [34, 35], onde α é uma constante adimensional, \mathbf{B}^{eff} é o campo efetivo agindo no momento magnético.

É mais conveniente trabalhar com grandezas macroscópicas, usaremos o vetor de magnetização \mathbf{M} . Calcularemos os momentos magnéticos sobre elementos de volume δV , de modo que

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\delta V} \sum_i \boldsymbol{\mu}_i, \quad (2.24)$$

onde o elemento de volume δV é escolhido de forma que seja grande o suficiente para ter uma boa média macroscópica, mas pequeno comparado às dimensões da amostra para que \mathbf{M} represente uma quantidade local [36]. Assim, obtemos uma nova forma para a equação LLG

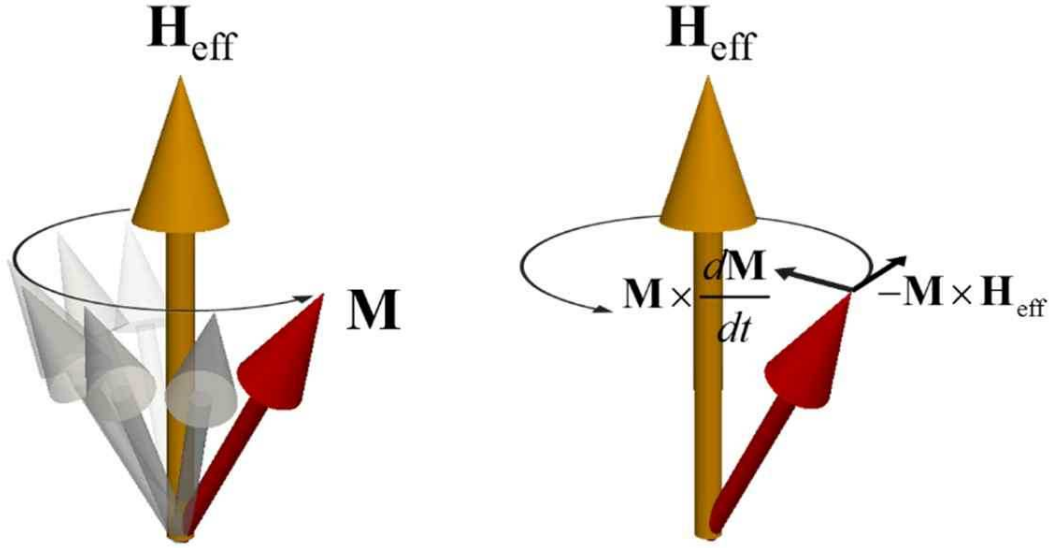
$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff} + \frac{\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (2.25)$$

onde M_s é a magnetização de saturação. O papel de cada um dos termos da Eq. (2.25) é ilustrado de forma esquemática na figura 2.4.

A partir da energia total, podemos calcular o campo efetivo \mathbf{H}^{eff} por meio da derivada funcional da energia total

$$\mathbf{H}^{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E[\mathbf{M}]}{\partial \mathbf{M}} \quad (2.26)$$

Figura 2.4 – A esquerda temos a precessão da magnetização guiada pelo torque exercido por \mathbf{H}^{eff} . A direita temos o papel desempenhado pelo amortecimento.



Fonte: Figura retirada da ref.[37].

2.3 Ressonância ferromagnética

Para um sistema ferromagnético consideraremos que o estado fundamental é caracterizado por $\mathbf{M} = M_0 \hat{\mathbf{k}}$ e está sob influência de uma campo externo $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{\mathbf{k}}$, a energia livre é [38]

$$E = -B_0 M_z - K \frac{M_z^2}{M_0^2}, \quad (2.27)$$

onde K é a energia de anisotropia uniaxial [39]. O campo efetivo é da seguinte forma

$$\mathbf{H}^{eff} = \left(B_0 + 2K \frac{M_z}{M_0^2} \right) \hat{\mathbf{k}}. \quad (2.28)$$

Aplicaremos um campo externo oscilante perpendicular ao plano xy , para um único momento magnético, na forma de

$$\mathbf{B}_{ext} = \mathbf{B} - \frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E}, \quad (2.29)$$

onde c é a velocidade da luz. Consideraremos a velocidade de um único dipolo contida no plano xy $\mathbf{v} = v_x \hat{\mathbf{i}} - v_y \hat{\mathbf{j}}$ e $\mathbf{E} = E_z e^{-i\omega t} \hat{\mathbf{k}}$, com isso obtemos

$$\mathbf{B}_{ext} = (B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}}) e^{-i\omega t} + \left(-\frac{v_y E_z}{c^2} \hat{\mathbf{i}} + \frac{v_x E_z}{c^2} \hat{\mathbf{j}} \right) e^{-i\omega t}. \quad (2.30)$$

Substituindo a equação (2.30) na equação (2.25) e considerando $\mathbf{M} = \mathbf{m} e^{-i\omega t} + M_0 \hat{\mathbf{k}}$. Obtemos como solução ($\mathbf{m} = \chi \cdot \mathbf{B}_{ext}$) as componentes m_x e m_y

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \frac{\gamma M_0}{\Delta} \begin{pmatrix} (\Omega_0 - i\alpha\omega) & -i\omega \\ i\omega & (\Omega_0 - i\alpha\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} + \frac{\gamma M_0}{\Delta} \begin{pmatrix} (\Omega_0 - i\alpha\omega) & -i\omega \\ i\omega & (\Omega_0 - i\alpha\omega) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} v_y E_z / c^2 \\ v_x E_z / c^2 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

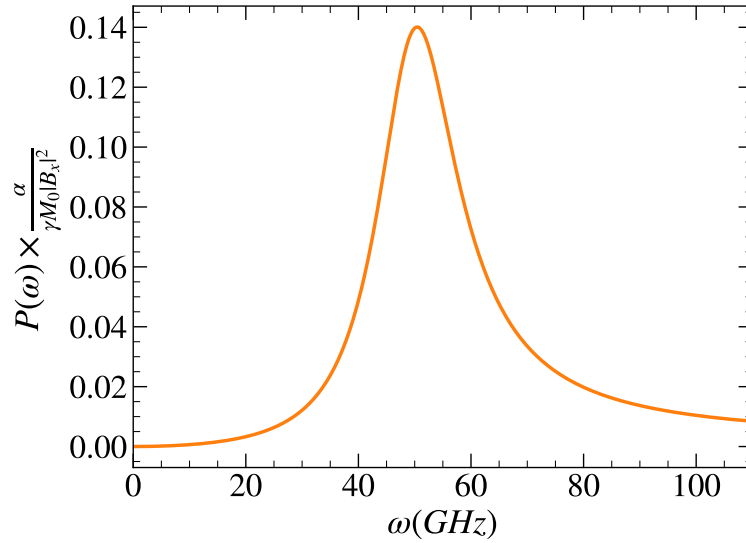
onde $\Delta = \Omega_0^2 - \omega^2 - 2i\alpha\omega\omega_0 - \alpha^2\omega^2$, $\omega_0 = \gamma B_0$ e $\Omega_0 = \gamma(B_0 M_0 - 2K)/M_0$. Observamos que o termo de correção relativística ($v_y E_z / c^2$), irá produzir no sistema, efeitos de ressonância, a depender da velocidade e campo elétrico aplicado.

O poder de absorção do material é calculado como

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \omega \text{Im}\{\chi_{xx}\} B_x^2 \quad (2.32)$$

para um campo aplicado na direção x .

Figura 2.5 – Potência média de absorção do material ao aplicar um campo de ressonância ao longo de x . Onde $B_x = 1 \text{ mT}$, $B_0 = 1 \text{ T}$, $K = 5 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $M_0 = 1400 \times 10^3 \text{ A/m}$ e $\alpha = 0.05$.



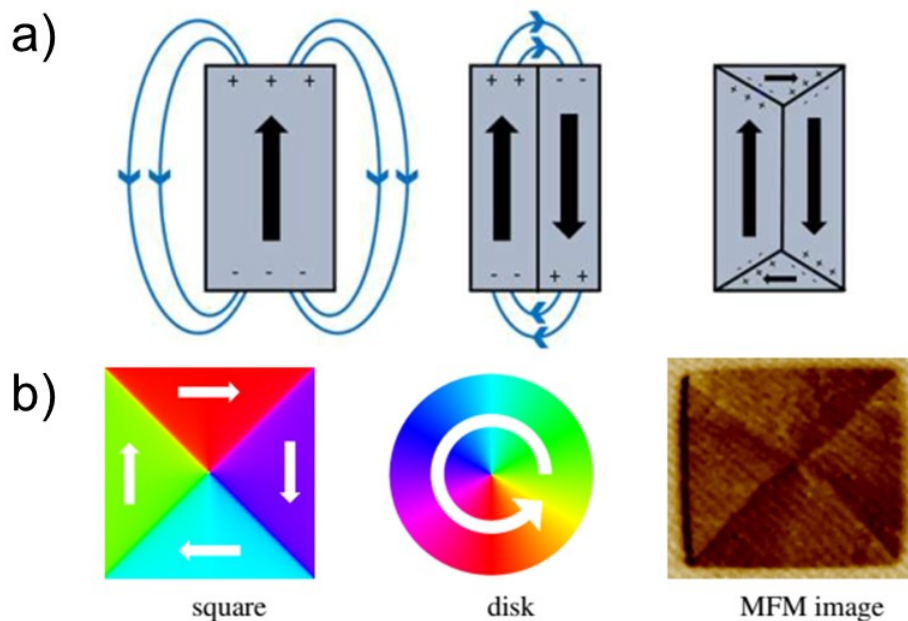
Fonte: Autor

2.4 Domínios e texturas magnéticas

Domínios magnéticos são regiões espacialmente confinadas de um material ferromagnético nas quais os momentos dipolares estão alinhados paralelamente, resultando em uma magnetização uniforme local [3, 30]. Quando o material está desmagnetizado, a soma dos momentos magnéticos de todos os domínios é nula, mas, ao ser magnetizado, essa soma passa a gerar um momento magnético resultante. No entanto, mesmo que o alinhamento paralelo de todos os spins em um estado monodomínio minimize a energia de troca, essa

configuração raramente é energeticamente favorável, pois outras energias contribuem para a energia total do sistema, como a energia de desmagnetização que minimiza as cargas magnéticas superficiais, tornam o estado multidomínio mais estável em muitos casos, veja a Fig. 2.6-a). Além disso, a geometria do material também influencia para a configuração dos domínios, como ilustrado na Fig. 2.6-b).

