

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

RUI SIRIANO RIBEIRO

SKYRMIONS MAGNÉTICOS EM NANODISCOS DE COBALTO
INDUZIDOS POR INTERAÇÃO DE DZYALOSHINSKII-MORIYA E
ANISOTROPIA MAGNÉTICA PERPENDICULAR

MACEIÓ
2016

RUI SIRIANO RIBEIRO

**SKYRMIONS MAGNÉTICOS EM NANODISCOS DE COBALTO
INDUZIDOS POR INTERAÇÃO DE DZYALOSHINSKII-MORIYA E
ANISOTROPIA MAGNÉTICA PERPENDICULAR**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Alagoas, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Rodrigo de Paula Almeida Lima

Coorientador: Prof. Dr. Érico Raimundo Pereira de Novais

Maceió
2016

Catálogo na fonte
Universidade Federal de Alagoas
Biblioteca Central
Divisão de Tratamento Técnico

Bibliotecária: Helena Cristina Pimentel do Vale

R484d Ribeiro, Rui Siriano.
Skyrmions magnéticos em nanodiscos de cobalto induzidos por interação de Dzyaloshinskii-Moriya e anisotropia magnética perpendicular / Rui Siriano Ribeiro. - 2016.
65 f. : il.

Orientador: Rodrigo de Paula Almeida Lima.
Coorientador: Érico Raimundo Pereira de Novais.
Dissertação (Mestrado em Física da Matéria Condensada) – Universidade Federal de Alagoas. Instituto de Física. Maceió, 2016.

Bibliografia: f. 61-65.

1. Física. 2. Skyrmions magnéticos. 3. Interação Dzyaloshinskii-Moriya.
4. Anisotropia Magnética perpendicular. 5. Nanodiscos de cobalto. I. Título.

CDU: 537.6

**PARECER DA BANCA EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

***“Skyrmions magnéticos em nanodiscos de cobalto induzidos por
interação de Dzyaloshinskii-Moriya e anisotropia magnética
perpendicular”***

por

Rui Siriano Ribeiro

A Banca Examinadora composta pelos professores Rodrigo de Paula Almeida Lima (orientador), do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Érico Raimundo Pereira de Novais, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Askery Alexandre Canabarro Barbosa da Silva, da Universidade Federal de Alagoas – Campus Arapiraca, e Marcelô Leite Lyra, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, consideram o candidato **aprovado com grau B.**

Maceió, 21 de novembro de 2016


Prof. Dr. Rodrigo de Paula Almeida Lima


Prof. Dr. Érico Raimundo Pereira de Novais


Prof. Dr. Marcelo Leite Lyra


Prof. Dr. Askery Alexandre Canabarro Barbosa da Silva

*Aos meus pais, Alvina (Badia) e José Francisco
E aos meus irmãos, Manoel de Jesus e Ricardo*

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, José Francisco e Alvina, por sempre terem me incentivado a estudar, por sempre terem me apoiado em minhas escolhas e por sempre acreditarem em mim.

Ao meu coorientador, Érico Novais, pela paciência e disposição demonstrada durante toda a realização deste trabalho e, também, pela forma respeitosa com que sempre me tratou.

Ao meu orientador, Rodrigo Lima, pelo apoio dado para a realização deste trabalho e pela forma respeitosa com que sempre me tratou.

Aos membros da banca por terem aceitado participar da minha defesa e pelas correções sugeridas e pelos comentários feitos sobre o meu trabalho.

Ao Prof. Marcelo Lyra, coordenador da Pós-Graduação, pelo apoio dado a mim, principalmente, quando iniciei o mestrado.

Ao Prof. Francisco Assis, da Universidade Federal de Sergipe, pela oportunidade dada a mim durante o curso da disciplina de Física Estatística.

Ao Prof. Iram Gléria, da disciplina de Eletrodinâmica, e ao Prof. Tiago Mariz, de Teoria Quântica, pelas oportunidades que tive ao cursar as duas disciplinas.

Aos funcionários da Secretaria da Pós-Graduação, Victor e Felipe, pela forma respeitosa e disponibilidade que sempre tiveram comigo.

A Livia Nobre e a Fabiana Carvalho, a quem sou imensamente grato pelo apoio que me deram quando cheguei a Maceió e pelo companheirismo que se seguiu.

Ao Wesley Soares, pela convivência pacífica e pelo companheirismo durante todo esse tempo de mestrado, desde as terras sergipanas.

Ao Rafael Vieira e ao Ricardo Silva, pelos momentos de descontração vividos em terras alagoanas.

Ao Djair Melo, pelas diversas vezes que me ajudou com as atividades do mestrado.

Aos demais colegas não mencionados que passaram pela sala Bat-Caverna durante todo o tempo que estive lá.

A Universidade Federal de Alagoas, por ter oportunizado que eu realizasse o mestrado aqui nessa terra de belas praias.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (Capes), pelo apoio financeiro que recebi na forma de bolsa para a realização deste trabalho.

A todos aqueles que de alguma forma contribuíram para que eu realizasse este trabalho, que torceram por mim e acreditaram que eu conseguiria concluí-lo com êxito.

*Somente a verdade traz a liberdade
E somente livre o homem é feliz.*
R. S. Ribeiro

RESUMO

Entre os mecanismos geradores de skyrmions temos a interação de Dzyaloshinskii-Moriya e a anisotropia magnética perpendicular. Neste trabalho, estudamos a formação de skyrmions em nanodiscos de cobalto induzida por esses dois mecanismos, separadamente, utilizando o código computacional aberto OOMMF. Em nossas simulações, utilizamos discos de 100 a 400 nm de diâmetro por 1 nm de espessura com e sem a presença de defeitos topológicos; os defeitos são: furo no centro do disco e corte na borda. Nas simulações com interação de Dzyaloshinskii-Moriya, variamos a constante da interação de Dzyaloshinskii-Moriya de 0 até 9 mJ/m^2 e nas simulações com anisotropia magnética perpendicular variamos a constante de anisotropia de 1000 até 1300 kJ/m^3 . Os resultados mostram que ambos os mecanismos são capazes de gerar skyrmions. A interação de Dzyaloshinskii-Moriya induz a formação de skyrmion nos quatro tamanhos de discos estudados sem a presença de defeitos. Quando são inseridos defeitos nos discos, há uma diminuição na faixa de valores da constante da interação de Dzyaloshinskii-Moriya para os quais há a ocorrência de skyrmions ou até mesmo a ausência dessa configuração. A anisotropia magnética perpendicular também induz a formação de skyrmions nos nanodiscos de cobalto, contudo, esse mecanismo só gera skyrmions nos discos de 300 e 400 nm e para a constante de anisotropia igual a 1200 kJ/m^3 . Quando os defeitos estão presentes, a formação de skyrmions sob a influência da anisotropia é bastante afetada, sendo o corte o defeito que mais prejudica a formação de skyrmion.

Palavras-chave: Skyrmions magnéticos. Interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Anisotropia magnética perpendicular. Defeitos topológicos.

ABSTRACT

Among the mechanisms that generate skyrmion we have the Dzyaloshinskii-Moriya interaction and the perpendicular magnetic anisotropy. We study the skyrmions formation in cobalt nanodisks induced by these two mechanisms separately, using OOMMF open computational code. In our simulations, we use disks of 100 to 400 nm of diameter by 1 nm of thickness with and without the presence of topological defects; these defects are: hole in the disk center and notch in edge. In the simulations with Dzyaloshinskii-Moriya interaction we vary the Dzyaloshinskii-Moriya interaction constant from 0 to 9 mJ/m² and in the simulations with perpendicular magnetic anisotropy we vary the anisotropy constant from 1000 to 1300 kJ/m³. The results show that both mechanisms are capable of generating skyrmions. The Dzyaloshinskii-Moriya interaction induces the formation of skyrmion in the four disk sizes studied without the presence of defects. When defects are inserted into the disks there is a decrease in the constant value range of Dzyaloshinskii-Moriya interaction for which there is the occurrence of skyrmions or even the absence of this configuration. The perpendicular magnetic anisotropy also induces the formation of skyrmions in the cobalt nanodisks, however, this mechanism only generates skyrmions in the disks from 300 and 400 nm and anisotropy constant of 1200 kJ/m³. When defects are present, the formation of skyrmions under the influence of anisotropy is greatly affected, and notch is the defect that more impairs the formation of skyrmion.

Keywords: Magnetic skyrmions. Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Perpendicular magnetic anisotropy. Topological defects.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Tipos de skyrmions: Bloch e Néel.	19
Figura 2 – Ângulos que compõem a textura da magnetização de um skyrmion. . .	20
Figura 3 – Fases observadas nos skyrmions do tipo Bloch e do tipo Néel.	20
Figura 4 – Representação esquemática da DMI.	30
Figura 5 – Movimento de precessão da magnetização na presença de amortecimento.	32
Figura 6 – Modelos de disco com furo.	36
Figura 7 – Modelos de disco com corte.	36
Figura 8 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro, simulado com DMI.	38
Figura 9 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro, simulado com DMI.	39
Figura 10 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro, simulado com DMI.	40
Figura 11 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro, simulado com DMI.	40
Figura 12 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o furo I, simulado com DMI.	42
Figura 13 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o furo II, simulado com DMI.	43
Figura 14 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o furo I, simulado com DMI.	43
Figura 15 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o furo II, simulado com DMI.	44
Figura 16 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o corte I, simulado com DMI.	45
Figura 17 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o corte II, simulado com DMI.	46
Figura 18 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o corte I, simulado com DMI.	47
Figura 19 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o corte II, simulado com DMI.	47
Figura 20 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro, simulado com PMA.	49
Figura 21 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro, simulado com PMA.	50

Figura 22 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro, simulado com PMA.	51
Figura 23 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro, simulado com PMA.	51
Figura 24 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro com o furo I, simulado com PMA.	53
Figura 25 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro com o furo II, simulado com PMA.	54
Figura 26 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro com o furo I, simulado com PMA.	54
Figura 27 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro com o furo II, simulado com PMA.	55
Figura 28 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro contendo o corte I, simulado com PMA.	56
Figura 29 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro contendo o corte II, simulado com PMA.	57
Figura 30 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro contendo o corte I, simulado com PMA.	57
Figura 31 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro contendo o corte II, simulado com PMA.	58

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Corte I: Defeito topológico do tipo corte com profundidade equivalente a 25% do raio do disco que o possui e ângulo de abertura de 10°

Corte II: Defeito topológico do tipo corte com profundidade equivalente a 50% do raio do disco que o possui e ângulo de abertura de 20°

DMI: Interação de Dzyaloshinskii-Moriya

FD: Diferença finita

Furo I: Defeito topológico do tipo furo com raio equivalente a 5% do raio do disco que o possui

Furo II: Defeito topológico do tipo furo com raio equivalente a 10% do raio do disco que o possui

LLG: Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert

OOMMF: Object-Oriented MicroMagnetic Framework

PMA: Anisotropia magnética perpendicular

STNO: Nano-oscilador por transferência de spin

LISTA DE SÍMBOLOS

A : Constante de rigidez de troca

\mathbf{B} : Campo de indução magnética

\mathbf{B}_{ext} : Fluxo magnético externo

D : Constante da interação de Dzyaloshinskii-Moriya

\mathbf{D} : Vetor da interação de Dzyaloshinskii-Moriya

E_A : Energia de anisotropia

E_{DMI} : Energia da interação de Dzyaloshinskii-Moriya

E_{ex} : Energia de troca

E_{ext} : Energia do campo externo

E_{ms} : Energia magnetostática

E_{tot} : Energia magnética total

\mathbf{H} : Campo magnético

\mathbf{H}_A : Campo de anisotropia

\mathbf{H}_d : Campo desmagnetizante

H_{DMI} : Hamiltoniana da DMI

\mathbf{H}_{DMI} : Campo da DMI

\mathbf{H}_{eff} : Campo magnético efetivo

H_{ex} : Hamiltoniana de Heisenberg

\mathbf{H}_{ex} : Campo de troca

\mathbf{H}_{ext} : Campo magnético externo

\mathbf{H}_{ms} : Campo magnetostático

J_0 : Constante de troca

J_{ij} : Integral de troca de Heisenberg

K : Constante de anisotropia

\mathbf{m} : Magnetização reduzida

\mathbf{M} : Magnetização

M_S : Magnetização de saturação

N_d : Fator desmagnetizante

N_{sk} : Número topológico de skyrmion

q : Fase na magnetização de skyrmion

\mathbf{S} : Vetor de spin

$\hat{\mathbf{S}}$: Operador de spin

V : Volume

α : Constante de amortecimento da LLG

α_G : Constante de amortecimento de Gilbert

γ : Razão giromagnética da LLG

γ_e : Razão giromagnética do elétron

γ_G : Razão giromagnética de Gilbert

μ_0 : Permeabilidade magnética do vácuo

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	Organização do Trabalho	16
2	SKYRMIONS MAGNÉTICOS	18
2.1	Origens e Classificação	18
2.2	Mecanismos Geradores e Observação	20
2.3	Aplicações Tecnológicas	22
3	TEORIA MICROMAGNÉTICA	24
3.1	Energia Magnética Total	24
3.1.1	Energia de troca	24
3.1.2	Energia magnetostática	27
3.1.3	Energia de anisotropia magnética	28
3.1.4	Energia do campo externo	29
3.1.5	Interação de Dzyaloshinsky-Moriya	29
3.2	Campo Efetivo	30
3.3	Equação de Movimento da Magnetização	31
4	MÉTODOS E PARÂMETROS	34
4.1	Métodos	34
4.2	Parâmetros	35
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO	37
5.1	Resultados com DMI	37
5.1.1	Discos sem defeito topológico	37
5.1.2	Discos com defeito topológico	41
5.1.2.1	Defeito topológico furo	41
5.1.2.2	Defeito topológico corte	45
5.2	Resultados com PMA	48
5.2.1	Discos sem defeito topológico	49
5.2.2	Discos com defeito topológico	52
5.2.2.1	Defeito topológico furo	52
5.2.2.2	Defeito topológico corte	55
6	CONCLUSÕES	59
	REFERÊNCIAS	61

1 INTRODUÇÃO

O magnetismo sempre fascinou o homem devido às suas propriedades. Mas, mais do que fascinar, ao longo do tempo o homem foi encontrando aplicações para os materiais magnéticos, começando pelas bússulas feitas de óxido de magnetita na China, nos Tempos Antigos, e mais tarde, na Europa no início da Idade Média, até chegar às inúmeras e indispensáveis aplicações presente na nossa vida diária. Atualmente, o magnetismo é usado largamente em varias áreas, por exemplo, no armazenamento de informações, nas comunicações, na medicina, na geologia e em diversas outras áreas. As aplicações são fruto do estudo das propriedades magnéticas dos materiais. Conheçê-las, portanto, é de fundamental importância para o desenvolvimento de novas tecnologias.

Apesar de ser conhecido desde os Tempos Antigos, o primeiro tratado sobre magnetismo data de 1600, *De Magnete*, de William Gilbert (1544-1603).^{1, 2} Em seu tratado, Gilbert deu a primeira explicação racional para a capacidade misteriosa da agulha da bússola apontar na direção norte-sul: a Terra ser um grande ímã, gerando um campo magnético em toda a Terra.³ Após Gilbert, várias outras contribuições para o campo do magnetismo surgiram, sendo as mais expressivas as feitas por Michael Faraday (1791-1867), que formulou a lei da indução magnética e caracterizou vários materiais segundo o comportamento magnético, e James Clerk Maxwell (1831-1879), que formulou matematicamente a base da eletrodinâmica com suas famosas equações. No entanto, o entendimento moderno do magnetismo só foi alcançado com o surgimento da Mecânica Quântica no século *XX* que permitiu explicar a origem dos momentos magnéticos atômicos.¹

Nas décadas de 1930 e 1940 foi desenvolvida a teoria micromagnética, ou simplesmente micromagnetismo, uma teoria fenomenológica com o intuito de preencher a lacuna existente entre a teoria fenomenológica de campos eletromagnéticos de Maxwell e a teoria quântica baseada em fundamentos atômicos.⁴ A principal contribuição para o desenvolvimento do micromagnetismo foi dada por W. F. Brown (1904-1983) em dois artigos publicados em 1940⁵ e 1941⁶. Além desses dois artigos, houveram outros mais tarde publicados por Brown e outros pesquisadores que estabeleceram a teoria do micromagnetismo como uma ferramenta eficiente para descrever os processos de magnetização e as propriedades características do ciclo de histerese.⁴ Atualmente, a teoria micromagnética é a base de muitos programas de computador que simulam numericamente as propriedades de materiais magnéticos nas escalas mesoscópica e nanoscópica.⁷

O comportamento magnético de uma amostra difere conforme suas dimensões. Mesmo que seja de um mesmo material, uma amostra com dimensões nanométricas possui comportamento magnético diferente de uma amostra com dimensões macroscópicas.^{1, 7} Essas diferenças surgem devido a vários fatores, entre eles, a quebra de simetria de

translação nas amostras nanométricas, a maior proporção de átomos na superfície, ou interface, do fato dos objetos de tamanhos nanoscópicos serem comparáveis a alguns comprimentos característicos ou fundamentais dos materiais constituintes e outros efeitos.⁷ O progresso realizado nos últimos anos em ciências computacionais e técnicas de preparação de materiais avançados tem melhorado enormemente a nossa compreensão das propriedades magnéticas dos materiais e a nossa capacidade de produzi-los em escala nanométrica. Hoje, é possível estudar as propriedades e aplicações do magnetismo de nanopartículas isoladas, nanofios, filmes finos, multicamadas, e amostras magnéticas volumosas contendo nanopartículas. Entre as aplicações mais bem sucedida do magnetismo de materiais em escala reduzida temos a gravação magnética, cuja a densidade de gravação nos discos rígidos teve uma evolução vertiginosa nas últimas décadas.

Nos materiais magnéticos em nanoescala são observadas várias configurações magnéticas, entre elas, temos os monodomínios, os vórtices, os skyrmions,^{8, 9, 10} entre outras. Os skyrmions foram teorizados na física nuclear nos anos 1960 por Tony Skyrme (1922-1987), contudo, atualmente abrangem muitos fenômenos semelhantes em diversas áreas da Física.¹¹ Em materiais magnéticos, os skyrmions são configurações da magnetização em nanoescala topologicamente estáveis com propriedades semelhantes a partículas.^{12, 13, 14, 15, 16, 17} O surgimento de skyrmions em materiais magnéticos pode ser explicado como uma consequência de competições entre o acoplamento de troca ferromagnética, anisotropia magnética e interação de Dzyaloshinskii-Moriya.¹⁸ Recentemente essas estruturas foram observadas em vários materiais magnéticos. A primeira observação experimental foi feita em 2009 em *MnSi* e posteriormente em vários outros materiais.^{12, 13, 14, 15, 16, 17, 19, 20}

Desde que foram observados, os skyrmions têm sido investigados intensivamente devido às suas propriedades e possíveis aplicações em novos dispositivos de spintrônica, por exemplo, no armazenamento de informação ou dispositivos lógicos.^{9, 11, 21, 22} O tamanho em nanoescala, a estabilidade, e a possibilidade de movê-los com correntes de densidade extremamente baixa, da ordem de 10^6 A m^{-2} que é cinco ou seis ordens de magnitude menor que a necessária para movimentar paredes de domínio em materiais magnéticos⁹ fazem dos skyrmion candidatos promissores como transportadores de informação em nanoeletrônicos no futuro.^{11, 18} Uma das potenciais aplicações de skyrmions é construir memórias *racetrack*, em que a informação de dados binários é codificada na forma de skyrmions.¹⁸ Em comparação com memórias *racetrack* baseadas em parede de domínio,²³ as construídas com skyrmions apresentariam algumas vantagens, tais como menor custo de energia, maior densidade de empacotamento de dispositivos e estabilidade de dados mais robusta.^{11, 18} Outra aplicação possível de skyrmions é na construção de nano-osciladores por transferência de spin.²⁴ Esses dispositivos são candidatos promissores para fontes de sinal de micro-ondas.²⁵

Os skyrmions magnéticos tem sido estudados tanto de forma experimental^{12, 13, 16, 17}

quanto por meio de simulações micromagnéticas.^{21, 24, 26, 27} Essas estruturas tem sido observadas tanto na forma isolada como formando redes, em diversos tipos de materiais de formas geométricas diversas, como por exemplo, em nanodiscos. Apesar de serem fortes candidatos para aplicações tecnológicas, muitos estudos ainda precisarão ser feitos até que tenhamos dispositivos construídos a base de skyrmions. Nesse sentido, encontrar materiais em que essa configuração magnética se forme, determinar os mecanismos responsáveis por sua formação e os parâmetros dos materiais em que ocorrem é de fundamental importância para a compreensão da física dos skyrmions, bem como, para a aplicação tecnológica.

Com o intuito de contribuir com o conhecimento sobre os skyrmions magnéticos resolvemos estudar as propriedades magnéticas de nanodiscos de cobalto com e sem a presença de defeitos topológicos (furo e corte) sob a influência da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) e da anisotropia magnética perpendicular (PMA) e verificar se dentre as configurações magnéticas presentes encontrávamos a configuração de skyrmion. Já sabemos da literatura que skyrmions ocorrem em nanodiscos formados por camadas de cobalto e outros materiais.^{8, 28} Escolhemos os dois mecanismos, DMI e PMA, porque já são conhecidos da literatura como indutores dessa configuração magnética. Em nosso estudo, vamos analisar a influência dos dois mecanismos separadamente. Para tanto, utilizamos o código computacional aberto OOMMF²⁹ para resolver a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Essa equação permite descrever o comportamento da magnetização dentro da teoria micromagnética.

Além de estudar as configurações magnéticas dos nanodiscos de cobalto sob a influência da DMI e da PMA, analisamos também os efeitos que a presença dos defeitos topológicos exercem sobre as configurações magnéticas dos nanodiscos, com atenção para os efeitos sobre configuração de skyrmion. A nossa intenção é observar se os defeitos favorecem ou não a formação de skyrmions nos nanodiscos. Acreditamos que a inserção do corte promova alterações mais significativas na magnetização dos discos ao quebrar a simetria e, portanto, afete severamente a formação de skyrmions, diferentemente dos furos.

1.1 Organização do Trabalho

O trabalho está dividido da seguintes forma:

- Capítulo 2: Skyrmion magnéticos. Nesse capítulo, discorreremos sobre as origens dos skyrmions, suas principais características, também discutimos como são classificados de acordo com as propriedades topológicas que apresentam. Tratamos, também, dos mecanismos geradores dessa configuração magnética, das primeiras observações experimentais e dos materiais em que ocorrem. Finalizamos o capítulo com as perspectivas de aplicações tecnológicas dos skyrmions.

- Capítulo 3: Teoria micromagnética. No terceiro capítulo, mostramos que a energia magnética total, dentro da teoria do micromagnetismo, pode ser obtido como a soma das energias de troca, magnetostática, de anisotropia, do campo externo e da interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Além disso, descrevemos como obter o campo efetivo atuando no sistema magnético a partir da energia magnética total. Finalizamos o capítulo com a apresentação da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, que descreve o movimento da magnetização nos sistemas micromagnéticos.
- Capítulo 4: Métodos e parâmetros. O quarto capítulo é dedicado à apresentação do método utilizado para resolver a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. No caso, o método da diferença finita utilizado para a discretização dos nanodiscos e o método de Euler para resolver a LLG, conforme implementados no OOMMF. Além disso, descrevemos os modelos de nanodiscos estudados, bem como, os parâmetros materiais do cobalto e outros necessários para realizar as simulações.
- Capítulo 5: Resultados e Discussão. No quinto capítulo fazemos a descrição dos resultados, bem como, a discussão dos mesmos. Esse capítulo está dividido em duas partes distintas. Uma dedicada aos resultados obtidos nas simulações feitas com os nanodiscos de cobalto sob a influência da interação de Dzyaloshinskii-Moriya. A outra, trata dos resultados oriundos das simulações realizadas com os discos sob a influência da anisotropia magnética perpendicular.
- Capítulo 6: Conclusões: No último capítulo, fazemos as nossas considerações finais sobre os resultados encontrados em nosso trabalho e apresentamos as perspectivas para trabalhos futuros sobre skyrmions magnéticos.

2 SKYRMIONS MAGNÉTICOS

Neste capítulo nós discorreremos sobre as propriedades dos skyrmions magnéticos. Inicialmente, apresentamos as origens dos skyrmions e como são classificados de acordo com suas propriedades topológicas. Na sequência, abordamos os mecanismos geradores de skyrmions, bem como, os materiais em que têm sido observados. Ao finalizar esse capítulo, comentamos as possíveis aplicações tecnológicas dos skyrmions.

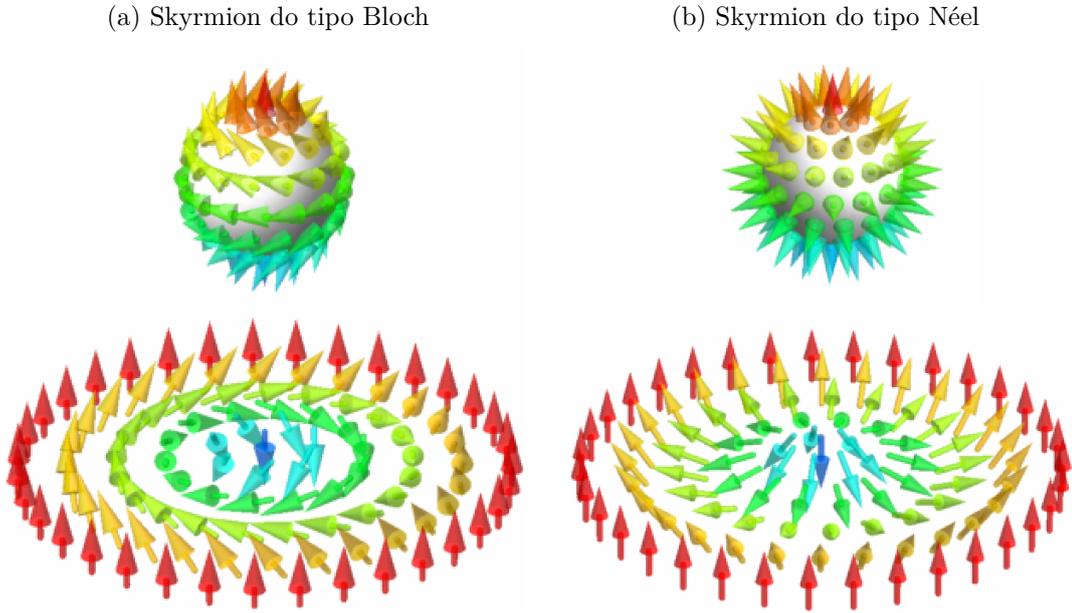
2.1 Origens e Classificação

Skyrmions são objetos matemáticos que têm fascinado a comunidade de magnetismo por muitos anos, abrangendo uma série de fenômenos fisicamente muito diferentes.³⁰ O conceito matemático de skyrmions foi proposto originalmente por Tony Skyrme, daí o nome skyrmions, que nos anos 1960 desenvolveu um modelo para descrever hádrons na física nuclear.^{9, 11, 31} Nesse modelo, as partículas foram chamadas de skyrmions. Atualmente, o termo skyrmion é usado para designar objetos matemáticos semelhantes em muitos contextos diferentes, inclusive em sistemas de matéria condensada, tais como o sistema Hall quântico,³² cristais líquidos,³³ condensados de Bose-Einstein,³⁴ supercondutores,³⁵ entre outros.

Em materiais magnéticos, um skyrmion é estrutura de spin na qual a magnetização no centro aponta na direção oposta ao apontamento da borda. Podemos imaginar um skyrmion como sendo uma esfera unitária, envolvida por spins apontando em todas as direções, mapeada no plano, onde o polo sul corresponde ao núcleo do skyrmion, enquanto, o polo norte corresponde à borda do skyrmion.^{9, 11, 35, 36} Uma ilustração esquemática de skyrmions é mostrada na Figura 1. Conforme a progressão da orientação local dos spins, os skyrmions podem ser classificados como: skyrmions do tipo Bloch e skyrmions do tipo Néel, como mostrado na Figura 1. Nos skyrmions do tipo Bloch (ver Figura 1a), os spins rotacionam no plano tangencial, isto é, perpendicular às direções radiais, quando se deslocam do núcleo para a borda. Nos skyrmions do tipo Néel (ver Figura 1b), os spins rotacionam no plano radial do núcleo para a periferia. As setas descrevem a direção de spin no espaço $\mathbf{r} = (x, y)$ e as cores representam a componente normal ao plano, isto é, do sentido $+z$ (vermelho) para a sentido $-z$ (azul).¹⁷

Os skyrmions magnéticos são estruturas topologicamente protegidas, pois não pode ser deformados de forma contínua para uma configuração magnética, e são relativamente estáveis, quando comparados com, por exemplo, vórtices ou bolhas magnéticos.¹¹ Essas estruturas podem ser caracterizadas pelo número topológico N_{sk} , definido como a quantidade de vezes que a magnetização envolve completamente uma esfera unitária.^{9, 38} Em

Figura 1 – Comparação entre os tipos de skyrmions: Bloch e Néel. Em (a), temos um skyrmion do tipo Bloch. Em (b), o skyrmion é do tipo Néel.



(a) Skyrmion do tipo Bloch

(b) Skyrmion do tipo Néel

Fonte: K. Everschor, 2012.³⁷

duas dimensões, para skyrmions restritos ao plano x - y temos

$$N_{\text{sk}} = \frac{1}{4\pi} \iint \mathbf{m} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) dx dy. \quad (2.1)$$

onde \mathbf{m} denota a magnetização reduzida, com $|\mathbf{m}| = 1$.

A textura da magnetização de um skyrmion costuma ser descrita por um vetor tridimensional \mathbf{m} dado pela Equação (2.2),

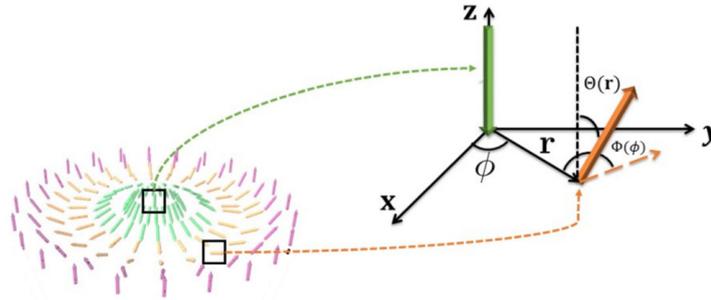
$$\mathbf{m} = (\cos \Phi(\varphi) \sin \Theta(r), \sin \Phi(\varphi) \sin \Theta(r), \cos \Theta(r)), \quad (2.2)$$

onde as componentes desse vetor são funções de coordenadas cilíndricas polares.^{9, 38, 39} Nesta descrição, $\Theta(r)$ é o ângulo entre o vetor magnetização em cada ponto na região do skyrmion e o eixo z . Além disso, $\Phi(\varphi)$ é o ângulo entre a projeção da textura da magnetização do skyrmion no plano x - y e o eixo x .³⁹ A Figura 2 ilustra essa descrição. De forma que temos

$$\begin{aligned} N_{\text{sk}} &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dr \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{d\Theta(r)}{dr} \frac{d\Phi(\varphi)}{d\varphi} \sin \Theta(r) \\ &= \frac{1}{4\pi} [\cos \Theta(\infty) - \cos \Theta(0)] [\Phi(2\pi) - \Phi(0)]. \end{aligned} \quad (2.3)$$

As condições de contorno $\cos \Theta(0) = -1$ e $\cos \Theta(\infty) = 1$ são impostas para qualquer skyrmion, onde $r = 0$ no centro do skyrmion e $r = \infty$ no infinito, de forma que temos $N_{\text{sk}} = 1$ para o número topológico de skyrmion.^{9, 38}

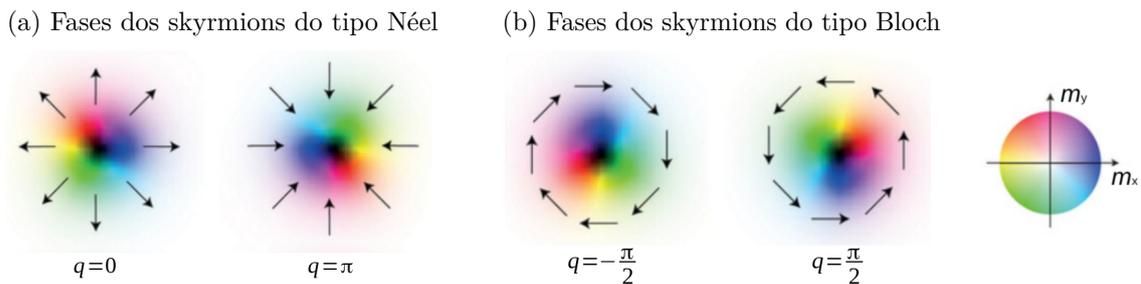
Figura 2 – Descrição dos ângulos que compõem a textura da magnetização de um skyrmion para dois spins particulares.