Figura 2.6 – a) Ilustração do campo magnético disperso em um ferromagneto com geometria retangular. A configuração à esquerda apresenta maior energia magnetostática, enquanto à direita observa-se uma estrutura de fechamento de fluxo, que reduz a energia de desmagnetização, minimizando as carga da superfície. b) Formação de diferentes estados magnéticos em função da geometria: configuração do tipo Landau em um sistema quadrado, estrutura de vórtice em um disco e imagem obtida por microscopia de força magnética (MFM) evidenciando tais padrões.



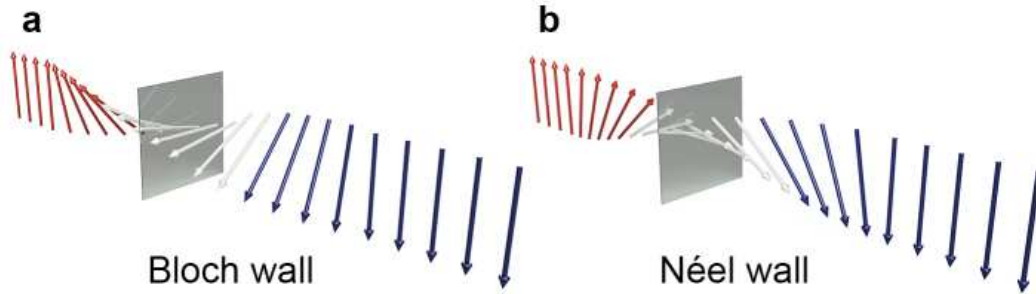
Fonte: figura adaptada da Ref [40].

Nas regiões de transição entre domínios magnéticos formam-se as chamadas paredes de domínio. Nessas faixas, a orientação da magnetização não muda de forma abrupta, mas varia progressivamente, conforme o gradiente da magnetização da energia de troca continua. Essa transição suave ocorre justamente para minimizar o aumento de energia associado à variação entre os momentos magnéticos vizinhos [3], veja os tipos de paredes de domínio na Fig. 2.7.

2.4.1 Vórtice magnético

Um vórtice magnético é uma textura bidimensional, Fig. 2.8-a), frequentemente descrita na literatura como um “defeito” topológico ou soliton topológico. Essa configuração é comumente estabilizada em nanodiscos ferromagnéticos, como os nanodiscos de Permalloy,

Figura 2.7 – Tipos de paredes de domínio: a) Parede de domínio do tipo Bloch, na qual a magnetização gira dentro do plano da própria parede; b) Parede do tipo Néel, em que a magnetização gira em um plano perpendicular à parede.



Fonte: figura retirada da Ref [41].

devido à competição entre a energia de troca e a energia de desmagnetização. Em geometrias específicas, como em nanodiscos relativamente finos, tal competição conduz a um vórtice como estado fundamental do sistema. Nessa estrutura, os momentos magnéticos giram no plano ao redor de um ponto central, denominado núcleo do vórtice, onde a magnetização aponta para fora do plano [3].

A estabilização do vórtice não ocorre em qualquer geometria. Se o disco for muito fino ($L < 15nm$), a magnetização permanece uniforme no plano; caso a geometria se aproxime de um pilar ($R < 45nm$), a magnetização tenderá a ficar fora do plano (ver diagrama de fase na Fig. 2.8-b)). Além disso, o vórtice exibe uma curva de magnetização característica quando se aplica um campo no plano, como ilustrado na imagem menor do mesmo diagrama de fase [42].

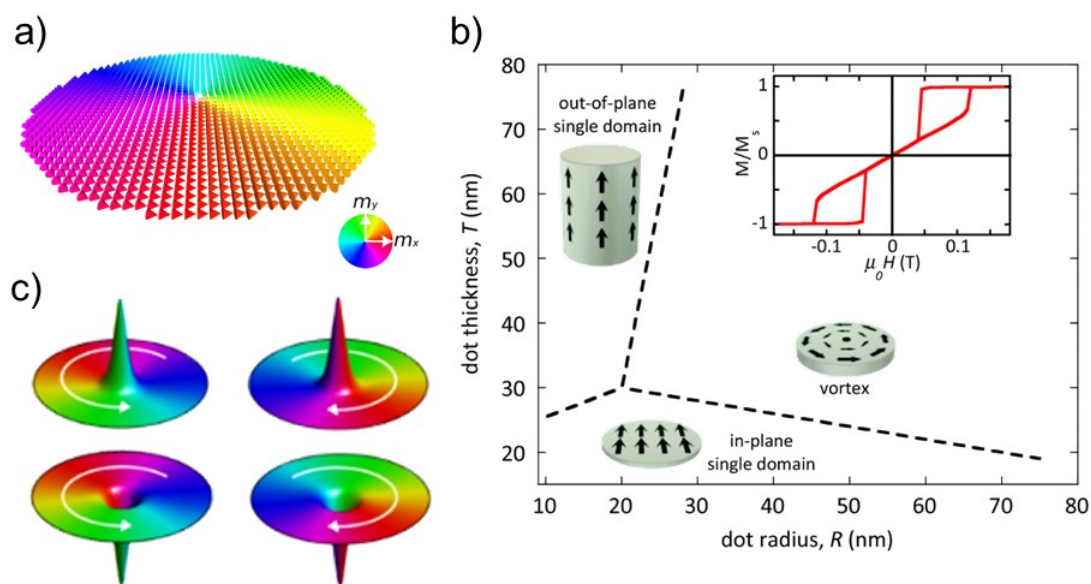
As propriedades topológicas das distribuições de magnetização é dado pelo índice de Pontryagin

$$Q = \frac{1}{4\pi} \iint \mathbf{m} \cdot (\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}) dx dy, \quad (2.33)$$

para o estado de vórtice o índice é $Q = pq/2$. Onde q é a vorticidade e p é a polaridade, quando $q = 1$ temos um vórtice e quando $q = -1$ temos um antivórtice [43].

O núcleo do vórtice pode apontar para cima ou para baixo. Essa orientação é chamada de polaridade, podendo assumir os valores $+1$ (para cima) ou -1 (para baixo), tornando o vórtice um possível candidato para armazenamento de informações, em que a polaridade do núcleo representa os estados binários “0” e “1” [44]. Outra propriedade fundamental do vórtice é a sua quiralidade, que determina o sentido da circulação da magnetização no plano. Essa circulação pode ocorrer no sentido horário ou anti-horário, como ilustrado na Fig. 2.8-c) onde são representadas as quatro possíveis configurações [3, 45].

Figura 2.8 – a) Estado de vórtice em um nanodisco magnético circular de raio R ; b) Diagrama de fases em um nanodisco de Permalloy; c) Quatro possíveis estados de vórtice caracterizados pelos índices de polaridade e quiralidade respectivamente.



Fonte: Figura adaptada das Refs. [42, 46].

3 NANO-OSCILADOR FERROMAGNÉTICO

Neste capítulo, são discutidos os resultados obtidos por meio de simulações micromagnéticas. Em linhas gerais, a simulação computacional de sistemas em nanoescala proporciona uma comparação mais fiel entre os resultados numéricos e os dados experimentais correspondentes, permitindo maior realismo na interpretação dos fenômenos físicos envolvidos. Utilizando o MuMax3, modelamos um nanodisco de Permalloy com os seguintes parâmetros físicos: magnetização de saturação $M_{sat} = 800KA/m$, constante de troca $A_{ex} = 13pJ/m$, e constante de amortecimento $\alpha = 0.01$. A geometria considerada possui raio $R = 105nm$ e espessura $L = 20nm$, veja o Apêndice A.

3.1 Dinâmica do vórtice

O movimento do núcleo do vórtice, também conhecido como movimento girotrópico, pode ser excitado por correntes de transferência de spin e por campos magnéticos externo [20, 47]. Utilizaremos um campo magnético senoidal aplicado na direção y , paralelo ao plano do vórtice

$$\mathbf{B}_{ap} = B \sin(\omega t) \hat{\mathbf{y}}, \quad (3.1)$$

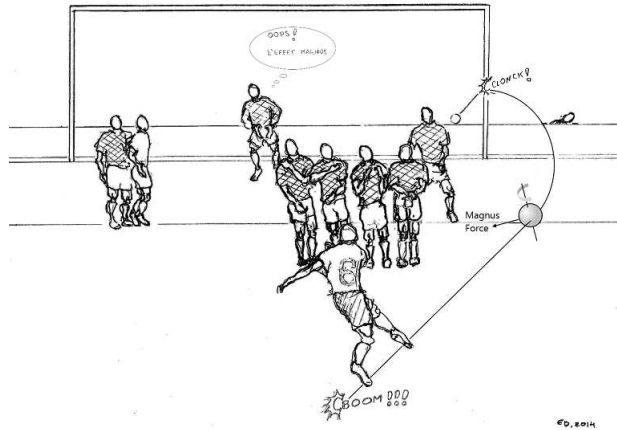
onde a amplitude do campo tem o valor de $B = 5mT$ e a frequência é $\omega/2\pi = 670MHz$, valor abaixo da frequência natural do sistema. O movimento girotrópico pode ocorrer tanto no sentido horário quanto no sentido anti-horário, dependendo da polaridade do vórtice, como ilustrado na Fig. 3.2.

A dinâmica do núcleo do vórtice pode ser descrita pela equação de Thiele [48], que tem a seguinte forma

$$-\mathcal{G} \times \dot{\boldsymbol{\chi}} - \mathcal{D} \dot{\boldsymbol{\chi}} + k \boldsymbol{\chi} - \mu(\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{H}) = 0, \quad (3.2)$$

onde $\boldsymbol{\chi} = (X, Y)$ representa a posição do núcleo do vórtice. O primeiro termo corresponde à força girotrópica, sendo \mathcal{G} o girovetor associado à precessão do momento magnético, essa força é semelhante a força de Magnus a qual atua sobre objetos rotativos movendo-se em um fluido, como observado em esportes com bola, no qual o giro da bola muda sua trajetória, veja a Fig. 3.1. No entanto, suas origens físicas são distintas. O segundo termo representa a força dissipativa, com \mathcal{D} sendo o tensor de amortecimento que descreve a perda de energia associada ao movimento do núcleo. O terceiro termo refere-se à força restauradora, caracterizada pelo coeficiente de rigidez k , que tende a devolver o núcleo à posição de equilíbrio. Por fim, o quarto termo é a força de Zeeman, resultante da interação entre a magnetização e o campo externo. Essa força é proporcional ao parâmetro $\mu = \pi R L M_{sat} \xi c$, o parâmetro ξ depende do modelo adotado para a distribuição da magnetização do vórtice e c é a quiralidade do vórtice [49, 50]. O girovetor para um nanodisco é dado por $\mathcal{G} = -G \hat{\mathbf{z}} = -(1/\gamma) 2\pi q p L M_{sat} \hat{\mathbf{z}}$, onde γ é a razão giromagnética e q é a carga topológica.

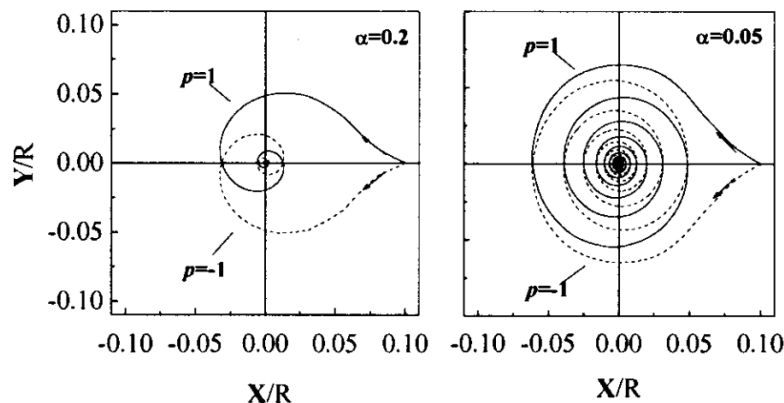
Figura 3.1 – Ilustração da força de magnus em um jogo de futebol, quando a bola é chutada com efeito, o seu giro cria uma diferença de pressão em lados opostos da bola. Essa diferença de pressão desvia a trajetória da bola em direção à região de menor pressão. A magnitude dessa força depende da velocidade do giro da bola.



Fonte: figura retirada da Ref [51].

O valor de q determina a direção dos componentes de magnetização no plano. Adotamos $q = 1$ para o estado de vórtice ($q = -1$ corresponde ao estado de antivórtice) [45]. Já p representa a polarização, quando $p = 1$, temos $\mathcal{G} = -G\hat{z}$, apontando na direção negativa de z , já para quando $p = -1$, temos $\mathcal{G} = G\hat{z}$ apontando direção positiva de z . Dessa forma, o sentido do movimento do núcleo do vórtice é determinado pelo produto vetorial presente no primeiro termo da equação de Thiele (3.2). Esse termo governa o comportamento girotrópico, e o seu sentido (horário ou anti-horário) depende diretamente da polaridade do vórtice [49, 52], veja a Fig. 3.2.

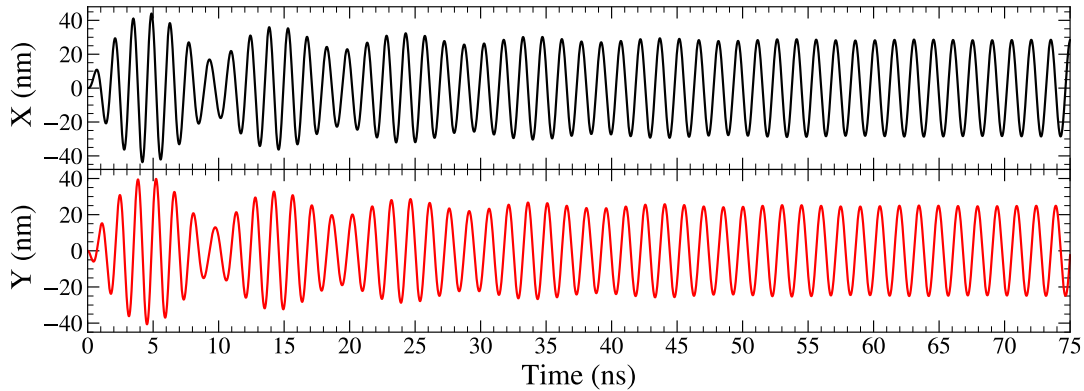
Figura 3.2 – Trajetórias de precessão do núcleo do vórtice em torno da posição de equilíbrio remanescente para diferentes fatores de amortecimento $\alpha = 0,1$ (lado esquerdo) e $\alpha = 0,05$ (lado direito). Quando $p = -1$ o seu núcleo movimentava-se no sentido horário. Já quando $p = 1$ o seu núcleo movimentava-se no sentido anti-horário.



Fonte: retirado da Ref. [49].

Por meio do simulador micromagnético MuMax3, foi possível extrair as componentes X e Y da posição do núcleo do vórtice ao longo do tempo. Com isso, podemos computar a trajetória orbital do núcleo, essencial para a caracterização da dinâmica girotrópica. A Fig. 3.3 mostra a evolução temporal dessas componentes, evidenciando o comportamento oscilatório associado ao modo girotrópico.

Figura 3.3 – Componentes X (linha preta) e Y (linha vermelha) do movimento oscilatório forçado (devido a força de Zeeman) e amortecido (devido a força resistiva) do núcleo do vórtice em função do tempo.



Fonte: autor.

3.2 Reversão da polarização

A polaridade do núcleo do vórtice, isto é, sua orientação ao longo da direção z , pode ser revertida por diferentes mecanismos, como correntes de spin polarizadas [53, 54], ondas de spin [55] e campos magnéticos, sejam eles de curtíssima duração, estáticos ou oscilantes [56, 57]. No entanto, a utilização de campos estáticos requer intensidades da ordem de alguns Tesla, para nanodiscos típicos, representando um desafio experimental significativo e comprometendo sua viabilidade em aplicações tecnológicas práticas. Diante disso, abordagens que operam com campos magnéticos oscilantes, que requerem intensidade muito menor, vieram a se sobrepôr a campos estáticos. A inversão da polaridade do núcleo do vórtice por meio de um \mathbf{B}_{ap} oscilante pode ser alcançada com amplitudes da ordem de dezenas de mT.

Gusliencko *et al.* [47], investigou a origem da reversão da polaridade do núcleo do vórtice magnético, relacionando-a com um campo girotrópico “gyrofield”. Esse campo surge da dinâmica do núcleo e possui uma componente na direção z , que interage com a magnetização do núcleo, essa componente pode ser expressa como $h_z = -(1/\gamma)[(\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}})_z / (m_z + p)^2]$, e com a sua singularidade ao longo de z para $p = \pm 1$. Esse campo causa uma deformação na distribuição de m_z , cuja magnitude cresce progressivamente com o aumento da velocidade do núcleo. Dessa maneira, torna-se forte o suficiente para inverter o sentido do núcleo em algum valor crítico h_c (ou v_c , onde v_c é a velocidade crítica). A

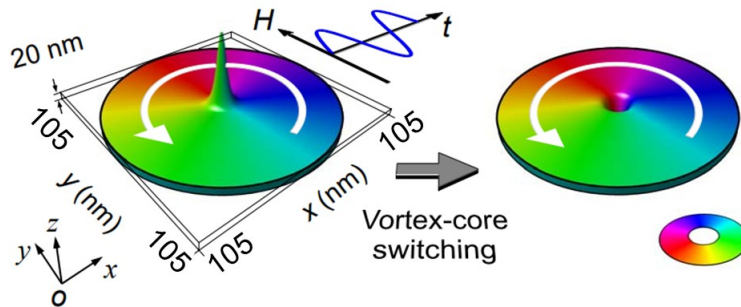
velocidade v do núcleo é proporcional ao campo oscilatório (ou à corrente de spin), e a velocidade v_c depende dos parâmetros do sistema e da geometria. Então, ao atingir um valor crítico, o núcleo inverte repentinamente sua polarização. Logo após a ocorrência, parte da energia acumulada no sistema é liberada na forma de ondas de spin, e a sua velocidade decai abruptamente [58]. No caso das excitações externas serem oscilatórias, as inversões serão periódicas.