Fonte: D. Andrikopoulos, B. Sorée e J. De Boeck, 2016.

Em geral, $\Phi(\varphi) = \varphi + q$, onde φ é a coordenada cilíndrica e q é a fase que depende do tipo de skyrmion que queremos descrever. Mais especificamente, q tem a ver com as componentes no plano da textura da magnetização do skyrmion.³⁹ Para um valor específico de q , obtemos o tipo de skyrmion correspondente. Para uma skyrmion do tipo Néel, o valor de q determina se as componentes no plano apontam para centro ou para a borda, ao passo que para uma skyrmion do tipo Bloch, o valor de q define um sentido de rotação horário ou anti-horário das componentes no plano.⁹ Mostramos na Figura 3 os valores possíveis para q , para ambos os tipos de skyrmion, Bloch e Néel.

Figura 3 – Diferentes fases observadas nos skyrmions. Em (a), temos as fases encontradas em um skyrmion do tipo Néel. Em (b), temos as fases observadas quando o skyrmion é do tipo Bloch. As setas indicam a direção e o sentido da componente de spins no plano e as cores, branco e preto, indicam a direção e sentido normal ao plano, isto é, branco para cima e preto para baixo.



Fonte: N. Nagaosa e Y. Tokura, 2013.

2.2 Mecanismos Geradores e Observação

Vários mecanismos podem gerar skyrmions em sistemas magnéticos e múltiplos mecanismos, frequentemente, contribuem simultaneamente para que isso ocorra.⁹ Skyrmions têm sido observados em materiais com anisotropia magnética perpendicular em conexão com um dos seguintes mecanismos estabilizadores:⁴⁰ (i) interações de troca de quatro spins, levando a formação de skyrmions de uma rede de skyrmions com cada skyrmion

estendendo-se ao longo de alguns sítios da rede;⁴¹ (ii) interações de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI), que está presente em materiais magnéticos não centrossimétrico, onde skyrmions tem dimensões típicas de algumas dezenas de nanômetros; (iii) interações dipolares de longo alcance,⁴² que forma skyrmions da ordem de 100 nm a 1 μm .^{12, 14, 43} Skyrmions também podem ser formados por interações de troca frustrada,⁴⁴ com tamanho da ordem da constante de rede (aproximadamente 1 nm).⁹

Em materiais magnéticos não centrossimétrico, em que elétrons experimentam acoplamento spin-órbita, a DMI favorece o alinhamento perpendicular dos spins vizinhos.²² A energia dessa interação faz os spins se inclinarem, levando de forma natural a uma estrutura quiral.²² Na maioria dos sistemas investigados até agora, a estrutura de spin de um skyrmion magnético é uma configuração estável, ou metaestável em alguns casos, e surge a partir da DMI.¹¹ Na ausência de DMI, a competição entre as energias de troca, desmagnetização e anisotropia uniaxial tem efeito similar ao da DMI.²⁸

Em filmes finos magnéticos com anisotropia no eixo de fácil magnetização perpendicular ao plano do filme, a interação dipolar favorece uma magnetização no plano, ao passo que a anisotropia prefere uma magnetização fora do plano. A competição entre essas duas interações resulta em listras periódicas, nas quais a magnetização rotaciona no plano perpendicular ao filme fino. Um campo magnético aplicado perpendicularmente ao filme transforma o estado de listras em um conjunto periódico de bolhas magnéticas ou skyrmions.⁹

Apesar de serem estudados desde que foram teorizados nos anos 1960, essas estruturas magnéticas foram observadas experimentalmente pela primeira vez em 2009 por S. Mühlbauer e colaboradores que utilizaram espalhamento de nêutrons para observar a formação espontânea de uma rede bidimensional de linhas de skyrmions em $MnSi$.¹² Nesse mesmo ano, A. Neubauer e colaboradores confirmaram a existência de skyrmions em $MnSi$ pela detecção do efeito Hall topológico nesse material.¹⁹ Ainda em 2009, C. Pappas e colaboradores comprovaram a existência de skyrmion em $MnSi$ utilizando outras técnicas.²⁰

Depois de serem observados em $MnSi$, o segundo material em que skyrmions foram encontrados foi o semicondutor dopado $Fe_{1-x}Co_xSi$ para $x = 0, 2$.⁴³ Essa descoberta, publicada no início do ano de 2010, foi feita por W. Münzer em colaboração com S. Mühlbauer, A. Neubauer e outros que conseguiram observar a rede de skyrmions utilizando espalhamento de neutron de ângulo pequeno e microscopia de força de Lorentz. Uma rede bidimensional de skyrmions também foi observada em um filme fino de $Fe_{0,5}Co_{0,5}Si$ usando microscopia eletrônica de transmissão de Lorentz por outros pesquisadores.¹³

Os skyrmions observados em $MnSi$,¹² $Fe_{1-x}Co_xSi$,⁴³ foram induzidos por um campo magnético externo e apenas em baixas temperaturas, o que limita as aplicações tecnológicas de skyrmions. Contudo, X. Z. Yu e colaboradores obtiveram um cristal

de skyrmion em temperatura próxima a ambiente, 280 K, em $FeGe$, mas assistido por um campo magnético externo.¹⁴ Recentemente, uma rede de skyrmion foi observada no semicondutor magnético polar GaV_4S_8 com uma simetria romboédrica e anisotropia no eixo de fácil magnetização.¹⁷

Atualmente, skyrmions têm sido observados em vários materiais volumosos, entre os quais temos: ferromagnéticos, tais como $MnSi$,¹² $Fe_{1-x}Co_xSi$,⁴³ $FeGe$ ¹⁴ e $Mn_{1-x}Fe_xGe$;⁴⁵ multiferroicos Cu_2OSeO_3 ,¹⁵ e um antiferromagnético, $La_2Cu_{0,97}Li_{0,03}O_4$,⁴⁶ e mais recentemente em filmes ultrafinos.^{11, 41} Em geral, a fase skyrmion em um material volumoso está embutida em diagramas de fase complexos multi-estáveis e existem apenas em uma faixa relativamente estreita de temperaturas e campos magnéticos.¹¹

Além das observações relatadas acima, vários outros trabalhos, tanto experimental quanto simulações micromagnéticas, tem mostrado que é possível confinar skyrmions individuais em nanoestruturas magnéticas, por exemplo, em nanodiscos. Y. Y. Dai e colaboradores²⁸ mostram por meio de simulações micromagnéticas que um estado fundamental de skyrmion espontâneo pode existir em um nanodisco de $Co/Ru/Co$ sem a interação de Dzyaloshinskii-Moriya.²⁸ Da mesma forma, M. Beg e colaboradores demonstram a formação de skyrmions isolados em nanodiscos de $FeGe$ utilizando simulações micromagnéticas.⁴⁷

2.3 Aplicações Tecnológicas

Desde que foram propostos teoricamente, os skyrmions têm despertado o interesse dos pesquisadores para potenciais aplicações tecnológicas. Acredita-se que os skyrmions magnéticos possam ser utilizados na construção da próxima geração de memórias magnéticas e dispositivos de spintrônica.^{9, 11, 21, 22, 24, 48} Duas características que evidenciam a vantagem do uso de skyrmions na construção desses dispositivos são: o tamanho final reduzido, na escala de nanômetros, o que sugere uma capacidade de codificação de dados ultra-alta das memórias magnéticas;²⁴ e, skyrmions poderem ser facilmente manipulados usando densidade de corrente de spin extremamente baixa de apenas cerca 10^6 A m⁻², que é cinco ou seis ordens de magnitude menor que a necessária para movimentar paredes de domínio em materiais magnéticos.^{49, 50} Estas duas únicas apontar para uma oportunidade de aplicações em muitos outros novos dispositivos de spintrônica.²⁴

Entre os possíveis dispositivos construídos a base de skyrmions temos memórias *racetrack* (RM)¹⁸. Nesses dispositivos, os skyrmions poderão vir a servir como o 0 ou 1 em um *bit*.²² A informação poderá ser codificada por skyrmions em nanofitas magnéticas semelhante à RM baseada em paredes de domínio.^{11, 23} Uma das vantagens de usar skyrmions em RM é que o espaçamento entre os *bits* poderão ser da ordem de magnitude do diâmetro do skyrmion que pode ser muito menor que o espaçamento entre pares de paredes de domínio e domínios magnéticos em uma RM. O tamanho menor dos

skyrmions e espaçamento mais curto podem permitir fluxos de informação mais rápidos com densidades de corrente semelhantes ou fluxos semelhantes com densidades de corrente menores, reduzindo o consumo de energia. Essas vantagens podem também ser exploradas em vários outros dispositivos de spintrônica, por exemplo, em memórias magnéticas de acesso randômico.¹¹

Uma outra aplicação possível de skyrmion é na construção de nano-osciladores por transferência de spin (STNOs).²⁴ Esses dispositivos são usados para gerar micro-ondas.²⁵ As principais características dos STNOs são duas: possuir tamanho pequeno, em nanoescala; e apresentarem frequência de trabalho ampla e estável, largura de linha espectral estreita, alta potência de saída e baixo consumo de energia. Atualmente, há dois tipos de STNOs: um baseado no movimento de precessão da magnetização uniforme;⁵¹ e outro, baseado em oscilações de vórtices magnéticos.^{52, 53} Um dos problemas dos STNOs baseados em vórtices é a magnitude da densidade de corrente necessária para manipular as oscilações dos vórtices que é de 10^{11} a 10^{12} A m⁻². Por meio de simulações micromagnéticas, S. Zhang e colaboradores demonstram que um skyrmion pode ser excitado em oscilações por corrente de spin polarizada e a largura de linha poderia ser menor que 1 MHz. Então, eles propõem a construção de STNOs a base de skyrmions. Os pesquisadores verificaram que a faixa de frequência de trabalho de um STNO baseado em skyrmion é extremamente estendida e ele pode trabalhar com uma magnitude densidade de corrente de 10^8 A m⁻² com um tempo de oscilação inicial bastante reduzido. Além disso, ainda esperam que este dispositivo também melhore a potência de saída.²⁴

Além das aplicações já mencionadas, F. Garcia-Sanchez e colaboradores descreveram um modelo teórico para um nano-oscilador de spin-torque baseado em skyrmion.⁵⁴ O oscilador é baseado no movimento giratório próprio do skyrmion que surge a partir de uma competição entre o confinamento geométrico devido aos limites das extremidades e um polarizador de spin não homogêneo com uma configuração de vórtice. Os autores afirmam que ao contrário dos outros nano-osciladores conhecidos, tais como os sistemas baseados em vórtice, não há uma corrente limiar para o início das oscilações para pontos maiores que o núcleo do skyrmion, mas existe uma corrente crítica acima da qual o skyrmion é expelido para fora do sistema. Ainda segundo os pesquisadores, isso leva a um faixa fina de densidades de corrente aplicada na qual o movimento giratório de skyrmion pode acontecer, com frequências giratórias na faixa de dezenas de MHz. Essas densidades de correntes são até duas ordens de magnitude menores do que as normalmente necessárias para os nano-osciladores de spin-torque.

Apesar de despontarem com fortes candidatos para aplicações tecnológicas e dos avanços feitos até o momento, a construção de dispositivos a base de skyrmions ainda depende de muitos estudos. Ainda é preciso encontrar materiais em que essas configurações magnéticas se mantenham estáveis em condições ambientais e controláveis.

3 TEORIA MICROMAGNÉTICA

A descrição microscópica de materiais magnéticos tem como entidade física determinante os spins atômicos. São as interações entre os spins que dão origem às propriedades magnéticas macroscópicas mensuráveis. Dentre as abordagens utilizadas para descrever as propriedades dos materiais magnéticos em escala microscópica, o micromagnetismo é uma delas. Essa abordagem é centrada na evolução da magnetização de um elemento de volume maior que as dimensões atômicas, mas muito menor que a amostra e trata o meio magnético como um contínuo.⁷ Neste capítulo apresentamos a formulação da teoria micromagnética enfatizando os principais termos que compõem a energia magnética total, a minimização dessa energia e a evolução da magnetização.

3.1 Energia Magnética Total

A dinâmica da magnetização local estacionária $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ em cada ponto de uma amostra é obtida pela minimização das energias do sistema.⁷ A soma destas energias constitui a energia magnética total, dada por

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_A + E_{\text{ms}} + E_{\text{ext}} + E_{\text{DMI}}, \quad (3.1)$$

onde E_{ex} é energia de troca, E_A é a energia de anisotropia, E_{ms} é a energia magnetostática, E_{ext} é a energia do campo externo e E_{DMI} é a energia da interação de Dzyaloshinski-Moriya.^{7, 48, 55, 56, 57} A inclusão de outros termos é possível e em muitos casos mesmo necessário, contudo não iremos considerá-los aqui, porque não serão importantes no nosso estudo.

3.1.1 Energia de troca

A energia de troca deve-se à interação de troca. Essa interação surge a partir de um efeito quântico sem análogo clássico e é responsável pelo estabelecimento da ordem magnética dos materiais.⁷ As interações de troca podem ser de curto e de longo alcance,⁴ contudo, consideramos apenas a interação de curto alcance, também conhecida como interação de troca direta, pois a hamiltoniana de Heisenberg, que descreve a interação de troca, só leva em conta a interação entre os spins vizinhos. Em um sólido a interação de troca é dada por

$$H_{\text{ex}} = -2 \sum_{i < j} J_{ij}(\mathbf{r}_{ij}) \hat{\mathbf{S}}_i(\mathbf{r}_i) \cdot \hat{\mathbf{S}}_j(\mathbf{r}_j), \quad (3.2)$$

onde J_{ij} corresponde à integral de troca.⁷

Na abordagem micromagnética os operadores de spin da mecânica quântica $\hat{\mathbf{S}}$ são substituídos por vetores clássicos \mathbf{S} ⁵⁸ de forma que a energia de troca obtida a partir da

hamiltoniana de Heisenberg passa a ser dada por

$$E_{\text{ex}} = -2 \sum_{i < j} J_{ij}(\mathbf{r}_{ij}) \mathbf{S}_i(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{S}_j(\mathbf{r}_j). \quad (3.3)$$

No caso de ferromagnetismo, a integral de troca é positiva e é responsável pelo forte acoplamento observado entre os spins vizinhos e também pelo alinhamento paralelo dos mesmos.⁵⁸

Considerando apenas os momentos angulares dos spins vizinhos mais próximos e assumindo uma integral de troca constante, $J_{ij} = J_0$, obtemos⁵⁸

$$E_{\text{ex}} = -2J_0 \sum_{i < j} (\mathbf{r}_{ij}) \mathbf{S}_i(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{S}_j(\mathbf{r}_j). \quad (3.4)$$

onde J_0 é a constante de troca. A constante J_0 representa a intensidade das interações entre os spins.⁷ Esse tratamento é justificável porque os experimentos mostram que a integral de troca varia pouco quando é medida ao longo de direções cristalográficas diferentes.⁵⁸

Sejam \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j vetores de mesma magnitude que representam as direções dos spins dos sítios i e j , podemos reescrever a Equação (3.4) da forma

$$E_{\text{ex}} = -2J_0 \sum_{i < j} S^2 \cos \theta_{ij}, \quad (3.5)$$

onde θ_{ij} representa o ângulo entre os spins dos sítios i e j .⁵⁹ O menor valor para a energia de troca será obtido quando $\theta_{ij} = 0$. Portanto, para $\theta_{ij} \approx 0$ podemos expandir o $\cos \theta_{ij}$ em série de Taylor,

$$\cos \theta_{ij} = 1 - \frac{1}{2!} \theta_{ij}^2 + \frac{1}{4!} \theta_{ij}^4 + \dots,$$

e negligenciar os termos de ordem maior que θ^2 . Assim, obtemos

$$E_{\text{ex}} \approx -2J_0 S^2 + J_0 \sum_{i < j} S^2 \theta_{ij}^2, \quad (3.6)$$

onde o primeiro termo da Equação (3.6) é constante e corresponde à situação em que \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j estão na mesma direção ($\theta_{ij} = 0$). Esse termo pode ser absorvido por outros termos de energia e, dessa forma, obtemos

$$E_{\text{ex}} \approx J_0 \sum_{i < j} S^2 \theta_{ij}^2. \quad (3.7)$$

Outra forma de expressar a energia da interação de troca é escrevê-la em termos da magnetização reduzida \mathbf{m} .⁷ Para um par de spins podemos escrever

$$E_{\text{ex}}^{\text{par}} = -2J_0 \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j = -2J_0 S^2 \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j, \quad (3.8)$$

com

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_S}, \quad (3.9)$$

sendo M_S a magnetização de saturação. Nessa abordagem ignoramos o caráter discreto da distribuição dos momentos magnéticos nos sítios da rede cristalina e assumimos que o material apresenta uma magnetização contínua.⁷ O vetor \mathbf{M} conserva o seu valor de saturação, $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_S$, variando apenas sua direção, de modo que temos $|\mathbf{m}| = 1$.