Como discutido na seção anterior, a aplicação de um campo no plano do nanodisco (e do vórtice, como um todo) excita o modo girotrópico, característico da dinâmica do núcleo. Para acionar esse modo de forma eficiente, é necessário que o campo aplicado tenha uma frequência próxima à frequência girotrópica característica (tipicamente na faixa de centenas de MHz), a qual depende da razão de aspecto entre o raio e a espessura do nanodisco, bem como do material de que é feito. Quando essa condição de ressonância é satisfeita (frequência aplicada esteja na faixa da frequência natural do sistema), a velocidade do núcleo cresce progressivamente até atingir um valor crítico v_c , momento em que ocorre a inversão da polaridade [47, 59], como ilustrado na Fig. 3.4. A frequência de ressonância para um vórtice em um nanodisco é dado pela seguinte expressão [50]

$$\text{Im}\{\chi_{xx}(\omega)\} = d\chi(0) \frac{\omega\omega_0[\omega_0^2 + (1 + d^2)\omega^2]}{[\omega_0^2 - (1 + d^2)\omega^2]^2 + 4\omega_0^2\omega^2}, \quad (3.3)$$

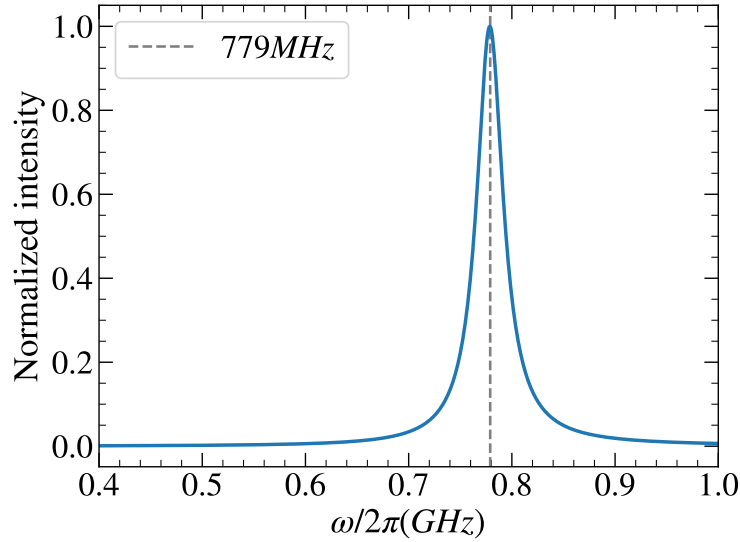
onde a ω_0 é calculado na Ref. [49], $d \approx 0.02$ é o parâmetro de amortecimento efetivo, e $\chi(0) = \gamma M_{sat} \xi^2 / 2\omega_0$. Para o modelo de vórtice rígido $\xi = 1$, a meia largura da linha de ressonância é $\Delta\omega = 2d\omega_0$. Com isso, temos que a frequência natural do sistema (para $R = 105nm$ e $L = 20nm$) e largura de ressonância são $(f_0, \Delta f) \approx (779MHz, 31MHz)$. A Eq. (3.3) é ilustrada na Fig. 3.5.

Figura 3.4 – Ilustração do processo de inversão do núcleo do vórtice: à esquerda, temos uma polaridade positiva (núcleo orientado para cima); à direita, uma polaridade negativa (núcleo orientado para baixo).



Fonte: figura adaptada da Ref. [47].

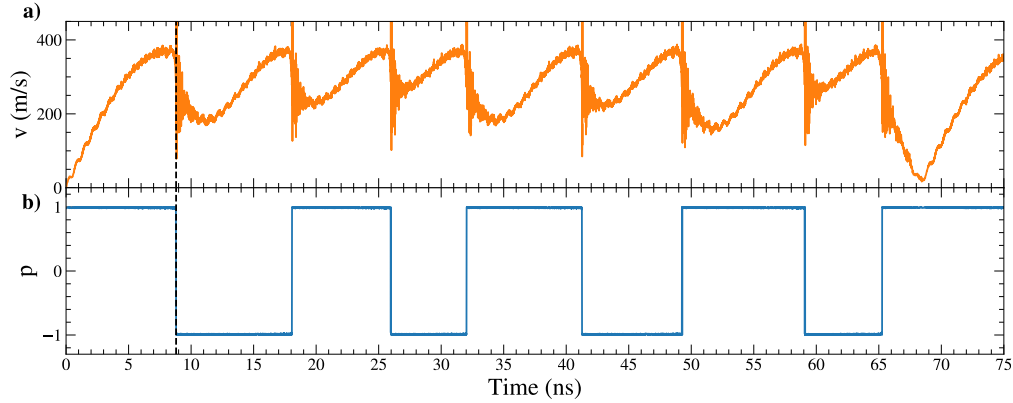
Figura 3.5 – Intensidade normalizada da ressonância do vórtice em um nanodisco de Permalloy de $R = 105nm$ e $L = 20nm$, onde usamos $M_{sat} = 800G$, $\gamma/2\pi = 2.95MHz/Oe$. A suscetibilidade (linha azul) foi normalizada por $\text{Im}\{\chi_{xx}(\omega)\}2d/\chi(0)$. E a linha tracejada demarca a frequência natural do sistema.



Fonte: autor.

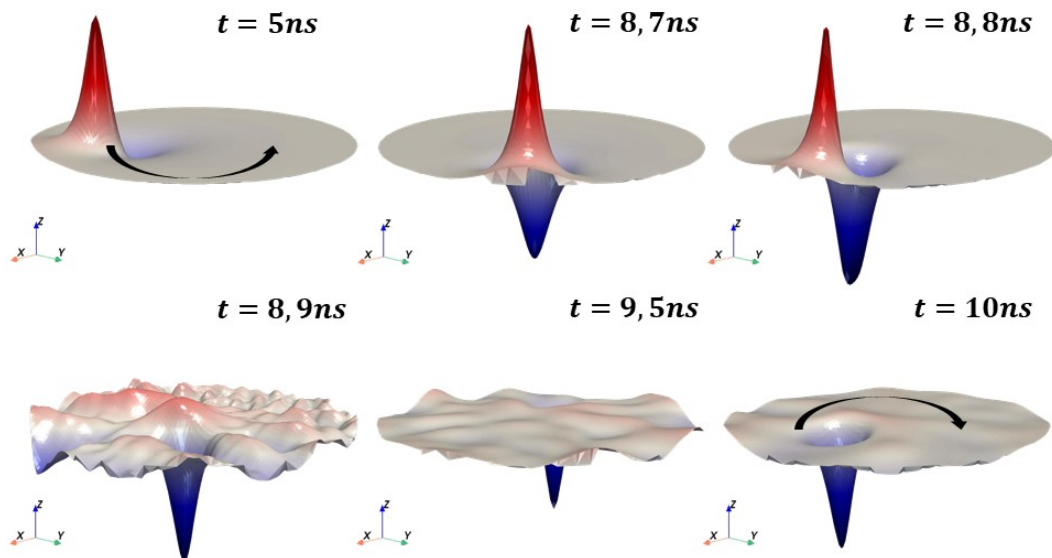
O trabalho de Lee *et al* [59], apresenta os critérios necessários para que ocorra a comutação da polaridade do núcleo de vórtices magnéticos, ou seja, critérios para atingir a velocidade crítica $v_c = (330 \pm 37)m/s$. Para o nosso nanodisco magnético, com raio $R = 105nm$ e espessura $L = 20nm$, a inversão da polaridade pode ser alcançada por meio da aplicação de um campo magnético senoidal com amplitude de $5mT$ e frequência de $755MHz$, que está dentro da faixa de ressonância Δf . Essa combinação permite atingir a velocidade crítica de forma eficiente, ou seja, com menor consumo de energia. Embora outros valores de amplitude ou frequência também possam induzir a comutação, porém, gastando mais tempo e energia. Como mostra a Fig. 3.6, em (a) temos a velocidade do núcleo em função do tempo, evidenciando os saltos descontínuos relacionados com as comutações; Já em b), vemos como a polarização do núcleo varia em intervalos de tempo, comutando entre 1 e -1 , os saltos coincidem com as discontinuidades na velocidade, veja a ilustração na Fig. 3.7.

Figura 3.6 – Ilustração da reversão periódica do núcleo e a singularidade em $8.8ns$ (linha tracejada): Em a) Velocidade em função do tempo do núcleo do vórtice (linha tracejada); Já em b), Polarização em função do tempo do núcleo do vórtice (linha azul).



Fonte: autor.

Figura 3.7 – Vista em perspectiva do modo girotrópico de um vórtice em um nanodisco de raio $R = 105nm$ e espessura $L = 20nm$. A altura é proporcional à componente m_z e a seta preta indica a circulação da magnetização no plano. Em $t = 5ns$ o núcleo está com a polaridade positiva (para cima). Em $t = 8,7ns$ observamos uma componente surgindo em azul (para baixo), correspondente a deformação causada pela componente h_z do campo girotrópico. Quando esse campo atinge sua singularidade (valor crítico) $m_z = -p$ em $t = 8,8ns$ o núcleo reverte sua polarização. Após a conclusão da reversão $t = 8,9ns$, a energia armazenada é liberada em grande quantidade de ondas de spin. Depois o processo se repete para a polarização no outro sentido.



Fonte: autor.