Para θ_{ij} pequeno, temos $|\theta_{ij}| = |\mathbf{m}_j - \mathbf{m}_i|$. Assumindo que podemos introduzir uma função contínua \mathbf{m} , tal que \mathbf{m} seja expandida em torno de \mathbf{r}_j , o vetor do sítio da rede j , da forma

$$\mathbf{m}_j - \mathbf{m}_i = (\mathbf{r}_j \cdot \nabla)\mathbf{m}, \quad (3.10)$$

onde ∇ é o operador gradiente e

$$\mathbf{r}_j = x_j\mathbf{i} + y_j\mathbf{j} + z_j\mathbf{k}, \quad (3.11)$$

obtemos a partir da Equação (3.7) que a energia de troca para um par de spins é dada por⁷

$$E_{\text{ex}}^{\text{par}} = JS^2[(\mathbf{r}_j \cdot \nabla)\mathbf{m}]^2 = JS^2[(\mathbf{r}_j \cdot \nabla m_x)^2 + (\mathbf{r}_j \cdot \nabla m_y)^2 + (\mathbf{r}_j \cdot \nabla m_z)^2]. \quad (3.12)$$

Para calcularmos a energia de troca de sistemas com vários spins devemos somar sobre j e dividir por dois para evitar que um mesmo par de spins contribua duas vezes com a mesma energia.⁷

A energia de troca, por unidade de volume, no caso cúbico simples é dada por

$$\frac{E_{\text{ex}}}{V} = \frac{J_0 S^2}{a} [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2], \quad (3.13)$$

onde a é o parâmetro de rede.⁷ A Equação (3.13) é equivalente a Equação (3.14),

$$E_{\text{ex}} = A \int [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] dV, \quad (3.14)$$

onde A é a constante de rigidez de troca e α_i são os cossenos diretores da magnetização.^{4, 58, 59}

A constante de rigidez de troca A é proporcional à constante de troca J_0 ⁷ e está relacionada com a integral de troca J_{ij} .^{4, 58} A rigidez de troca fornece a intensidade do acoplamento magnético e portanto mede o quanto é difícil para um spin desviar da direção do campo de troca. No caso mais geral, onde o material não é cúbico e isotrópico, A é um tensor e a energia de troca é dada por⁷

$$E_{\text{ex}} = \int \sum_{i,k,l} A_{kl} \frac{\partial m_i}{\partial x_k} \frac{\partial m_i}{\partial x_l} dV. \quad (3.15)$$

Outra forma de definir a energia de troca por volume é a seguinte

$$\frac{E_{\text{ex}}}{V} = A(\nabla \mathbf{m})^2. \quad (3.16)$$

A Equação (3.16) mostra que a energia de troca é proporcional ao gradiente da magnetização, o que significa que o termo de troca mede a não uniformidade da magnetização. Se a magnetização for uniforme, a contribuição da energia de troca é mínima e, portanto, a Equação (3.16) é igual a zero.⁷

3.1.2 Energia magnetostática

A energia magnetostática ou energia do campo desmagnetizante é a energia do material magnetizado, na ausência de um campo magnético externo.⁶⁰ Nesse caso, o único campo magnético que atua é o campo de desmagnetização ou campo desmagnetizante \mathbf{H}_d gerado pela própria amostra, resultante da divergência da magnetização.⁷ A energia magnetostática E_{ms} associada ao campo desmagnetizante e à magnetização é dada por

$$E_{ms} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} dV, \quad (3.17)$$

onde a integral é calculada sobre V , o volume da amostra.⁶¹ O fator $\frac{1}{2}$ deve-se ao fato de E_{ms} surgir a partir da interação da magnetização com o campo magnético que ela mesmo cria e, assim, evitamos somar duas vezes o termo de autoenergia.⁷

Como $\mathbf{M} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{H}$, podemos reescrever a Equação (3.17) da forma

$$E_{ms} = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{todo espaço}} \mathbf{H}_d^2 dV, \quad (3.18)$$

onde a integral agora é calculada sobre todo o espaço. Para obter esse resultado admitimos que a integral

$$\int_{\text{todo espaço}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}_d dV \equiv 0 \quad (3.19)$$

para regiões onde não há a presença de correntes de condução.^{1, 7}

Isso mostra que a energia associada com um material magnético pode está associada com a integral de $-\mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M}$ sobre o volume (Equação (3.17)) ou com a integral de \mathbf{H}_d^2 sobre todo o espaço (Equação (3.18)), mas não ambos.¹ Portanto, temos duas expressões equivalentes que podem ser usadas para calcular a energia magnetostática, ou seja,

$$E_{ms} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} dV = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{todo espaço}} \mathbf{H}_d^2 dV. \quad (3.20)$$

Para obter \mathbf{H}_d , usamos as equações de Maxwell da magnetostática. Das equações de Maxwell, temos

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (3.21)$$

onde \mathbf{B} é o campo aplicado, \mathbf{H} é o campo induzido e \mathbf{M} é a magnetização da amostra. Sabemos que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, logo

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot [\mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})] = 0. \quad (3.22)$$

E sendo que $\mathbf{H} = \mathbf{H}_c + \mathbf{H}_m$, onde \mathbf{H}_c é o campo gerado pelas correntes de indução e \mathbf{H}_m é o campo devido à magnetização de outros materiais magnéticos e da própria amostra. O campo \mathbf{H}_m é conhecido como campo desmagnetizante \mathbf{H}_d dentro do material magnético.¹ Logo, na ausência de correntes de indução, a Equação (3.22) fornece

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_d = -\nabla \cdot \mathbf{M}. \quad (3.23)$$

Outra forma de expressar o campo desmagnetizante é a seguinte:

$$\mathbf{H}_d = -N_d \mathbf{M}, \quad (3.24)$$

onde N_d é o fator desmagnetizante que depende da forma da amostra e da direção da magnetização.⁷ Em amostras com a forma de um elipsóide uniformemente magnetizadas, o campo desmagnetizante também é uniforme,¹ no entanto, esse campo não é constante em todo o volume em amostras com formas não elipsoidais.⁷

3.1.3 Energia de anisotropia magnética

Em materiais magnéticos a energia magnética depende da orientação da magnetização com relação aos eixos do cristal.⁷ Sabe-se que determinadas direções espaciais, conhecidas como eixos fáceis de magnetização, são energeticamente favorecidas. Esses eixos representam as direções ao longo das quais a magnetização tende a apontar naturalmente, afim de minimizar a energia livre do sistema.⁶² A anisotropia magnética é a propriedade responsável pelo desvio da magnetização da direção fácil para a difícil. As direções fácil e difícil surgem da interação entre o momento magnético e os eixos do cristal.⁶³

A anisotropia magnética pode originar-se de várias causas: ela pode ser de origem cristalina, ou devido à forma da amostra, ou à tensão do material, ou à segregação atômica, etc.^{7, 62} Contudo, a principal contribuição para a energia é dada pela anisotropia magnetocristalina.⁶³ Nesse tipo de anisotropia, a disposição dos momentos magnéticos reflete a simetria da rede hospedeira, onde as interações dos momentos entre si e com a rede são afetadas pela simetria do cristal e dão origem a contribuições para a energia de anisotropia, sendo o acoplamento spin-órbita o mecanismo dominante.⁶²

A energia de anisotropia é escrita como função dos cossenos diretores α_1 , α_2 e α_3 , definidos em relação aos eixos do cristal.⁷ Em cristais, a energia de anisotropia magnetocristalina é dada por uma expansão em série em termos do ângulo entre a direção da magnetização e os eixos do cristal.⁶³ Como a energia é apenas uma função do ângulo com o eixo fácil, ela é invariante quanto ao sinal dos cossenos e, portanto, potências ímpares dos cossenos não aparecem em sua expressão.⁷

Em algumas amostras pode-se admitir que a anisotropia depende apenas do ângulo θ entre a magnetização e um dado eixo e, nesses casos, é suficiente representar a energia por apenas os dois primeiros termos da expansão em série.^{7, 63} Isso normalmente se aplica a sistemas hexagonais.⁷ A energia de anisotropia uniaxial, então, é dada por

$$E_A = \int (K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta) dV, \quad (3.25)$$

onde θ é o ângulo entre o eixo de anisotropia e a direção da magnetização e K_1 e K_2 são as constantes de anisotropia uniaxial. Essas constantes são empíricas, têm dimensão de energia por volume e são medidas no SI em J m^{-3} .^{7, 63}

Na situação mais simples, quando temos $|K_1| \gg |K_2|$, a energia de anisotropia pode ser escrita da forma⁶⁰

$$E_A = \int (K_1 \sin^2\theta) dV. \quad (3.26)$$

3.1.4 Energia do campo externo

A energia do campo externo ou energia de Zeeman é a energia associada a um corpo magnético na presença de um campo externo \mathbf{H}_{ext} .^{63, 64} Esse termo de energia pode ser escrito como a soma das energias de interação dos momentos locais com o fluxo magnético externo \mathbf{B}_{ext} , de forma que temos

$$E_{\text{ext}} = -\mu_0 \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV. \quad (3.27)$$

Essa energia faz a magnetização alinhar-se paralelamente ao campo externo afim de minimizar a energia.⁶³

A interação Zeeman de um momento magnético com um campo magnético externo é de grande importância prática porque ela é usada para alinhar materiais magnéticos. Em particular, se queremos alinhar um material magnético na direção difícil, a interação Zeeman deve superar a interação spin-órbita que determina a anisotropia magnetocristalina.⁶⁵

3.1.5 Interação de Dzyaloshinsky-Moriya

A presença da interação spin-órbita e falta de simetria de inversão em alguns materiais magnéticos em baixas dimensões frequentemente dão origem a uma interação de troca antissimétrica adicional entre os sítios dos spins, conhecida como a interação de Dzyaloshinski-Moriya, que quebra a invariância de inversão da hamiltoniana de Heisenberg (Equação (3.2)).^{1, 66} Essa interação é representada pela hamiltoniana

$$H_{\text{DMI}} = \sum_{i,j} \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j), \quad (3.28)$$

onde \mathbf{D} é um vetor constante que depende da simetria do sistema e da direção dada pelos sítios i e j . Para uma descrição atômica, a energia dada pela DMI é

$$E_{\text{DMI}} = \sum_{i,j} \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j), \quad (3.29)$$

onde \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j são vetores unitários de momento atômico e a soma é feita sobre os pares vizinhos i e j .⁶⁷ No limite contínuo, a DMI pode ser escrita como⁵⁷

$$E_{\text{DMI}} = D\mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m}), \quad (3.30)$$

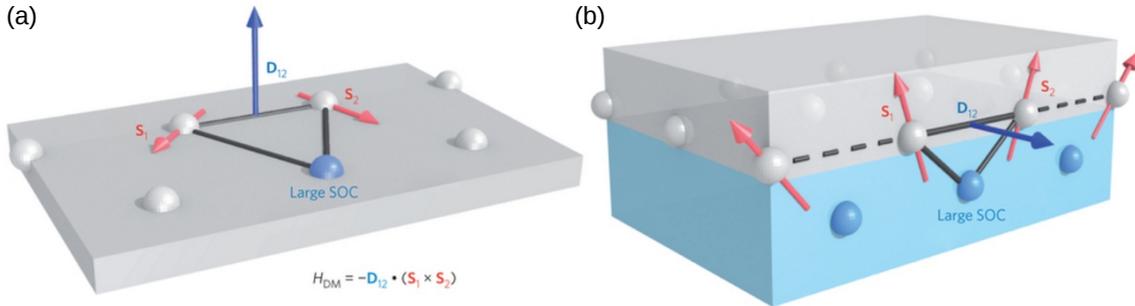
onde \mathbf{m} é a magnetização reduzida.

A DMI é uma consequência do forte acoplamento spin-órbita.⁶⁸ Ela surge como a perturbação de primeira ordem na interação spin-órbita e pode por essa razão ser mais forte

do que a anisotropia magnetocristalina. Essa interação quiral tende a orientar os spins S_i e S_j ortogonalmente um ao outro e à \mathbf{D} , para estabilizar uma ordem ferromagnética ou antiferromagnética uniforme. Dependendo da intensidade de \mathbf{D} , a DMI pode causar um desvio da magnetização em diferentes átomos, uma onda de spin cicloidal ou helicoidal.⁶⁶

A DMI é uma interação quiral induzida por causa da falta ou quebra de simetria de inversão em redes ou na interface de filmes magnéticos, respectivamente (ver Figura 4).¹¹ É o caso, por exemplo, de uma interface entre um material ferromagnético e um metal de forte interação spin-órbita que dá origem à DMI, mesmo no caso quando ambos os metais têm redes com simetria de inversão.²² Essa interação praticamente não é conhecida em materiais magnéticos metálicos volumosos, já que a maioria dos metais cristaliza em estruturas com simetrias centrossimétricas.⁶⁶

Figura 4 – Representação esquemática da DMI. Em (a), temos a DMI gerada em um triângulo composto por dois spins e um átomo com forte acoplamento spin-órbita. Enquanto, em (b), temos a DMI na interface entre um metal ferromagnético (cinza) e um metal com forte forte acoplamento spin-órbita. O vetor \mathbf{D} relacionado ao triângulo composto de dois sítios magnéticos e um átomo com grande acoplamento spin-órbita é perpendicular ao plano do triângulo.¹¹



Fonte: A. Fert, V. Cros e J. Sampaio, 2013.

3.2 Campo Efetivo

A minimização da energia total leva à condição de que $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ deve ser paralelo ao campo magnético efetivo atuando no ponto \mathbf{r} , um campo cuja interação com $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ é equivalente às interações de troca, anisotropia e magnetostática, ao efeito do campo magnético externo e da interação de Dzyaloshinski-Moriya.⁷ Isso equivale à condição de que o torque exercido sobre a magnetização por este campo efetivo atuando em cada ponto da amostra em equilíbrio deve ser zero, de forma que temos⁶⁹

$$\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0, \quad (3.31)$$

O campo efetivo \mathbf{H}_{eff} atuando sobre $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ é obtido pela derivação da energia magnética total dada pela Equação (3.1) com relação ao vetor magnetização reduzida, \mathbf{m} ,

de forma que temos

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial \mathbf{m}}. \quad (3.32)$$

Substituindo cada termo de energia, conforme dado pelas Equações (3.16), (3.17), (3.27), (3.30) e reescrevendo a energia de anisotropia como $E_A = K_1 e_A(\theta)V$, a energia total é dada pela integral de volume

$$E_{\text{tot}} = \int_V \left\{ A \left[\nabla \left(\frac{\mathbf{M}}{M_S} \right) \right]^2 + K_1 e_A(\theta) - \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d - \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + \frac{D}{M_S^2} \mathbf{M} \cdot (\nabla \times \mathbf{M}) \right\} dV. \quad (3.33)$$

Ou podemos escrever a energia total em termos da magnetização reduzida, \mathbf{m} , da forma

$$E_{\text{tot}} = \int_V \left\{ A(\nabla \mathbf{m})^2 + K_1 e_A(\theta) - \frac{\mu_0}{2} M_S \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_d - \mu_0 M_S \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} + D \mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m}) \right\} dV. \quad (3.34)$$

Logo, temos

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{2A}{\mu_0 M_S} \nabla^2 \mathbf{m} - \frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{\partial E_A}{\partial \mathbf{m}} + \mathbf{H}_{\text{ms}} + \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{2D}{\mu_0 M_S} (\nabla \times \mathbf{m}), \quad (3.35)$$

com contribuições da interação de troca, anisotropia, campo magnetostático, campo aplicado externo e interação de Dzyaloshinski-Moriya.^{7, 57}

O campo efetivo leva em conta todas as informações sobre a geometria e as propriedades magnéticas do sistema.⁶⁹ Quando efeitos magnetoelásticos são negligenciados, ele pode ser escrito da forma

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_A + \mathbf{H}_{\text{ms}} + \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{DMI}}, \quad (3.36)$$

onde \mathbf{H}_{ex} é o campo de troca, \mathbf{H}_A é o campo de anisotropia, \mathbf{H}_{ms} é o campo magnetostático produzido pelo campo do vetor magnetização $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, \mathbf{H}_{ext} é o campo externo aplicado e \mathbf{H}_{DMI} é o campo devido a interação de Dzyaloshinski-Moriya. O campo externo é produzido por fontes externas enquanto o campo magnetostático está sujeito às condições de interface apropriadas da superfície da amostra. O termo de anisotropia é puramente local e depende do vetor magnetização no ponto considerado e de alguns parâmetros caracterizantes da anisotropia local. Enquanto, o campo de troca descreve forças de troca que tendem a se oporem às não uniformidades da magnetização.⁶⁹ E o campo da DMI surge da interação spin-órbita e da falta de simetria de inversão nos materiais magnéticos em baixas dimensões.^{1, 66}

3.3 Equação de Movimento da Magnetização

O comportamento da magnetização na presença de um campo magnético aplicado está associado ao fato de os elétrons possuírem momentos angulares colineares aos seus momentos magnéticos.⁷ Quando uma amostra ferromagnética, com magnetização \mathbf{M} , é

exposta a um campo magnético, o vetor magnetização \mathbf{M} precessiona em torno do campo magnético aplicado e o torque exercido por esse campo é dado por

$$-\gamma_e \mathbf{M} \times \mu_0 \mathbf{H},$$

onde γ_e é a razão giromagnética do elétron e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo ou constante magnética.^{1, 7} Portanto, a equação do movimento da magnetização, na ausência de amortecimento ou relaxação, é dada por

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_G \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (3.37)$$

onde a constante γ_G é a razão giromagnética de Gilbert, um número positivo, proporcional à razão giromagnética do elétron,

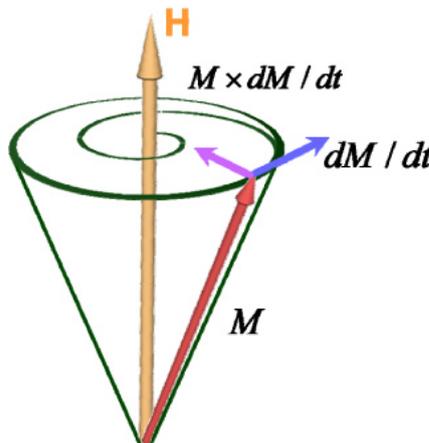
$$\gamma_G = \mu_0 \gamma_e. \quad (3.38)$$

A Equação (3.37) é o ponto de partida para qualquer descrição de processos micromagnéticos. Ela descreve um movimento de precessão da magnetização em torno do campo efetivo. Durante esse movimento o ângulo entre a magnetização e o campo não varia.⁶⁴ Essa descrição é aplicável a momentos magnéticos isolados, isto é, momentos magnéticos que não interagem, ou trocam energia com outro subsistema. Esse conjunto de momentos magnéticos apenas mudará sua magnetização, encontrando outra configuração de equilíbrio, se houver um mecanismo para esse intercâmbio. Nesse caso, a descrição matemática correspondente incluiria amortecimento ou relaxação magnética (ver Figura (5)).⁷ Uma descrição fenomenológica que contém tal amortecimento é a equação de Gilbert, dada por

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_G \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha_G}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (3.39)$$

onde α_G é a constante de amortecimento de Gilbert, parâmetro adimensional, e γ_G é a razão giromagnética de Gilbert.^{7, 56, 70, 71}

Figura 5 – Movimento de precessão da magnetização na presença de amortecimento.



Fonte: Sang-Koog Kim, 2010.

Outra descrição do movimento da magnetização \mathbf{M} que não tem o inconveniente de conter $\frac{d\mathbf{M}}{dt}$ em ambos os lados da equação é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), que é matematicamente equivalente à Equação (3.39), mas tem um termo de relaxação com uma forma diferente.⁷ Essa equação é dada por

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (3.40)$$

onde as constantes de amortecimento e a razão giromagnética possuem a seguinte relação:

$$\gamma = \frac{\gamma_G}{1 + \alpha_G^2} \quad \text{e} \quad \alpha = \frac{\alpha_G \gamma_G}{1 + \alpha_G^2},$$

respectivamente.^{4, 64} A escolha entre as Equações (3.39) e (3.40) é frequentemente baseada na conveniência matemática.⁶⁴

O primeiro termo nas Equações (3.39) e (3.40) descreve o movimento de precessão do vetor magnetização \mathbf{M} em torno do campo efetivo \mathbf{H}_{eff} .⁴ O segundo termo fenomenológico representa a dissipação da energia durante o movimento e causa um movimento na magnetização na direção do campo efetivo.⁶⁵ A intensidade do amortecimento é caracterizado pela constante de amortecimento de Gilbert α . De modo que a constante de amortecimento é uma propriedade intrínseca do material e pode também ser variada na prática, por exemplo, por dopagem.⁵⁸

A equação de Landau-Lifshitz-Gilbert permite descrever como a magnetização evolui com o tempo. O tempo de evolução da magnetização de uma amostra é dado resolvendo um conjunto de equações acopladas, cada uma correspondendo a um elemento de volume no qual a amostra é dividida. A solução da equação LLG normalmente é feita numericamente.⁷

4 MÉTODOS E PARÂMETROS

O nosso trabalho consistiu em realizar simulações computacionais do comportamento da magnetização em nanodiscos de cobalto submetidos a variações da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) e da anisotropia magnética perpendicular (PMA), separadamente. Neste capítulo discutimos os métodos empregados nas simulações bem como apresentamos os parâmetros materiais utilizados para realizá-las.

4.1 Métodos

Devido à natureza não linear da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (Equação (3.40)), soluções analíticas podem ser obtidas em muito poucos casos especiais.⁷² Por essa razão, o método mais geral e mais usado para estudar a dinâmica da magnetização é resolver a Equação (3.40) numericamente, para o qual há duas abordagens comuns: o método da diferença finita (FD) e o método de elemento finito.⁷³ Tipicamente, o problema da dinâmica é primeiro discretizado em espaços usando uma das duas abordagens. Isso leva a uma versão discretizada da energia livre micromagnética e a um sistema correspondente de equações diferenciais ordinárias. Então, esse sistema de equações diferenciais ordinárias é numericamente integrado usando técnicas apropriadas.⁷²

Para realizar as simulações utilizamos o *Object Oriented MicroMagnetic Framework* (OOMMF),²⁹ com o módulo da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI),^{48, 67} um dos códigos computacionais abertos mais utilizados para cálculos numéricos em micromagnetismo.⁷³ O OOMMF, desenvolvido originalmente por Mike Donahue e Don Porter do National Institute of Standards and Technology (NIST), está disponível no endereço eletrônico <http://math.nist.gov/oommf>. Para simular a dinâmica da magnetização, o OOMMF resolve a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (Equação (3.40)) utilizando o método de diferença finita para discretizar a amostra em células no formato de paralelepípedos para obter a relaxação dos spins e um método de Euler de primeira ordem ou um método de Runge-Kutta de várias ordens para obter a solução da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert.⁷³ Nossas simulações foram feitas com o método de Euler.

O método de diferença finita é um método numérico amplamente utilizado para obter soluções aproximadas de problemas envolvendo equações diferenciais.⁷⁴ A ideia básica do método consiste em aproximar as derivadas parciais de uma função $u(\mathbf{r}, t)$ por quocientes de diferença finita Δx , Δy , Δz e Δt , de forma que temos

$$u(x + \Delta x, y, z, t) = u(x, y, z, t) + \Delta x \frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial x} + \frac{(\Delta x)^2}{2} \frac{\partial^2 u(x, y, z, t)}{\partial^2 x} + \dots \quad (4.1)$$

O processo de substituição de derivadas parciais por quocientes de FD é conhecido como um processo de discretização e o erro associado é o erro de discretização. Uma

equação diferencial parcial pode ser mudada para um sistema de equações algébricas pela substituição de derivadas parciais na equação diferencial por suas aproximações de FD. O sistema de equações algébricas pode ser resolvido numericamente por um processo iterativo afim de obter uma solução aproximada. A maioria das simulações micromagnéticas resolvidas numericamente depende do método de diferença finita.⁷⁴

Para resolver numericamente a equação LLG (Equação (3.40)), com o campo efetivo dado pela Equação (3.35), primeiro deve-se converter o campo efetivo em uma forma que possa ser traduzido em um algoritmo para um computador com uma velocidade e memória finitas. Temos que reduzir o problema de encontrar uma solução contínua para um problema com uma dimensionalidade finita. No método FD, substituímos o domínio de solução contínua por um conjunto discreto de pontos de rede. Em cada ponto da rede substituímos os operadores diferenciais por operadores FD. As condições de contorno do domínio devem ser substituídas por suas homólogas discretas. Além disso, deve-se também discretizar o tempo e o espaço em redes regulares. Para a discretização do espaço deve ser escolhida uma rede cúbica regular, porque ela permite uma implementação mais simples. A integração do tempo também é feita com uma rede regular.⁷⁴

Cada célula tem um momento magnético $\Delta x \Delta y \Delta z \mathbf{M}_i$ que é o produto de seu volume $\Delta x \Delta y \Delta z$ e a magnetização de saturação do material. A evolução temporal da magnetização é obtida pela integração da Equação (3.40) para cada célula. O campo local é calculado depois de cada passo de tempo para cada célula.⁷⁴

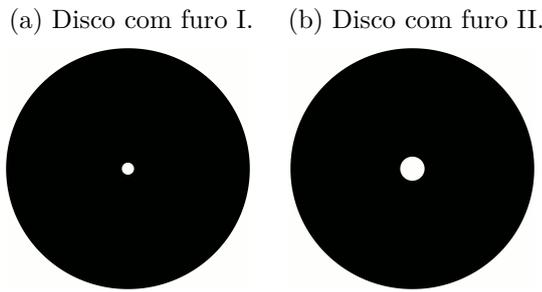
4.2 Parâmetros

Em nosso trabalho usamos nanodiscos de cobalto com e sem a presença de defeitos topológicos. Como defeitos, usamos furos inseridos ao longo do eixo dos discos e cortes feitos nas bordas dos discos, os quais são esquematicamente mostrados nas Figuras 6 e 7, respectivamente. As simulações foram feitas em discos com os seguintes diâmetros: 100 nm, 200 nm, 300 nm e 400 nm. Em todos os casos, empregamos discos com 1 nm espessura.

Os furos foram inseridos perpendicularmente ao plano do disco na região central de cada disco estudado com esse defeito. Utilizamos dois tamanhos de furo, que rotulamos de furo I e furo II. O furo I caracteriza-se por possuir um raio correspondendo a 5% do tamanho do raio do disco no qual está inserido. Enquanto, o furo II caracteriza-se por apresentar um raio duas vezes maior que raio do furo I, ou seja, com 10% do tamanho do raio do disco que o contém. As Figuras 6a e 6b ilustram a posição de inserção, assim como, a variação no tamanho do raio tanto do furo I quanto do furo II inseridos em cada disco.

Os cortes foram inseridos na borda dos discos e, assim como os furos, vão de uma extremidade a outra perpendicularmente ao plano dos discos, como ilustram as Figuras 7a e 7b. Utilizamos dois tamanhos de cortes. Um dos cortes, que rotulamos de corte I, possui

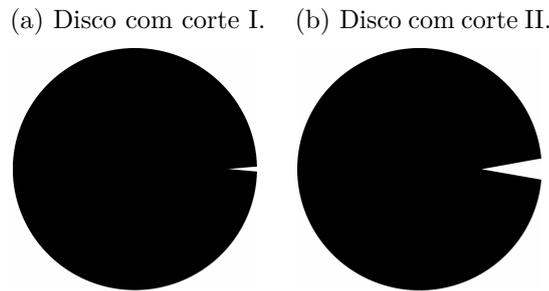
Figura 6 – Modelos de disco com furo. Em (a), temos um disco com o furo I. Em (b), temos um disco com o furo II.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

profundidade equivalente a 25% do raio dos discos nos quais está inserido e um ângulo de abertura de 10° (Figura 7a). O outro corte, que rotulamos de corte II, tem duas vezes a profundidade e o ângulo de abertura do corte I, ou seja, uma profundidade equivalente a 50% do raio dos discos no qual esta presente e um ângulo de abertura de 20° (Figura 7b).

Figura 7 – Modelos de disco com corte. Em (a), temos um disco com o corte I. Em (b), temos um disco com corte II.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Para o OOMMF realizar o cálculo da dinâmica da magnetização, precisamos fornecer os parâmetros da simulação. Entre eles, a discretização das amostras que deve ser em células retangulares. Em nossas simulações utilizamos células de $1 \times 1 \times 1 \text{ nm}^3$, que é menor que o comprimento de troca do cobalto (4,94 nm). É necessário informar os valores de algumas das constantes relacionadas às energias de troca, anisotropia e da interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Em nossos cálculos, utilizamos a constante de rigidez de troca $A = 30 \times 10^{-12} \text{ J/m}$, a constante de anisotropia uniaxial variando de $K = 1000$ a $K = 1300 \text{ kJ/m}^3$ e a constante da interação de Dzyaloshinskii-Moriya variando de $D = 0$ a $D = 9 \text{ mJ/m}^2$, com a direção de ambas as constantes perpendicular ao plano do disco. Ainda utilizamos: magnetização de saturação $M_S = 1400 \times 10^3 \text{ A/m}$, constante de amortecimento $\alpha = 0,5$ e razão giromagnética de Gilbert $\gamma = 2,211 \times 10^5 \text{ m/A} \cdot \text{s}$. E, como configuração inicial da magnetização, utilizamos a configuração de Landau e, como critério de convergência, utilizamos o torque $dm/dt = 0,01$, em graus por nanossegundo.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo descrevemos os resultados obtidos em nosso trabalho e discutimos a formação de skyrmions magnéticos em nanodiscos de cobalto induzida tanto pela interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) quanto pela anisotropia magnética perpendicular (PMA), considerando a influência de cada mecanismo separadamente. Para tanto, dividimos o capítulo em duas seções. A primeira seção, *Resultados com DMI*, é dedicada à apresentação e discussão dos resultados encontrados nas simulações feitas com os discos de cobalto utilizando a DMI como o mecanismo indutor de skyrmion, enquanto a segunda seção, *Resultados com PMA*, destina-se à análise dos resultados alcançados nas simulações feitas com os discos de cobalto utilizando a PMA como o mecanismo indutor de skyrmion. Em ambas as seções, além de apresentar e discutir os resultados obtidos por meio dos dois mecanismos geradores de skyrmions, estudamos também os efeitos que a inserção de defeitos topológicos causa à formação de skyrmions nos nanodiscos de cobalto.

5.1 Resultados com DMI

Nesta seção apresentamos e discutimos os resultados encontrados nas simulações realizadas com a DMI. Inicialmente, na subseção *Discos sem defeito topológico*, tratamos os resultados das simulações feitas com os discos sem defeitos topológicos. Em seguida, na subseção *Discos com defeito topológico*, analisamos os resultados encontrados nas simulações feitas com os discos contendo um defeito topológico.