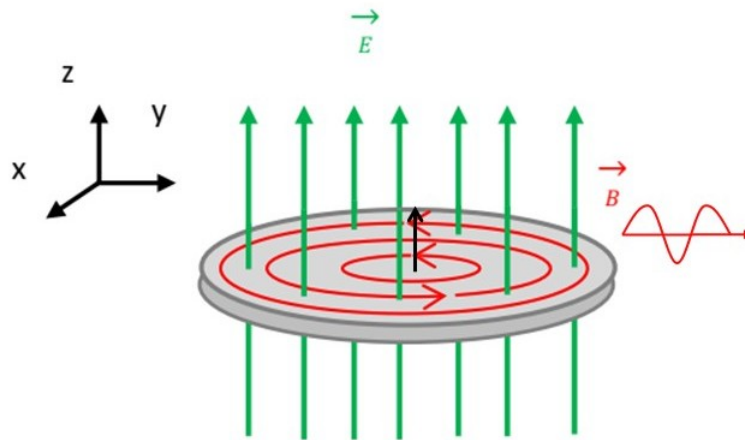
3.3 Correções relativísticas

O núcleo do vórtice pode ser representado, de forma coletiva, por um único momento magnético, orientado para cima ou para baixo ao longo da direção z . Ao aplicar um campo magnético oscilante no plano do nanodisco, é possível excitar o modo girotrópico, como já mencionamos. Dito isto, vamos aplicar um campo elétrico constante ao longo da direção z , veja a Fig. 3.8. A influência desse campo elétrico será avaliada por meio da correção relativística no campo magnético externo, de acordo com a transformação de Lorentz [60]

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{ap} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E}, \quad (3.4)$$

onde a velocidade \mathbf{v} será a velocidade do movimento do núcleo do vórtice. Sendo $\mathbf{v} = v_x \hat{\mathbf{i}} + v_y \hat{\mathbf{j}}$ oscilante, mesmo que $\mathbf{E} = E \hat{\mathbf{z}}$ seja constante produzirá uma correção oscilatória. Assim, para que essa correção seja da ordem de alguns por cento, é necessário que a magnitude do campo elétrico seja da ordem de 10GV/m .

Figura 3.8 – Representação esquemática de um nanodisco de Permalloy, com seu estado de vórtice característico, submetido a um campo elétrico constante na direção z e a um campo magnético oscilante na direção y .



Fonte: figura adaptada da Ref. [61].

Buscamos compreender o papel da correção relativística do campo magnético aplicado, induzida por um campo elétrico homogêneo, em sistemas nanomagnéticos. E também, explorar a possibilidade de manipular propriedades de configurações magnéticas, como polaridade, por meio desta interação. Com vistas a possíveis aplicações em dispositivos spintrônicos. A motivação se apoia em resultados recentes da literatura, que indicam o potencial de campos elétricos para controlar de forma eficiente e não destrutiva o estado magnético de nanoestruturas.

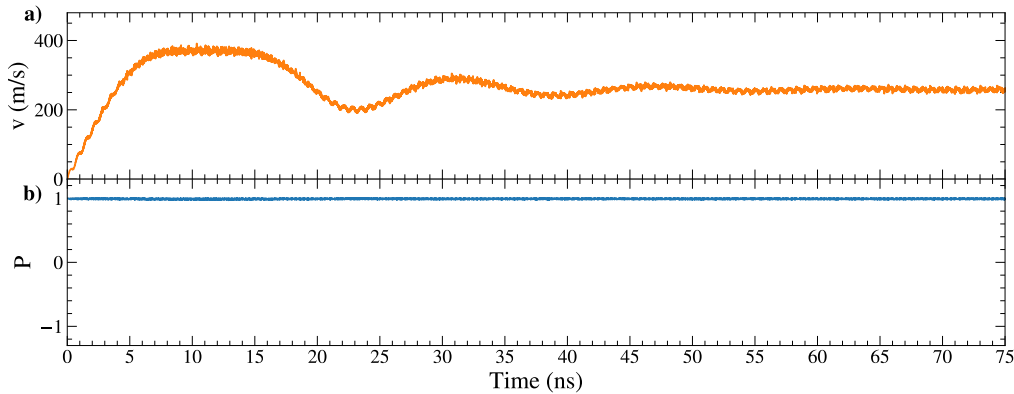
Yu et al. [62] demonstraram a comutação da polaridade do núcleo de um vórtice utilizando pulsos de campo elétrico ultrarrápidos via efeito magnetoelétrico. De modo semelhante, Aldulaimi et al. [61] investigaram a comutação da quiralidade em vórtices

magnéticos por meio de campos elétricos pulsados. Além disso, Desplat et al. [63] propuseram um mecanismo de nucleação de skyrmions também induzido por campos elétricos de curta duração. Diferentemente desses estudos, que utilizam excitações elétricas pulsadas, nosso trabalho propõe uma abordagem inicial baseada na aplicação de um campo elétrico constante, investigando sua influência por meio da transformação de Lorentz e suas implicações dinâmicas sobre o movimento do núcleo do vórtice.

Apresentamos a seguir os resultados obtidos por meio de nossas simulações. Aplicamos simultaneamente um campo magnético oscilante com frequência $\omega/2\pi = 745\text{MHz}$, este valor está bem próximo da faixa da frequência natural do sistema $\Delta\omega$. Além disso, aplicamos um campo elétrico constante na direção z , com intensidades de $E = 50\text{GV/m}$, 52GV/m e 60GV/m . A Eq. (3.4), foi implementada no script do MuMax3, permitindo o cálculo da velocidade do núcleo com base em sua trajetória no plano xy , a qual interage com o campo elétrico aplicado, veja o script A.1 no Apêndice A.

Como ilustrado na Fig. 3.9, durante o tempo total de simulação de 75ns para $E = 50\text{GV/m}$, a velocidade do núcleo do vórtice não atingiu o valor crítico necessário para a comutação de polaridade. Em vez disso, observou-se que a velocidade se estabilizou em um valor constante, resultado do equilíbrio entre a força externa e as forças de amortecimento. A partir da Eq. (3.4), foi possível calcular as correções relativísticas no campo magnético externo induzidas pela dinâmica do núcleo, conforme mostrado na Fig. 3.10. A componente B_x corrigida corresponde a aproximadamente 4% da amplitude do campo aplicado na direção y . Como essa correção depende diretamente da velocidade do núcleo, seu comportamento é análogo ao de um oscilador forçado e amortecido.

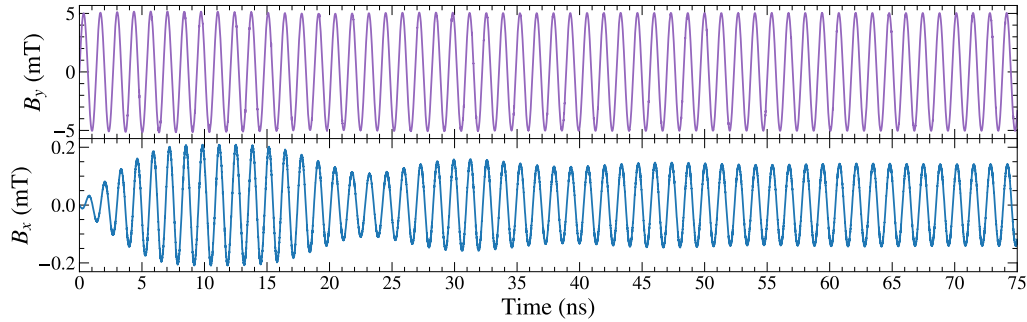
Figura 3.9 – a) Velocidade (linha alaranjado) do núcleo do vórtice em função do tempo; b) Polarização (linha azul) do núcleo do vórtice em função do tempo. O campo aplicado não gerou nenhuma comutação do núcleo e sua velocidade se estabilizou em um valor constante depois de um tempo.



Fonte: autor.

Agora, aplicamos um campo elétrico constante de magnitude $E = 52\text{GV/m}$. Por meio das simulações micromagnéticas, observamos a ocorrência da comutação da polaridade

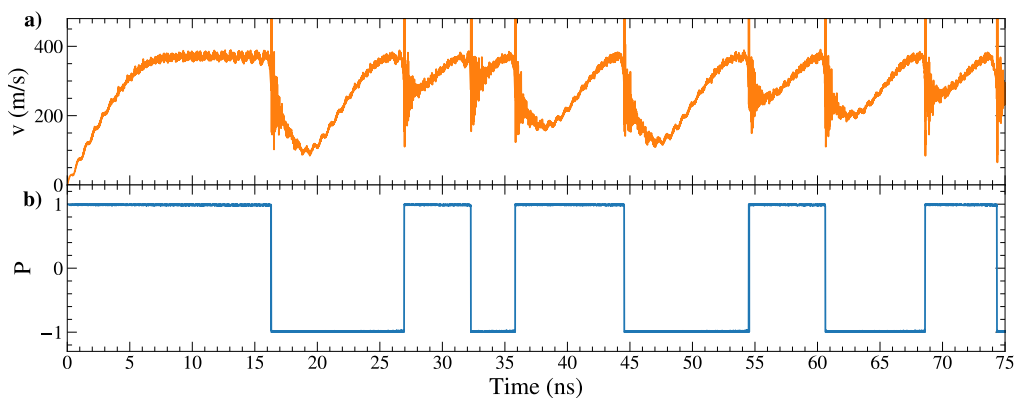
Figura 3.10 – No primeiro gráfico temos o campo magnético aplicado na direção y (linha roxa), o qual induz o movimento girotrópico com frequência próxima da frequência natural do sistema; Já no segundo gráfico temos a componente x do campo magnético resultante do produto vetorial entre a velocidade do núcleo do vórtice e o campo elétrico externo (linha azul).



Fonte: autor.

do núcleo do vórtice. Na Fig. 3.11-a), a curva da velocidade (linha alaranjada) atinge o valor crítico por volta de 16ns apresentando saltos de descontinuidade. Já em b), é mostrada a polarização do núcleo (linha azul) em função do tempo. Observa-se que, nos mesmos intervalos em que a velocidade atinge o valor crítico, a polaridade se inverte repentinamente, também com descontinuidades, caracterizando o processo de comutação.