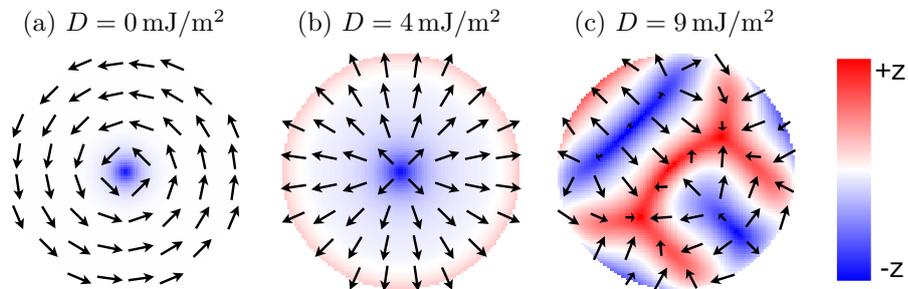
Cada disco foi simulado em cinco situações diferentes: sem a presença de defeito, com o furo I, com o furo II, com o corte I e com o corte II. Em todas as situações variamos a constante da DMI de $D = 0$ até $D = 9 \text{ mJ/m}^2$. A seguir descrevemos cada uma das configurações magnéticas apresentadas pelos discos em cada uma das situações estudadas, dando ênfase em nossa análise para os resultados que contêm a configuração de skyrmion.

5.1.1 Discos sem defeito topológico

Apresentamos a partir de agora os resultados obtidos nos discos sem os defeitos topológicos, utilizando a DMI como mecanismo indutor de skyrmion. Vamos começar nossa análise pelos resultados encontrados no disco de 100 nm. A magnetização nesse disco apresenta três configurações distintas conforme o valor de D utilizado: vórtice, skyrmion e multidomínio. Cada uma dessas configurações é mostrada na Figura 8, onde cada uma corresponde a um valor de D específico. À medida que variamos o valor de D , encontramos cada uma das configurações mencionadas. A primeira é a configuração de vórtice, que permanece estável no intervalo que vai de $D = 0$ até $D = 3 \text{ mJ/m}^2$. Ao aumentarmos o

valor de D o núcleo do vórtice tende a aumentar de tamanho, a magnetização deixa de circular no plano do disco em torno do núcleo e alinha-se radialmente no plano, além disso, a magnetização na borda do disco começa a alinhar-se perpendicularmente ao plano e em sentido contrário ao núcleo do vórtice. Quando a constante da DMI atinge $D = 4 \text{ mJ/m}^2$ a configuração de vórtice é substituída pela configuração de skyrmion, que se mantém estável até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$. Nesta faixa, a magnetização aponta perpendicularmente ao plano tanto no centro do disco, para baixo (cima), quanto na borda, para cima (baixo), e entre essas duas regiões, centro e borda, a magnetização tende a alinhar-se ao plano do disco, caracterizando, portanto, uma configuração de skyrmion. Da mesma forma que acontece com o núcleo do vórtice, o núcleo do skyrmion cresce com o aumento de D , além disso, a área da magnetização na borda do disco alinhada perpendicularmente ao plano tende a aumentar com o aumento de D até que a configuração de skyrmion dá lugar à formação de multidomínios que ocorrem para valores de $D > 8 \text{ mJ/m}^2$. Esse comportamento está de acordo com o encontrada no literatura.^{21, 24, 67}

Figura 8 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro, simulado com DMI: (a) vórtice; (b) skyrmion; e (c) multidomínios. As setas indicam a direção e o sentido da magnetização no plano do disco, enquanto as cores indicam a direção e o sentido da magnetização para fora do plano: vermelho indica magnetização perpendicular ao plano apontando para cima (+z), branco indica magnetização alinhada com o plano e azul indica magnetização perpendicular ao plano apontando para baixo (-z).

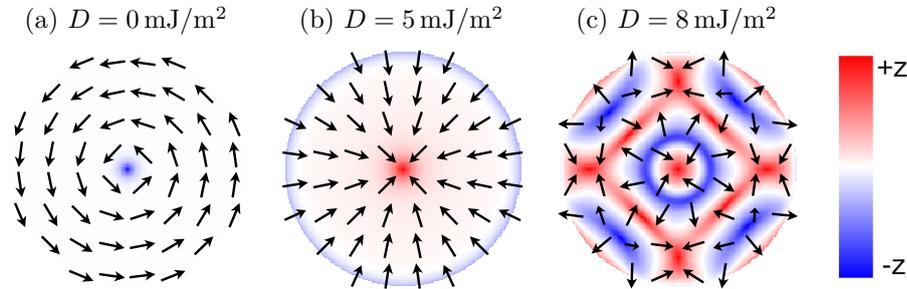


Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Agora vamos analisar os resultados observados no disco 200 nm. Nesse disco, conforme o valor de D utilizado, a magnetização exibe uma das seguintes configurações: vórtice, skyrmion e multidomínios. Cada uma dessas configurações é mostrada na Figura 9 para certos valores de D . A configuração de vórtice ocorre de $D = 0$ até $D = 4 \text{ mJ/m}^2$. Assim como ocorre com o disco de 100 nm, com o aumento de D , o núcleo do vórtice aumenta de tamanho, a magnetização deixa de circular em torno do núcleo e alinha-se radialmente no plano e na borda do disco começa a alinhar-se perpendicularmente ao plano e em sentido oposto ao alinhamento do núcleo até que a configuração de vórtice cede lugar à configuração de skyrmion. A configuração de skyrmion mantém-se estável no intervalo que vai de $D = 5$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$. Com o aumento de D , magnetização

tende a alinhar-se cada vez mais perpendicularmente ao plano no disco até que, a partir de $D = 8 \text{ mJ/m}^2$, configuração de skyrmion é substituída por multidomínios.

Figura 9 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro, simulado com DMI: (a) vórtice; (b) skyrmion; e (c) multidomínios.



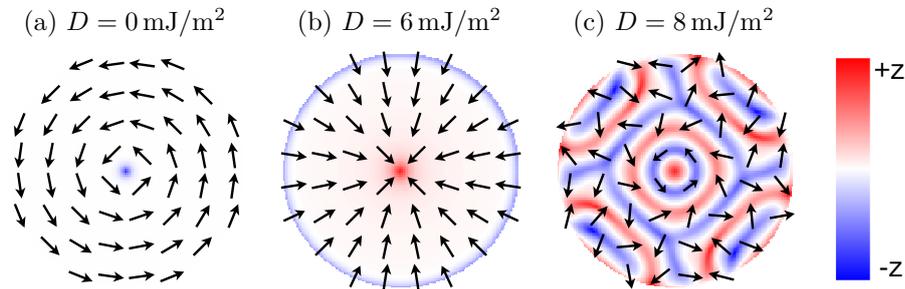
Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Ao compararmos os resultados do disco de 200 nm com os resultados do disco de 100 nm observamos que em ambos a magnetização apresenta as mesmas configurações: vórtice, skyrmion e multidomínios, à medida que variamos o valor de D . Contudo, verificamos que a formação de skyrmion é desfavorecida com o aumento do diâmetro do disco, ao contrário do que ocorre com vórtices e multidomínios. Isso ocorre porque a influência da DMI diminui com o aumento do diâmetro dos discos e assim as outras energias dominam no sistema. Enquanto no disco de 200 nm temos skyrmions estáveis no intervalo de $D = 5$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$, no disco de 100 nm a formação de skyrmion ocorre de $D = 4$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$, ou seja, o aumento no diâmetro do disco reduz a faixa de valores de D para os quais a configuração de skyrmion permanece estável.

Os próximos resultados que vamos analisar são os encontrados no disco 300 nm. Esse disco, igualmente aos dois anteriores apresenta as configurações de vórtice, skyrmion e multidomínios conforme o valor de D utilizado, as quais são mostradas na Figura 10 para valores específicos de D . Inicialmente, temos a configuração de vórtice que vai de $D = 0$ até $D = 5 \text{ mJ/m}^2$. O comportamento da magnetização nesse intervalo segue o mesmo padrão observado nos dois discos menores já analisados. Com o aumento de D , a configuração de vórtice é desfeita e cede lugar à configuração de skyrmion, que mantém-se estável no intervalo que vai de $D = 6$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$. Da mesma forma que acontece com os outros dois discos, o aumento no valor de D reduz a área da magnetização alinhada com o plano do disco até que a configuração de skyrmion se desfaz e dá lugar à formação de multidomínio, que ocorre a partir de $D = 8 \text{ mJ/m}^2$.

Ao compararmos os resultados obtidos no disco de 300 nm com os resultados encontrados nos outros dois discos já analisados, observamos que a magnetização nesse disco comporta-se de forma semelhante nos três discos e exibe as mesmas configurações conforme o valor de D utilizado: vórtice, skyrmion e multidomínios. Com relação à estabilidade de skyrmion, percebemos mais uma vez que o aumento do diâmetro do disco

Figura 10 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro, simulado com DMI: (a) vórtice; (b) skyrmion; e (c) multidomínios.

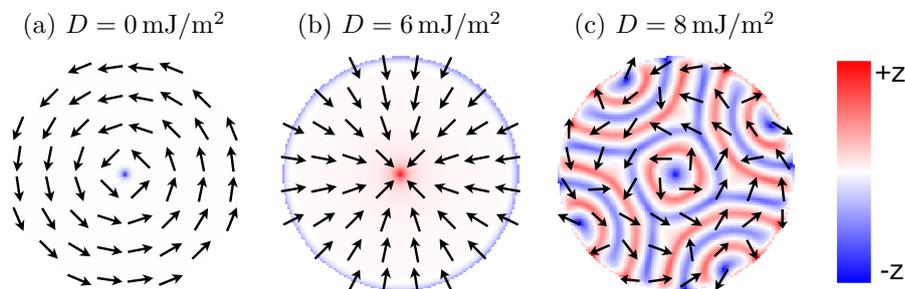


Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

não favorece a essa configuração. Enquanto no disco 100 nm temos a formação de skyrmion ocorrendo de $D = 4$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$, no disco de 200 nm observamos uma redução na faixa de D para a qual há a ocorrência de skyrmion, que passa a ser de $D = 5$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$, e para o disco de 300 nm essa faixa de valores é ainda menor, indo de $D = 6$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$.

Por último, vamos analisar os resultados obtidos no disco de 400 nm. Nesse disco, a magnetização também apresenta as configurações de vórtice, skyrmion e multidomínio à medida que variamos o valor de D , conforme é mostrado na Figura 11. A configuração de vórtice mantém-se estável no intervalo que vai de $D = 0$ até $D = 5 \text{ mJ/m}^2$. Essa configuração possui o mesmo comportamento observado nos discos menores. Quando a constante da DMI atinge $D = 6 \text{ mJ/m}^2$ a configuração de vórtice dá lugar à configuração de skyrmion que permanece estável até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$. O comportamento da magnetização segue o mesmo padrão observado nos discos menores quando D cresce e a partir de $D = 8 \text{ mJ/m}^2$, a configuração de skyrmion é substituída por multidomínios.

Figura 11 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro, simulado com DMI: (a) vórtice; (b) skyrmion; e (c) multidomínios.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Os resultados obtidos no disco de 400 nm mostram que a formação de skyrmion nesse disco ocorre para os mesmos valores de D observados no disco de 300 nm. Contudo, acreditamos que se analisarmos a região de transição entre as configurações de vórtice e skyrmion e de skyrmion e multidomínio encontraremos que faixa de valores seja menor no

disco de 400 nm do que no disco de 300 nm, porque este é o comportamento observado com o aumento do diâmetro dos demais discos já analisados.

Os resultados mostram que a DMI induz a formação skyrmions nos quatro tamanhos de nanodiscos estudados sem a presença de defeitos topológicos. A formação de skyrmion em cada disco depende do valor da constante D da DMI e do tamanho do diâmetro do disco. Quanto menor é o diâmetro do disco, menor é o valor de D necessário para que ocorra a formação de skyrmion. Por outro lado, o valor máximo de D para o qual há a formação de skyrmion tende a diminuir com o aumento do diâmetro do disco. Contudo, essa queda foi observada explicitamente apenas para os discos de 200 a 400 nm em relação ao disco de 100 nm, mas acreditamos que ocorra também entre os demais discos à medida que o diâmetro aumenta, só que de forma bem menos acentuada. A não observação dessa queda pode estar associada a variação de D , pois utilizamos um intervalo de $D = 1 \text{ mJ/m}^2$ entre cada valor estudado. Quanto ao tipo de skyrmion, observamos que todos os skyrmion induzidos por DMI são do tipo Néel e possuem fase $q = 0$ ou $q = \pi$ que depende do diâmetro do disco e o valor da constante da DMI utilizado.

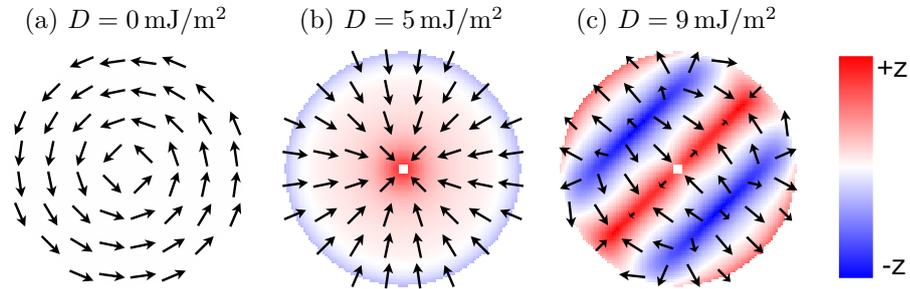
5.1.2 Discos com defeito topológico

Estudamos o comportamento da magnetização nos nanodiscos de cobalto contendo os defeitos topológicos: furo (I e II) e corte (I e II). Lembramos que o furo I caracteriza-se por possuir um raio de 5% do raio do disco no qual está inserido, enquanto, o raio do furo II mede 10% do raio do disco que o contém. Já o corte I caracteriza-se por possuir uma profundidade de 25% do raio do disco onde está inserido e um ângulo de abertura de 10° , enquanto a profundidade do corte II é de 50% do raio do disco onde está presente e o ângulo de abertura é de 20° . A seguir, apresentamos os resultados obtidos em cada disco com um desses defeitos presente, utilizando a DMI como mecanismo indutor de skyrmion. Primeiro, vamos descrever os resultados encontrados nos discos contendo o furo, para depois tratar dos resultados oriundos dos discos com o corte.

5.1.2.1 Defeito topológico furo

Começamos a nossa descrição pelos resultados obtidos no disco 100 nm contendo o furo I. Os resultados mostram que a magnetização nesse disco apresenta três configurações diferentes à medida que variamos o valor de D , conforme mostramos na Figura 12. São elas: vórtice sem núcleo, skyrmion e multidomínio. Para valores baixos de D , a magnetização circula no plano em torno do furo formando um vórtice sem núcleo de $D = 0$ até $D = 4 \text{ mJ/m}^2$. Aumentando o valor de D , a magnetização deixa de circular no plano do disco e a configuração de vórtice é substituída pela configuração de skyrmion, a qual mantém-se estável de $D = 5$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$. Para $D > 8 \text{ mJ/m}^2$, a configuração de skyrmion dá lugar à formação de multidomínios.

Figura 12 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o furo I, simulado com DMI: (a) vórtice sem núcleo; (b) skyrmion; e (c) multidomínios.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

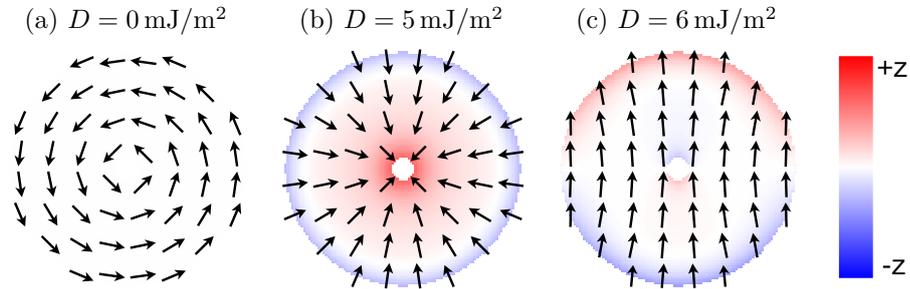
A inserção do furo reduz a faixa de valores de D para os quais a configuração de skyrmion mantém-se estável, pois para $D = 4 \text{ mJ/m}^2$ temos a formação de vórtice e não mais de skyrmion como observado no disco sem defeito. Além de reduzir faixa de valores de D para os quais há a ocorrência de skyrmion, a inserção do furo I no disco de 100 nm exige um valor maior de D para que a configuração de skyrmion comece a ocorrer. O furo I também afeta a forma dos multidomínios.

Os resultados obtidos no disco de 100 nm contendo o furo I mostram que a presença desse defeito prejudica a formação de skyrmion e favorece a ocorrência de vórtice, pois para esse disco com o defeito é necessário um valor maior de D para que a configuração de skyrmion comece a ocorrer. Para $D = 4 \text{ mJ/m}^2$ temos a formação de vórtice e não mais de skyrmion como observado no disco sem defeito. Assim, no disco com defeito, o skyrmion aparece para $D = 5 \text{ mJ/m}^2$. A inserção do furo I no disco de 100 nm reduz a faixa de valores de D para os quais há a ocorrência de skyrmion.

Agora vamos analisar como a magnetização se comporta no disco de 100 nm contendo o furo II. Nesse caso, encontramos as mesmas configurações presentes no disco de 100 nm contendo o furo I: vórtice sem núcleo, skyrmion e multidomínio, que são mostrados na Figura 13, para alguns valores de D . Contudo, cada uma dessas configurações está associada a uma faixa de valores de D diferente da encontrada no disco com o furo. Agora a magnetização circula no plano de $D = 0$ até $D = 4 \text{ mJ/m}^2$ e, assim como ocorre com o disco contendo o furo I, forma um vórtice sem núcleo. Após esse valor, a magnetização deixa de circular no plano e a configuração de vórtice dá lugar à configuração de skyrmion, que na presença do furo II só é observada para $D = 5 \text{ mJ/m}^2$. Para $D > 5 \text{ mJ/m}^2$, a formação de multidomínios prevalece.

Os resultados encontrados no disco de 100 nm com o furo II mostram que a inserção desse defeito promove modificações mais drásticas na magnetização do disco. A presença desse defeito afeta consideravelmente a formação de skyrmion, pois reduz substancialmente a faixa de valores de D para os quais a configuração de skyrmion se mantém estável.

Figura 13 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o furo II, simulado com DMI: (a) vórtice sem núcleo; (b) skyrmion; e (c) multidomínio.

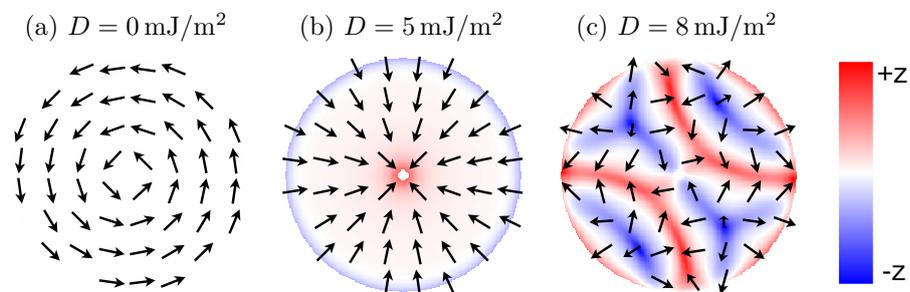


Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

No disco sem defeito há skyrmion de $D = 4$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$ e no disco com o furo I encontramos skyrmion de $D = 5$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$, enquanto que nesse mesmo disco com o furo II apenas para $D = 5 \text{ mJ/m}^2$ ocorre a formação de skyrmion. Quanto aos vórtices e monodomínio, estes dois também são afetados. Os vórtices perdem o núcleo, enquanto os monodomínios tem sua forma alterada com a presença do defeito.

O próximo disco que analisaremos será o disco de 200 nm contendo o furo I. Esse disco apresenta as mesmas configurações presentes no disco de 100 nm com esse mesmo defeito: vórtice sem núcleo, skyrmion e multidomínio. Na Figura 14, mostramos cada uma dessas três configurações para valores distintos de D . A magnetização circula no plano do disco em torno do furo de $D = 0$ até $D = 4 \text{ mJ/m}^2$, formando um vórtice sem núcleo. Em seguida, para $D = 5 \text{ mJ/m}^2$, a magnetização deixa de circular no plano do disco e a configuração de vórtice é substituída pela configuração de skyrmion, que ocorre de $D = 5$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$. Para $D > 7 \text{ mJ/m}^2$, ocorre a formação de multidomínio.

Figura 14 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o furo I, simulado com DMI: (a) vórtice sem núcleo; (b) skyrmion; e (c) multidomínio.



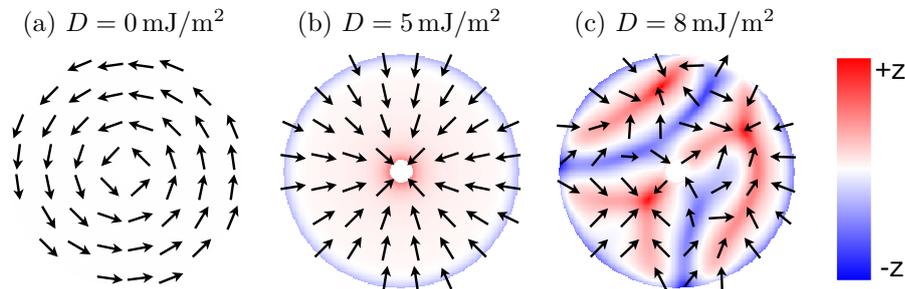
Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Verificamos que a inserção do furo I no disco de 200 nm promove algumas modificações na magnetização desse disco. Contudo, diferentemente do que ocorre com o disco de 100 nm, as modificações promovidas por esse defeito no disco de 200 nm não afetam

de forma significativa a formação de skyrmion que continua a ocorrer para os mesmos valores de D nos dois casos, disco com e sem defeito. A maior alteração percebida está na formação de vórtices, que perdem os núcleos. A forma dos multidomínios também sofre alterações devido à presença do defeito.

Vamos agora analisar os resultados encontrados no disco de 200 nm contendo o furo II. Esse disco apresenta as mesmas configurações observadas nos discos com furo já analisados: vórtice sem núcleo, skyrmion e multidomínio. Cada uma dessas configurações ocorre para uma faixa de valores diferentes de D . Na Figura 15, mostramos cada uma das configurações presentes nesse disco para um dado valor de D . Assim como ocorre nos discos já analisados com o furo, a magnetização circula no plano do disco em torno do furo de $D = 0$ até $D = 4 \text{ mJ/m}^2$, formando um vórtice sem núcleo. Em seguida, a configuração de vórtice cede lugar para a configuração de skyrmion, a qual permanece estável de $D = 5$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$. Após a configuração de skyrmion, para $D > 7 \text{ mJ/m}^2$, temos a formação de multidomínio.

Figura 15 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o furo II, simulado com DMI: (a) vórtice sem núcleo; (b) skyrmion; e (c) multidomínio.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Observamos, portanto, que os resultados encontrados no disco de 200 nm contendo o furo II são semelhantes aos obtidos nesse mesmo disco com o furo I. O aumento no diâmetro do furo não favorece, mas também não prejudica a formação de skyrmion nesse disco, que ocorre para os mesmos valores de D tanto no disco com o furo II quanto nesse mesmo disco com o furo I e sem defeito. E, assim como ocorre nesse disco com o furo I, a presença do furo II afeta os vórtices, que têm os núcleos aniquilados, e os multidomínios, que sofrem alterações em suas formas.

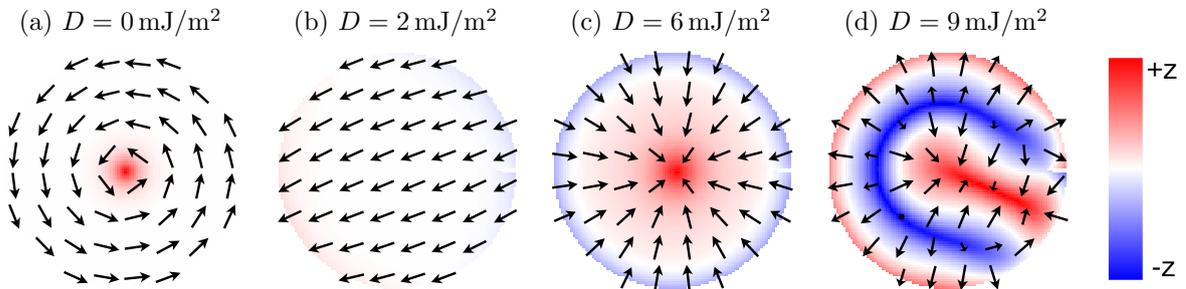
Nos discos de 300 e 400 nm os furos, I e II, não afetam a formação de skyrmions. Nesses dois discos, com qualquer um dos dois furos presentes, os skyrmions continuam a se formar dentro da mesma faixa de valores de D na qual são observados nesses dois discos sem a presença de defeitos topológicos. Isso mostra que a influência negativa promovida pela inserção dos furos na formação de skyrmion diminui com o aumento do diâmetro dos discos. Esse tipo de defeito, nesses dois discos, afeta de forma significativa os vórtices, que

em geral perdem o núcleo, e os multidomínios, que mudam de forma.

5.1.2.2 Defeito topológico corte

A seguir descrevemos os resultados obtidos nas simulações realizadas com os discos contendo o corte (I e II). Iniciamos nossa análise pelos resultados obtidos no disco de 100 nm contendo o corte I. Conforme o valor de D utilizado, a magnetização nesse disco assume quatro formas diferentes: vórtice, estado C, skyrmion e multidomínio. As quatro configurações são mostradas na Figura 16, onde cada uma corresponde a um valor diferente de D . A configuração de vórtice ocorre para todos os valores de $D < 2 \text{ mJ/m}^2$. Após esse valor, a magnetização assume a forma do estado C de $D = 2$ até $D = 5 \text{ mJ/m}^2$. Rotulamos essa configuração de estado C devido à magnetização ao longo do plano do disco apresentar a forma da letra C. Quanto maior o valor de D mais a magnetização na borda do disco tende a alinhar-se perpendicularmente. Quando a constante da DMI atinge $D = 6 \text{ mJ/m}^2$ o estado C desaparece e a magnetização assume a configuração de skyrmion, que se mantém estável até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$. E, para $D > 8 \text{ mJ/m}^2$, temos a formação de multidomínios.

Figura 16 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o corte I, simulado com DMI: (a) vórtice; (b) estado C; (c) skyrmion; e (d) multidomínio.



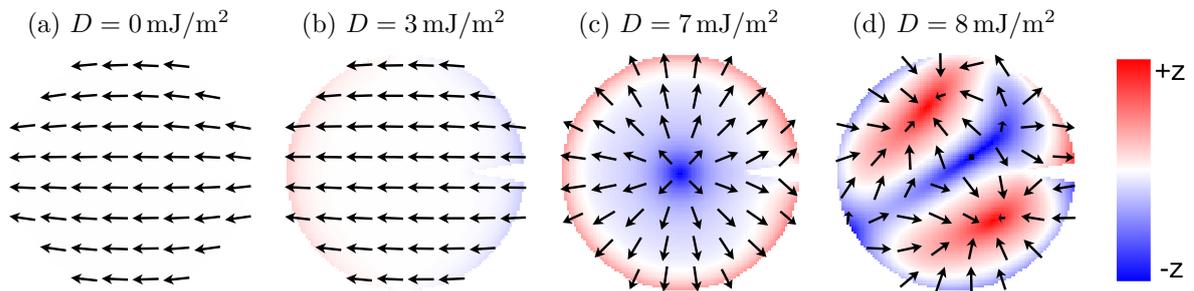
Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

A inserção do corte I no disco de 100 nm leva a alterações significativas na magnetização desse disco, as quais afetam principalmente a faixa de transição entre as configurações de vórtice e skyrmion, formando o estado C. Com relação à formação de skyrmion, a presença do corte I é prejudicial, pois inibe que ocorra para os valores mais baixos de D para os quais essa configuração é observada no disco sem defeitos. Além de afetar os skyrmions, o corte I também inibe a ocorrência de vórtice para os valores de D próximos à transição entre vórtice e skyrmion e modifica a forma dos multidomínios.

Passamos agora a analisar os resultados obtidos no disco de 100 nm contendo o corte II. A magnetização nesse disco, à medida que variamos o valor de D , assume quatro configurações distintas: monodomínio planar, estado C, skyrmion e multidomínio. Cada uma das quatro configurações presentes neste disco é mostrada na Figura 17. A

magnetização apresenta-se alinhada ao plano do disco quando temos $D = 0 \text{ mJ/m}^2$, formando um monodomínio planar. À medida que o valor de D cresce, a magnetização adquire o formato de um C a partir de $D = 1 \text{ mJ/m}^2$, que rotulamos de estado C. Essa forma perdura até $D = 6 \text{ mJ/m}^2$. Quando atingimos $D = 7 \text{ mJ/m}^2$, o estado C deixa de existir e a magnetização assume a configuração de skyrmion, que nesse disco ocorre apenas para esse valor. Para $D > 8 \text{ mJ/m}^2$, temos a formação de multidomínios.

Figura 17 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro com o corte II, simulado com DMI: (a) monodomínio planar; (b) estado C; (c) skyrmion; e (d) multidomínio.



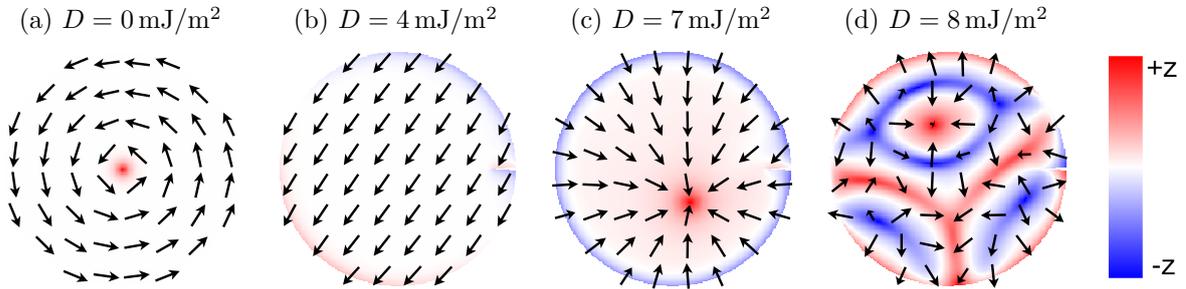
Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Encontramos, portanto, que a inserção do corte II no disco de 100 nm é responsável por mudanças severas na magnetização desse disco, tanto em relação à presença do corte I quanto à ausência de defeito. Quanto à formação de skyrmion, verificamos que com o corte II apenas para $D = 7 \text{ mJ/m}^2$ há a ocorrência de skyrmion, o que representa uma redução drástica da faixa de valores de D para os quais é encontrado skyrmion, tanto no disco de 100 nm com o corte I ($D = 6$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$) quanto nesse mesmo disco sem defeitos presentes ($D = 4$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$). Além de afetar a estabilidade dos skyrmions, o corte II inibe a formação de vórtice e afeta a forma dos multidomínios.

Vamos analisar a partir de agora os resultados observados no disco de 200 nm contendo o corte I. Nesse disco, a magnetização apresenta quatro configurações diferentes: vórtice, estado C, skyrmion deformado e multidomínio. As quatro configurações são mostradas na Figura 18, onde cada uma corresponde a um valor distinto de D . A configuração do tipo vórtice é estável até $D = 3 \text{ mJ/m}^2$. Após esse valor, a magnetização adquire o formato de um C no intervalo que vai de $D = 4$ até $D = 6 \text{ mJ/m}^2$. Quando temos $D = 7 \text{ mJ/m}^2$, ocorre a formação de um skyrmion deformado, pois o seu núcleo está deslocado em relação ao centro do disco. Isso deve ocorrer porque os skyrmions formados com DMI necessitam de um tamanho menor de disco.⁹ Para $D > 7 \text{ mJ/m}^2$, prevalecem os multidomínios.

Verificamos, portanto, que a inserção do corte I no disco 200 nm é responsável por modificar severamente a magnetização desse disco, o que acaba prejudicando a estabilidade dos skyrmions. Nesse disco, apenas para $D = 7 \text{ mJ/m}^2$ temos uma configuração de skyrmion, sendo esta ainda deformada, pois o núcleo do skyrmion é deslocado do centro

Figura 18 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o corte I, simulado com DMI: (a) vórtice; (b) estado C; (c) skyrmion deformado; e (d) multidomínio.