Figura 3.11 – a) A velocidade do núcleo do vórtice (linha alaranjada) atinge o valor crítico aproximadamente no instante 16ns . Apesar de a correção relativística introduzida ser da ordem de poucos por cento, ela se mostrou suficiente para induzir a comutação da polaridade; b) A polarização do núcleo (linha azul), representada em função do tempo, também inverte seu sinal nesse mesmo intervalo, caracterizando de forma clara o processo de comutação.

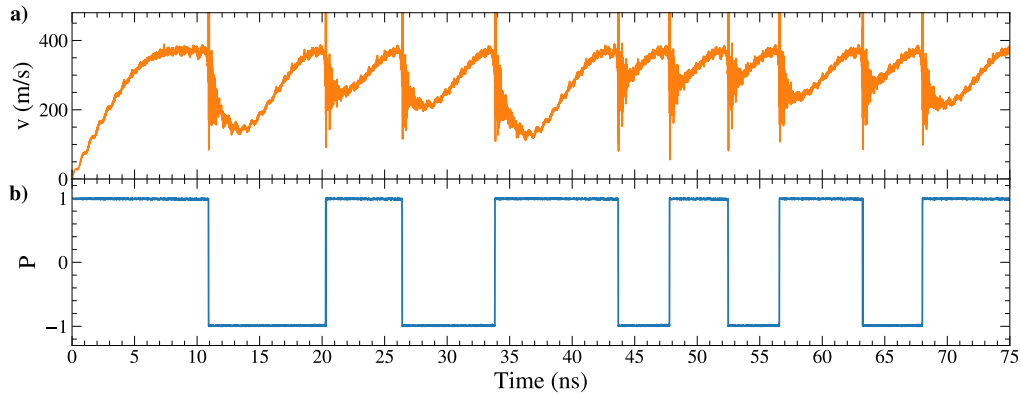


Fonte: autor.

Para um campo elétrico de maior intensidade, $E = 60\text{GV/m}$, e mantendo o mesmo tempo total de simulação de 75ns , observamos uma comutação mais rápida do núcleo do vórtice. Na Fig. 3.12-a) temos que a velocidade (linha alaranjada) crítica é atingida aproximadamente aos 11ns . A Fig. 3.12-b) mostra a polarização do núcleo (linha azul) como função do tempo, evidenciando a inversão da polaridade no mesmo intervalo temporal,

confirmando o processo de comutação. Esse comportamento, em que a comutação ocorre em menor tempo para campos mais intensos, está de acordo com os resultados reportados por Lee *et al.* [59]. Nesse trabalho, os autores demonstram que a combinação entre amplitude do campo e frequência de excitação pode ser otimizada para obter comutação eficiente. Quando a frequência do campo externo coincide com a frequência natural do modo girotrópico, a comutação pode ser induzida com campos de baixa amplitude. Por outro lado, se houver diferença entre essas frequências, a inversão do núcleo exige campos mais intensos (veja a Fig. 3 da Ref. [59]). A correção do campo foi de aproximadamente 5%.

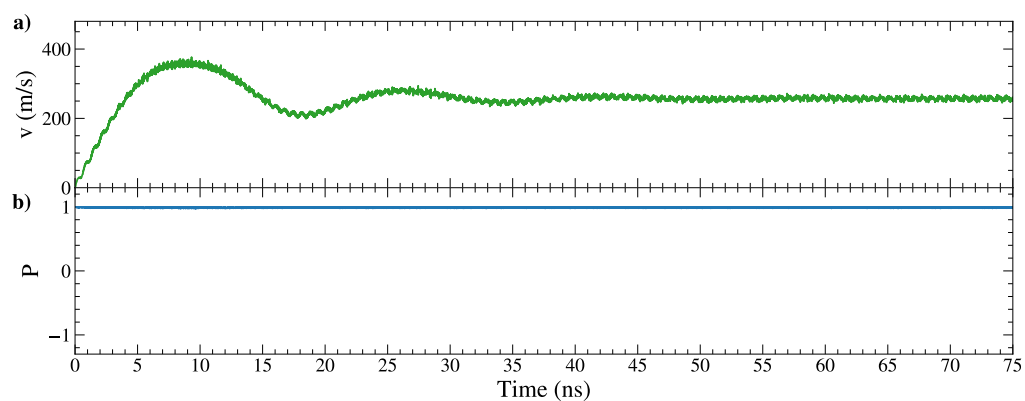
Figura 3.12 – A velocidade crítica do núcleo é atingida por volta de 11 ns , a) (linha alaranjada); b) A polarização (linha azul) inverte-se no mesmo instante, evidenciando a comutação. A correção relativística de cerca de 5%, antecipou a inversão, conforme tendência descrita na Fig. 4 da Ref. [59].



Fonte: autor.

Por fim, consideramos a aplicação de um campo elétrico constante na direção x , $\mathbf{E} = E\hat{\mathbf{x}}$, com magnitude de 60 GV/m . Nessa configuração, não foi observada a comutação da polaridade do núcleo, Fig. 3.13, mesmo mantendo a mesma intensidade do campo utilizada nos casos anteriores. Esse resultado está relacionado à direção da interação entre o campo elétrico e a velocidade do núcleo. Conforme descrito pela Eq. (3.4), o termo resultante do produto vetorial gera um campo efetivo na direção z . No entanto, tal orientação não contribui para o acionamento do modo girotrópico, dada a força de Zeeman na Eq. (3.2), sendo, portanto, ineficaz para induzir a inversão do núcleo. A dinâmica do modo girotrópico (e por consequência, a comutação da polaridade) requer campos oscilantes aplicados no plano do nanodisco [47, 64, 65].

Figura 3.13 – a) Velocidade do núcleo (linha verde) em função do tempo para um campo elétrico aplicado na direção x ; A polarização do núcleo (linha azul), em b), permanece constante ao longo do tempo.



Fonte: autor.

4 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, utilizamos simulações micromagnéticas para investigar a dinâmica de nano-osciladores magnéticos baseados em vórtices. Devido à geometria no formato de nanodisco, o estado fundamental desses sistemas corresponde a uma configuração de magnetização com orientação rotacional no plano e um núcleo com magnetização fora do plano, conhecido como vórtice. A oscilação do núcleo é denominada modo girotrópico, e quando a velocidade do movimento atinge um valor crítico, ocorre a reversão da sua polarização.

Analisamos a implementação de correções relativísticas no sistema por meio da aplicação de um campo elétrico constante. A interação desse campo com a velocidade do núcleo, via transformação de Lorentz, gera uma correção oscilatória no campo magnético efetivo, afetando diretamente a dinâmica do núcleo. Nossos resultados mostram que a introdução de um campo elétrico constante pode, via termo de Lorentz, reforçar a ressonância associada ao modo girotrópico. Para determinadas intensidades do campo elétrico, a velocidade crítica do núcleo é atingida de forma mais rápida, promovendo sua inversão de polarização. Não é possível aplicar campo elétrico no MuMax3 diretamente, então aplicamos uma correção do campo \mathbf{B} via transformada de Lorentz.

Além disso, observamos que, ao aplicar o campo elétrico na direção z , sua interação com a velocidade (restrita ao plano xy) gera componentes do campo efetivo nas direções x e y . Essas componentes, através da força de Zeeman, contribuem diretamente para o movimento girotrópico. No entanto, quando o campo elétrico é aplicado na direção x , a interação $\mathbf{v} \times \mathbf{E}$ resulta em um campo efetivo orientado na direção z , o que não produz força de Zeeman no plano (veja a Eq. (3.2)). Como consequência, não há contribuição significativa para a excitação do modo girotrópico nem para a comutação da polaridade do núcleo.

No entanto, a aplicação contínua de um campo elétrico homogêneo com alta intensidade pode ser inviável do ponto de vista energético, especialmente para aplicações práticas em dispositivos spintrônicos. Como alternativa para reduzir os custos energéticos, é mais favorável a utilização de campos elétricos não destrutivos, com curtíssima duração (na escala de picosegundos). Essa abordagem se justifica pelo fato de que nossos resultados indicam que a interação entre o campo elétrico e o vórtice pode modificar a sua dinâmica.

Dessa forma, como extensão do nosso trabalho, pretendemos investigar o uso de pulsos de campo elétrico para manipular propriedades do vórtice por meio de correções relativísticas. Vemos que essa metodologia apresenta um grande potencial de aplicação tecnológica. Por exemplo, nano-osciladores baseados em vórtices já são considerados promissores para computação neuromórfica; vórtices também podem ser utilizados como elementos de gravação e leitura em memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAM);

além disso, a comutação do núcleo do vórtice gera fortes ondas de spin. Combinando essas fatos, temos a possibilidade de desenvolver sistemas neuromórficos baseados e ondas de spin, com finos ajustes via campos elétricos.

REFERÊNCIAS

- [1] COEY, J. M. **Magnetism and magnetic materials**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010. Citado 5 vezes nas páginas 7, 8, 12, 13 e 16.
- [2] JACKSON, J. D. **Classical electrodynamics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2021. Citado 3 vezes nas páginas 7, 13 e 14.
- [3] GUIMARÃES, A. P.; GUIMARAES, A. P. **Principles of nanomagnetism**. Springer, 2009. v. 7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-59409-5>. Citado 6 vezes nas páginas 7, 8, 11, 18, 19 e 20.
- [4] SAKURAI, J.; NAPOLITANO, J. **Modern quantum mechanics, 3rd edition**. [S.l.]: Cambridge: Cambridge University Press, 2020. Citado 2 vezes nas páginas 7 e 14.
- [5] JR, W. F. B. Ferromagnetic domains and the magnetization curve. **Journal of Applied Physics**, American Institute of Physics, v. 11, n. 3, p. 160–172, 1940. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.1712753>. Citado na página 8.
- [6] STEVENS, L. D. The evolution of magnetic storage. **IBM Journal of Research and Development**, IBM, v. 25, n. 5, p. 663–676, 1981. Disponível em: <https://doi.org/10.1147/rd.255.0663>. Citado na página 8.
- [7] GODDARD, W. A.; LYNOTT, J. J. **Direct access magnetic disc storage device**. [S.l.]: Google Patents, 1970. US Patent 3,503,060. Citado na página 8.
- [8] PARKIN, S. S.; 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://doi.org/10.1126/science.1145799>. Citado na página 8.
- [9] ZHANG, X. et al. Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory. **Scientific Reports**, Nature Publishing Group UK London, v. 5, n. 1, p. 7643, 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/srep07643>. Citado na página 8.
- [10] SILVA, R. et al. Channeling skyrmions: Suppressing the skyrmion hall effect in ferrimagnetic nanostripes. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 135, n. 18, 2024. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/5.0206403>. Citado na página 8.
- [11] ARAUJO, F. A.; CHOPIN, C.; WERGIFOSSE, S. de. Ampere–oersted field splitting of the nonlinear spin-torque vortex oscillator dynamics. **Scientific Reports**, Nature Publishing Group UK London, v. 12, n. 1, p. 10605, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/s41598-022-14574-3>. Citado na página 8.
- [12] PERNA, S. et al. Coupling-induced bistability in self-oscillating regimes of two coupled identical spin-torque nano-oscillators. **Physica B: Condensed Matter**, Elsevier, v. 674, p. 415594, 2024. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physb.2023.415594>. Citado na página 8.
- [13] YUN, C. et al. Magnetic anisotropy-controlled vortex nano-oscillator for neuromorphic computing. **Frontiers in Physics**, Frontiers Media SA, v. 10, p. 1019881, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.3389/fphy.2022.1019881>. Citado na página 8.

- [14] KORALTAN, S. et al. Steerable current-driven emission of spin waves in magnetic vortex pairs. **Science Advances**, American Association for the Advancement of Science, v. 10, n. 39, p. eado8635, 2024. Disponível em: <https://doi.org/10.1126/sciadv.ado8635>. Citado na página 8.
- [15] CHUMAK, A. V. et al. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing. **IEEE Transactions on Magnetics**, IEEE, v. 58, n. 6, p. 1–72, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2022.3149664>. Citado na página 8.
- [16] JIN, C.-M.; DU, H.-F. Real-space observation of individual skyrmions in helimagnetic nanostripes. **Chinese Physics B**, IOP Publishing, v. 24, n. 12, p. 128501, 2015. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1056/24/12/128501/meta>. Citado na página 8.
- [17] JIANG, S. et al. Spin-torque nano-oscillators and their applications. **Applied Physics Reviews**, AIP Publishing, v. 11, n. 4, 2024. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/5.0221877>. Citado na página 9.
- [18] GARCIA-SANCHEZ, F. et al. A skyrmion-based spin-torque nano-oscillator. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 18, n. 7, p. 075011, 2016. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/18/7/075011>. Citado na página 9.
- [19] SHEN, L.; QIU, L.; SHEN, K. Nonlinear dynamics of directly coupled skyrmions in ferrimagnetic spin torque nano-oscillators. **NPJ Computational Materials**, Nature Publishing Group UK London, v. 10, n. 1, p. 48, 2024. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/s41524-024-01233-6>. Citado na página 9.
- [20] GUSLIENKO, K. Y.; SUKHOSTAVETS, O. V.; BERKOV, D. V. Nonlinear magnetic vortex dynamics in a circular nanodot excited by spin-polarized current. **Nanoscale Research Letters**, Springer, v. 9, p. 1–7, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1186/1556-276X-9-386>. Citado 2 vezes nas páginas 9 e 22.
- [21] LOCATELLI, N. et al. Efficient synchronization of dipolarly coupled vortex-based spin transfer nano-oscillators. **Scientific Reports**, Nature Publishing Group UK London, v. 5, n. 1, p. 17039, 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/srep17039>. Citado na página 9.
- [22] HAIDAR, M. et al. A single layer spin-orbit torque nano-oscillator. **Nature Communications**, Nature Publishing Group UK London, v. 10, n. 1, p. 2362, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/s41467-019-10120-4>. Citado na página 9.
- [23] KUMAR, A. et al. Spin-wave-mediated mutual synchronization and phase tuning in spin hall nano-oscillators. **Nature Physics**, Nature Publishing Group UK London, p. 1–8, 2025. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/s41567-024-02728-1>. Citado na página 9.
- [24] TORO, O. O. et al. Three terminal nano-oscillator based on domain wall pinning by track defect and anisotropy control. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 127, n. 18, 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.5144691>. Citado na página 9.
- [25] WERGIFOSSE, S. de; CHOPIN, C.; ARAUJO, F. A. Quantitative and realistic description of the magnetic potential energy of spin-torque vortex oscillators. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 108, p. 174403, Nov 2023. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.108.174403>. Citado na página 9.

- [26] KUMAR, A. et al. Robust mutual synchronization in long spin hall nano-oscillator chains. **Nano Letters**, v. 23, n. 14, p. 6720–6726, 2023. PMID: 37450893. Disponível em: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.3c02036>. Citado na página 9.
- [27] USOV, N.; PESCHANY, S. Magnetization curling in a fine cylindrical particle. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Elsevier, v. 118, n. 3, p. L290–L294, 1993. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(93\)90428-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(93)90428-5). Citado na página 9.
- [28] GUSLIENKO, K. Y.; NOVOSAD, V. Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 96, n. 8, p. 4451–4455, 2004. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.1793327>. Citado na página 9.
- [29] VANSTEENKISTE, A. et al. The design and verification of Mumax3. **AIP Advances**, v. 4, n. 10, p. 107133, 2014. Disponível em: <http://doi.org/10.1063/1.4899186>. Citado na página 9.
- [30] BLUNDELL, S. **Magnetism in condensed matter**. [S.l.]: OUP Oxford, 2001. Citado 5 vezes nas páginas 11, 12, 13, 16 e 18.
- [31] MENEZES, R. M. d. **Skyrmionics and magnonics in chiral ferromagnets: from micromagnetic to atomistic control**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2021. Citado na página 12.
- [32] OSBORN, J. A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. **Physical Review**, APS, v. 67, n. 11-12, p. 351, 1945. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.67.351>. Citado na página 13.
- [33] FILHO, A. P. G. Magnetismo e ressonância magnética em sólidos; exercícios: Ivan s. **Oliveira**. Editora Usp-São Paulo, 2009. Citado na página 15.
- [34] GILBERT, T. L. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. **Phys. Rev.**, v. 100, p. 1243, 1955. Citado na página 16.
- [35] GILBERT, T. L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. **IEEE Transactions on Magnetics**, IEEE, v. 40, n. 6, p. 3443–3449, 2004. Disponível em: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740>. Citado na página 16.
- [36] REZENDE, S. M. **Fundamentals of magnonics**. [S.l.]: Springer, 2020. v. 969. Citado na página 16.
- [37] YOO, M.-W. **Reversal Dynamics of Magnetic Vortex Core in Soft Magnetic Nanoelements**. Tese (Doutorado) — Seoul National University, 2015. Citado na página 17.
- [38] MONDAL, R. et al. Nutation in antiferromagnetic resonance. **Physical Review B**, APS, v. 103, n. 10, p. 104404, 2021. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.104404>. Citado na página 17.
- [39] KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. **Physical Review**, APS, v. 73, n. 2, p. 155, 1948. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.155>. Citado na página 17.
- [40] CLERCQ, J. D. **Modelling antiferromagnetic interfaces with MuMax3**. Tese (Doutorado) — Ghent University, 2017. Citado na página 19.

- [41] ALTHALER, M. **Microscopic characterization of mesoscopic magnetic textures in Fe₃Sn₂**. Tese (Doutorado) — Universität Augsburg, Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, 2022. Citado na página 20.
- [42] GOIRIENA-GOIKOETXEA, M. et al. Magnetization reversal in circular vortex dots of small radius. **Nanoscale**, Royal Society of Chemistry, v. 9, n. 31, p. 11269–11278, 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1039/C7NR02389H>. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 21.
- [43] KRAVCHUK, V. P. et al. Controlled vortex core switching in a magnetic nanodisk by a rotating field. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 102, n. 4, 2007. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.2770819>. Citado na página 20.
- [44] FU, X. et al. Optical manipulation of magnetic vortices visualized in situ by lorentz electron microscopy. **Science Advances**, American Association for the Advancement of Science, v. 4, n. 7, p. eaat3077, 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1126/sciadv.aat3077>. Citado na página 20.
- [45] GUSLIENKO, K. Y. Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries. **Journal of Nanoscience and Nanotechnology**, American Scientific Publishers, v. 8, n. 6, p. 2745–2760, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1166/jnn.2008.18305>. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 23.
- [46] URBÁNEK, M. **Magnetic vortices**. 2025. CEITEC MAGNETISM. Disponível em: <https://magnetism.ceitec.cz/magnetic-vortices/>. Acesso em: 24 abr 2025. Citado na página 21.
- [47] GUSLIENKO, K. Y.; LEE, K.-S.; KIM, S.-K. Dynamic origin of vortex core switching in soft magnetic nanodots. **Physical Review Letters**, APS, v. 100, n. 2, p. 027203, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.027203>. Citado 4 vezes nas páginas 22, 24, 25 e 31.
- [48] THIELE, A. Steady-state motion of magnetic domains. **Physical Review Letters**, APS, v. 30, n. 6, p. 230, 1973. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.230>. Citado na página 22.
- [49] GUSLIENKO, K. Y. et al. Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks. **Journal of Applied Physics**, American Institute of Physics, v. 91, n. 10, p. 8037–8039, 2002. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.1450816>. Citado 3 vezes nas páginas 22, 23 e 25.
- [50] GUSLIENKO, K. Y. Low-frequency vortex dynamic susceptibility and relaxation in mesoscopic ferromagnetic dots. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 89, n. 2, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.2221904>. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 25.
- [51] FONTES, E. **The Magnus Effect**. June 12, 2014. COMSOL Blog. Disponível em: <https://www.comsol.com/blogs/magnus-effect-world-cup-match-ball>. Acesso em: June 14, 2015. Citado na página 23.
- [52] LEE, K.-S.; KIM, S.-K. Gyrotropic linear and nonlinear motions of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 91, n. 13, 2007. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.2783272>. Citado na página 23.

- [53] YAMADA, K. et al. Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk. **Nature Materials**, Nature Publishing Group UK London, v. 6, n. 4, p. 270–273, 2007. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/nmat1867>. Citado na página 24.
- [54] GAIDIDEI, Y.; KRAVCHUK, V. P.; SHEKA, D. D. Magnetic vortex dynamics induced by an electrical current. **International Journal of Quantum Chemistry**, Wiley Online Library, v. 110, n. 1, p. 83–97, 2010. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qua.22253>. Citado na página 24.
- [55] BAUER, H. G. et al. Vortex core reversal due to spin wave interference. **Physical Review Letters**, APS, v. 112, n. 7, p. 077201, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.077201>. Citado na página 24.
- [56] WAEYENBERGE, B. V. et al. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 444, n. 7118, p. 461–464, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/nature05240>. Citado na página 24.
- [57] HERTEL, R. et al. Ultrafast nanomagnetic toggle switching of vortex cores. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 98, p. 117201, Mar 2007. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.117201>. Citado na página 24.
- [58] CHOI, S. et al. Strong radiation of spin waves by core reversal of a magnetic vortex and their wave behaviors in magnetic nanowire waveguides. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 98, p. 087205, Feb 2007. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.087205>. Citado na página 25.
- [59] LEE, K.-S. et al. Universal criterion and phase diagram for switching a magnetic vortex core in soft magnetic nanodots. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 101, p. 267206, Dec 2008. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.267206>. Citado 3 vezes nas páginas 25, 26 e 31.
- [60] NAMIAS, V. Electrodynamics of moving dipoles: The case of the missing torque. **American Journal of Physics**, AIP Publishing, v. 57, n. 2, p. 171–177, 1989. Disponível em: <https://doi.org/10.1119/1.16117>. Citado na página 28.
- [61] ALDULAIMI, W. A. S. et al. Size driven barrier to chirality reversal in electric control of magnetic vortices in ferromagnetic nanodiscs. **Nanoscale**, Royal Society of Chemistry, v. 15, n. 2, p. 707–717, 2023. Disponível em: <https://doi.org/10.1039/D2NR02768B>. Citado na página 28.
- [62] YU, D. et al. Nondestructive ultrafast steering of a magnetic vortex by terahertz pulses. **NPG Asia Materials**, Nature Publishing Group UK London, v. 12, n. 1, p. 36, 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/s41427-020-0217-8>. Citado na página 28.
- [63] DESPLAT, L. et al. Mechanism for ultrafast electric-field driven skyrmion nucleation. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 104, p. L060409, Aug 2021. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.L060409>. Citado na página 29.
- [64] LEE, K.-S. et al. Ultrafast vortex-core reversal dynamics in ferromagnetic nanodots. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 76, p. 174410, Nov 2007. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.174410>. Citado na página 31.

[65] KIM, S.-K. et al. Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents. **Applied Physics Letters**, v. 92, n. 2, p. 022509, 01 2008. ISSN 0003-6951. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.2807274>. Citado na página 31.

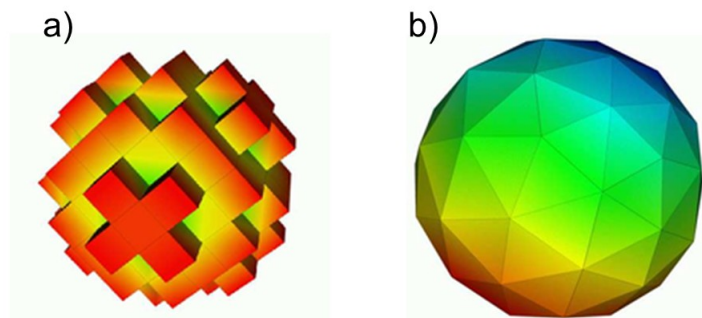
APÊNDICE A – MUMAX3

Soluções analíticas para problemas micromagnéticos são bastante raras e geralmente limitadas a modelos simplificados. Mesmo para geometrias aparentemente simples, é frequentemente necessário recorrer a métodos numéricos para obter soluções precisas. Neste trabalho, utilizamos o Mumax3, um software de código aberto amplamente utilizado para simulações micromagnéticas.

O Mumax3 emprega o método de discretização por diferenças finitas, no qual o espaço simulado é dividido em uma malha tridimensional composta por células de formato cuboide, como ilustrado na Fig. A.1. Cada célula representa um volume elementar de material, e diferentes regiões com propriedades distintas podem ser definidas atribuindo-se grupos arbitrários de células a materiais específicos, veja mais detalhes no script A.1.

A resolução da equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) é realizada de forma eficiente no Mumax3 com o uso de unidades de processamento gráfico (GPUs) da NVIDIA, o que permite acelerar significativamente os cálculos. Ao longo da simulação, os resultados obtidos (como a evolução temporal da magnetização) são armazenados em tabelas de dados que são analisadas posteriormente.

Figura A.1 – Discretização de uma esfera: a) Discretização por diferenças finitas, utilizada em simulações como as realizadas no Mumax3; b) Discretização por elementos finitos, mais adequada para geometrias tridimensionais complexas e superfícies curvas.



Fonte: figura adaptada de <https://nmag.readthedocs.io/en/latest/tutorial/doc.html>.

Script A.1 – Implementando a correção relativística no código de entrada da nossa simulação micromagnética.

```
// Defining the size of the universe and the size of the
simulation cells

Cx      := 2.0e-9
Cy      := 2.0e-9
```

```

Cz      := 20.0e-9
raio    := 105e-9
altura  := Cz
Nx      := 2 * raio/Cx
Ny      := 2 * raio/Cy
Nz      := 1
edgesmooth = 8
setgridsize(1.2*Nx, 1.2*Ny, Nz)           // grid size
setcellsize(Cx, Cy, Cz)                  // cell size

//Defining constants
ttable  := 40                             // save interval for table
tmag    := 300                             // save interval for magnetization
files
timestep := 1.633e-13                     // read the default step for the
LLG solution
countmax := 3*155000                       // total number of simulation
steps
c2       := 9e16                           // speed of light squared
E0       := 50e9                            // magnitude of the electric field
Evec     := vector(0,0,E0/c2)             // electric field vector (
assimilates the value of c2)

// Defining excitation parameters
B        := 0.005                          // T
freq     := 745.0e6 // MHz
B0       := vector(0.0, B*sin(2*pi*freq*t),0.0).Y()

// Defining geometry
cilindro := cylinder(2 * raio, altura)
setgeom(cilindro)
saveas(geom, "cilindro")

// !!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

// Setting FM parameters (Py)
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
Aex      = 1.3e-11
Msat     = 800e3
alpha    = 0.01

// Introducing a vortex as input

```

```

m = Vortex(-1,1)
saveas(m, "initialconfig")
relax()
saveas(m, "mrelaxed")

// Setting up the table
TableAdd(ext_topologicalcharge)
TableAdd(ext_corepos)
TableAdd(B_ext)

// Initialize core position variables
core := vector(ext_corepos.get().X(),ext_corepos.get().Y(),0.0)
corepass := vector(core.X(),core.Y(),0.0)

// Initializes external field variables
B_ext = vector(0.0,0.0,0.0)
Bx := 0.0
By := 0.0
Bz := 0.0

// Initialize velocity vector and scalar v2
velvec := vector((core.X() - corepass.X())/timestep,(core.Y() -
    corepass.Y())/timestep,0)
vquadrado := Pow(velvec.X(),2) + Pow(velvec.Y(),2)

// TIME LOOP
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
TableAddVar(velvec.X(),'vx','m/s') //saves the speed in x in the
    table
TableAddVar(velvec.Y(),'vy','m/s') //saves the speed in y in the
    table
autosave(m, 10e-11)

for count := 0; count < countmax; count++){

// Sets table save intervals and magnetizations

    if mod(count,ttable) == 0 {
        tablesave()
        //if mod(count,tmag) == 0 {
        //save(m)
        //}

```

```
}

run(timestep)

corepass = vector(core.X(),core.Y(),0.0) // passes on the old
      value of the vortex position
core = vector(ext_corepos.get().X(),ext_corepos.get().Y(),0.0)
      // reads the new vortex position

velvec = vector((core.X() - corepass.X())/timestep,(core.Y() -
      corepass.Y())/timestep,0.0) // calculate new speed
vquadrado := Pow(velvec.X(),2) + Pow(velvec.Y(),2)
// Excitement without correction
B0 := vector(0.0, B*sin(2*pi*freq*t),0.0)
// Excitement with correction
      Bx      = -velvec.Cross(Evec).X()
      By      = B0.Y() - velvec.Cross(Evec).Y()
      Bz      = -velvec.Cross(Evec).Z()
B_ext      = vector(Bx, By, Bz)
}
```