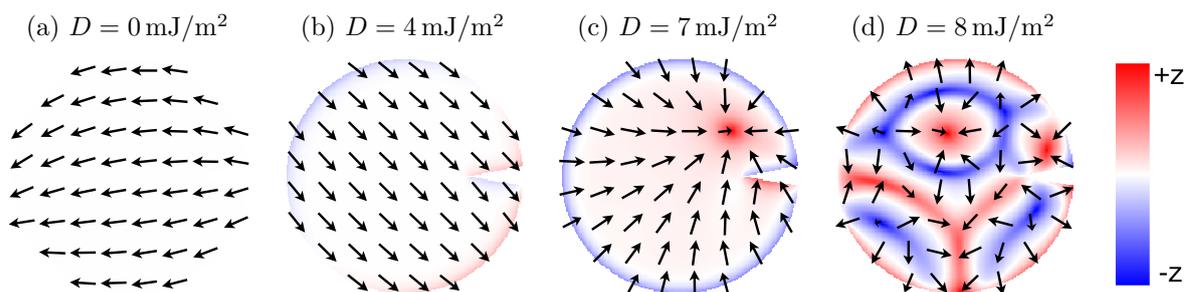


Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

do disco. Enquanto isso, esse mesmo disco sem a presença do corte I exibe a formação de skyrmion no intervalo que vai de $D = 5$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$. Além de prejudicar a estabilidade dos skyrmions, o corte I também afeta os vórtices, que deixam de existir para $D = 4 \text{ mJ/m}^2$, e modifica a forma dos multidomínios.

Em seguida, analisaremos os resultados obtidos no disco de 200 nm contendo o corte II. A magnetização nesse disco assume quatro configurações distintas, sendo elas: monodomínio planar, estado C, skyrmion deformado e multidomínio. Cada uma dessas configurações pode ser vista na Figura 19. A magnetização inicialmente apresenta-se alinhada com o plano do disco formando um monodomínio planar para $D = 0 \text{ mJ/m}^2$. Com o aumento no valor da constante D , a magnetização passa a formar um estado C que tem início a partir de $D = 1 \text{ mJ/m}^2$ e permanece até $D = 6 \text{ mJ/m}^2$. À medida que o valor de D aumenta a área da magnetização alinhada perpendicularmente ao plano na borda do disco tende a aumentar até que o estado C é substituído por um skyrmion bastante deformado. O skyrmion, nesse disco, ocorre apenas para $D = 7 \text{ mJ/m}^2$ com um núcleo deslocado em relação ao centro do disco e a magnetização em um dos lados do corte aponta no mesmo sentido da magnetização do núcleo. Para $D > 7 \text{ mJ/m}^2$, ocorre a formação de multidomínio.

Figura 19 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro com o corte do II, simulado com DMI: (a) monodomínio planar; (b) estado C; (c) skyrmion deformado; e (d) multidomínio.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Os resultados obtidos no disco de 200 nm contendo o corte II, mostram que a presença desse defeito muda significativamente a magnetização do disco. Essas modificações afetam severamente a estabilidade dos skyrmions. Enquanto o disco 200 nm sem defeitos presentes exibe skyrmions de $D = 5$ até $D = 7$ mJ/m², esse mesmo disco com o corte II apresenta apenas um skyrmion deformado para $D = 7$ mJ/m². Além de afetar a estabilidade dos skyrmions, o corte II inibe a formação de vórtice e altera a forma dos multidomínios.

Nos nanodiscos de 300 e 400 nm a presença do corte, seja o I ou o II, é responsável pelo desaparecimento da configuração de skyrmion observada nesses dois discos na ausência de defeitos topológicos. Além de inibir a formação de skyrmion esse tipo defeito também afeta a forma dos multidomínio que diferem nos três casos: disco com corte I, disco com corte II e disco sem defeito topológico. No entanto, os vórtices não são afetados pela presença do corte, ou pelo menos não são atingidos de forma significativa.

Os resultados encontrados nos discos contendo defeitos mostram que a inserção de defeitos nos nanodiscos de cobalto estudados com a DMI não favorece a formação de skyrmion, pelo contrário, prejudica a ocorrência dessa configuração. Os resultados mostram que as modificações aumentam com o aumento do tamanho dos defeitos, sejam eles furos ou cortes. Quanto aos defeitos mais prejudiciais à estabilidade dos skyrmions, verificamos que os cortes são os que mais inibem a formação dessa configuração. Isso está ligado à quebra de simetria introduzida com esse tipo de defeito. Quanto ao tipo de skyrmion, verificamos que todos os skyrmions induzidos por DMI nos discos contendo defeitos topológicos são do tipo Néel e possuem fase $q = 0$ ou $q = \pi$ que varia conforme o diâmetro do disco, o valor da constante da DMI utilizado e o defeito presente no disco.

5.2 Resultados com PMA

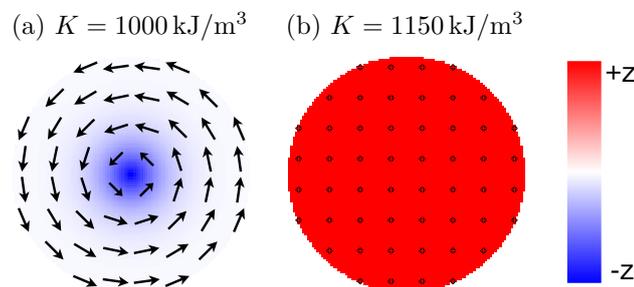
Nesta seção, apresentamos os resultados oriundos das simulações feitas com os nanodiscos de cobalto utilizando a anisotropia magnética perpendicular (PMA) como mecanismo indutor de skyrmion. Inicialmente, na subseção *Discos sem defeitos topológicos*, analisamos os resultados obtidos nos discos sem a presença de defeitos topológicos. Em seguida, na subseção *Discos com defeitos topológicos*, analisamos os resultados encontrados nos discos com a presença de um defeito topológico.

Da mesma forma que nas simulações com DMI, os discos simulados com PMA também foram submetidos a cinco situações diferentes, sendo essas as mesmas utilizadas nas simulações com DMI. A seguir descrevemos as configurações magnéticas encontradas nas simulações feitas com PMA, obtidas em cada disco à medida que variamos o valor da constante de anisotropia de $K = 1000$ até $K = 1300$ kJ/m³. Em nossa análise, descrevemos todas as configurações encontradas nos discos, contudo, daremos destaque para os resultados que apresentam a configuração de skyrmion.

5.2.1 Discos sem defeito topológico

Iniciaremos a nossa descrição apresentando os resultados encontrados no disco de 100 nm. A magnetização nesse disco apresenta duas configurações distintas: vórtice e monodomínio, que são mostradas na Figura 20 para valores distintos de K . Os vórtices são a configuração estável encontrada para os valores baixos de K , mais especificamente, são observados para todos os valores estudados de $K \leq 1100 \text{ kJ/m}^3$. Observamos que com o aumento do valor de K o núcleo do vórtice aumenta de tamanho. Quando o valor da constante de anisotropia atinge $K = 1150 \text{ kJ/m}^3$ a configuração de vórtice dá lugar à formação de monodômios, que ocorrem para todos os valores estudados de $K \geq 1150 \text{ kJ/m}^3$. Os monodômios observados nesse disco possuem magnetização alinhada perpendicularmente ao plano do disco e passaremos a denominá-los de agora em diante simplesmente de monodômios perpendiculares.

Figura 20 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 100 nm de diâmetro, simulado com PMA: (a) vórtice com núcleo; e (b) monodomínio perpendicular. As setas indicam a direção e o sentido da magnetização no plano do disco, enquanto as cores indicam a direção e o sentido da magnetização para fora do plano: vermelho indica magnetização perpendicular ao plano apontando para cima (+z), branco indica magnetização alinhada com o plano e azul indica magnetização perpendicular ao plano apontando para baixo (-z).



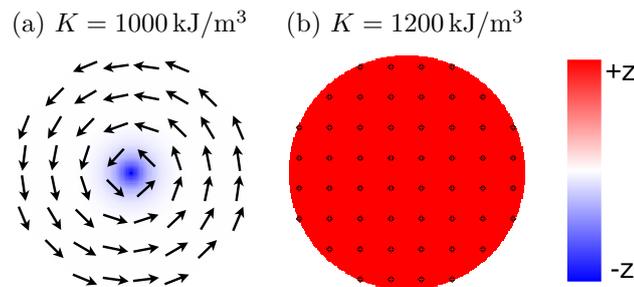
Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Os resultados encontrados no disco de 100 nm mostram que a PMA não é capaz de gerar skyrmion em nanodiscos de cobalto com essa dimensão para os valores estudados da constante de anisotropia. A magnetização nesse disco evolui de uma configuração de vórtice, para os valores pequenos de K , para uma configuração de monodomínio, para os valores maiores K , sem passar pela fase skyrmion. Contudo, é possível que haja a formação de skyrmion em uma faixa estreita de K na transição entre as duas configurações encontradas em nossos resultados.

Vamos analisar agora os resultados obtidos no disco de 200 nm. O comportamento da magnetização nesse disco é semelhante ao observado no disco de 100 nm. De acordo com o valor de K utilizado, a magnetização exibe uma configuração de vórtice ou uma configuração de monodomínio perpendicular. Cada uma dessas duas configurações é mostrada na Figura 21 para valores específicos de K . A configuração de vórtice é observada para todos os

valores estudados de $K \leq 1150 \text{ kJ/m}^3$. Quando aumentamos o valor de K percebemos que o núcleo dos vórtices também aumenta de tamanho até que essa configuração é substituída por monodomínios perpendiculares quando atingimos $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, a qual prevalece para os demais valores de K estudados.

Figura 21 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 200 nm de diâmetro, simulado com PMA: (a) vórtice com núcleo; e (b) monodomínio perpendicular.



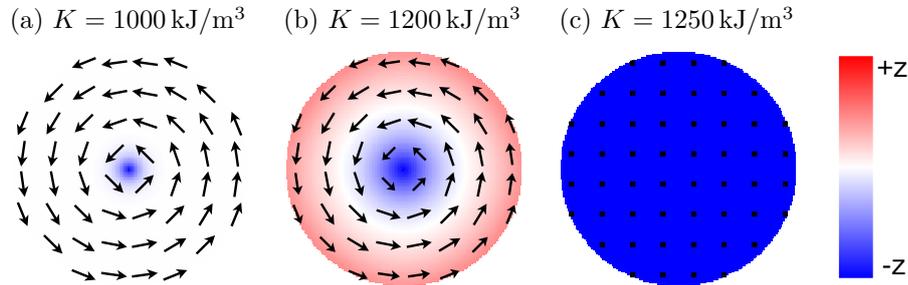
Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Os resultados obtidos no disco de 200 nm mostram que a PMA não é capaz de gerar skyrmion nesse disco. Quando comparamos os resultados desse disco com os obtidos no disco de 100 nm, verificamos que a magnetização mantém comportamento semelhante nos dois discos à medida que variamos K , evoluindo de uma configuração de vórtice para uma configuração de monodomínio com o aumento de K . Contudo, a formação de vórtice é favorecida com o aumento no diâmetro do disco, pois essa configuração mantém-se estável para um valor maior de K com o aumento no diâmetro do disco. E, suspeitamos também que nesse disco possa haver a formação de skyrmion numa estreita faixa de valores de K na transição da configuração de vórtice para a configuração de skyrmion.

A partir de agora passamos a analisar os resultados encontrados no disco de 300 nm. Nesse disco a magnetização assume três configurações diferentes: vórtice, skyrmion e monodomínio. Cada uma dessas configurações está associada a uma faixa ou valor específico de K e são mostradas na Figura 22. A configuração de vórtice prevalece para todos os valores estudados de $K \leq 1150 \text{ kJ/m}^3$. Da mesma forma que ocorre com os discos menores, o tamanho do núcleo do vórtice aumenta com o crescimento do valor de K , contudo, diferentemente do que ocorre com os discos menores a configuração de vórtice é substituída pela configuração de skyrmion que ocorre para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Após esse valor, $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, temos a formação de monodomínios perpendiculares.

Os resultados encontrados no disco de 300 nm mostram que a formação de skyrmion nesse disco é possível e que ela ocorre para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Fica evidenciado, portanto, que o diâmetro do disco é determinante para a estabilidade de skyrmion nesse disco. Ao compararmos os resultados desse disco com os encontrados nos discos menores já analisados, verificamos que a configuração de skyrmion ocorre numa faixa de transição entre a formação de vórtice e monodomínio.

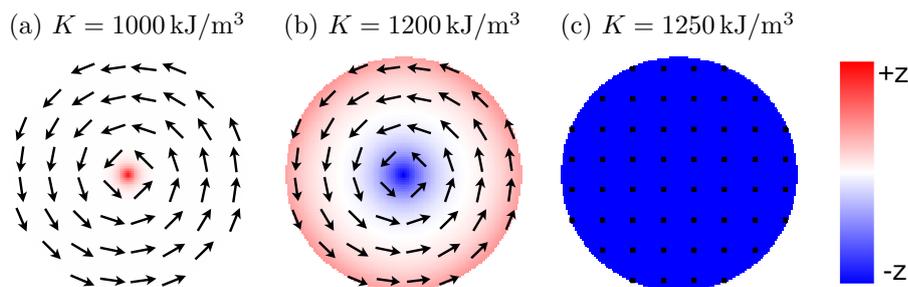
Figura 22 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro, simulado com PMA: (a) vórtice com núcleo; (b) skyrmion; e (c) monodomínio perpendicular.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Por último, vamos analisar os resultados obtidos no disco de 400 nm. Esse é o disco de maior diâmetro estudado neste trabalho. Nesse disco, a magnetização exibe as mesmas configurações vistas no disco de 300 nm: vórtice, skyrmion e monodomínio, que são mostradas na Figura 23. A configuração de vórtice ocorre para todos os valores estudados de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$. Da mesma forma que acontece com o disco de 300 nm, o núcleo do vórtice aumenta de tamanho com o aumento de K até a configuração de vórtice ser substituída pela configuração de skyrmion quando atingimos $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Para $K > 1200 \text{ kJ/m}^3$, temos a formação de monodomínios perpendiculares.

Figura 23 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro, simulado com PMA: (a) vórtice com núcleo; (b) skyrmion; e (c) monodomínio perpendicular.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Os resultados encontrados no disco de 400 nm mostram mais uma vez que o mecanismo PMA é capaz de gerar skyrmion em nanodiscos de cobalto e que o diâmetro do disco é determinante para que ocorra a formação de skyrmion. Essa evidência fica clara ao compararmos os resultados deste disco com os resultados dos demais discos já analisados com PMA, que mostram a ocorrência de skyrmion apenas nos dois discos de diâmetro maior, 300 e 400 nm. Os skyrmions obtidos nesses dois discos são do mesmo tipo e são encontrados para o mesmo valor da constante de anisotropia, $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$.

Verificamos, portanto, após analisar os resultados dos quatro discos estudados com

PMA que esse mecanismo é capaz de gerar skyrmion em nanodiscos de cobalto, no entanto, a ocorrência de skyrmion depende do diâmetro do disco. Dentre os discos estudados apenas nos dois maiores, 300 e 400 nm, é observada a formação de skyrmion, concordando com resultados encontrados na literatura.⁷⁵ Essa configuração foi encontrada numa faixa de transição entre a configuração de vórtice e a configuração de monodomínio e apenas para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. As configurações dominantes são vórtice, para valores pequenos de K , e monodomínio perpendicular, para valores grandes de K , que são observadas nos quatro discos analisados. Os skyrmions gerados por PMA, são todos do tipo Bloch e possuem fase $q = \pi/2$, independentemente do diâmetro do disco.

5.2.2 Discos com defeito topológico

Os defeitos topológicos inseridos nos discos estudados com a PMA são os mesmos utilizados nas simulações feitas com DMI: furo, I e II, e corte, I e II. Apresentamos a seguir os resultados obtidos nas simulações realizadas com os discos contendo esses defeitos topológicos. Primeiro vamos analisar os resultados dos discos que contém o furo. Na sequência, analisamos os resultados dos discos que possuem o corte.

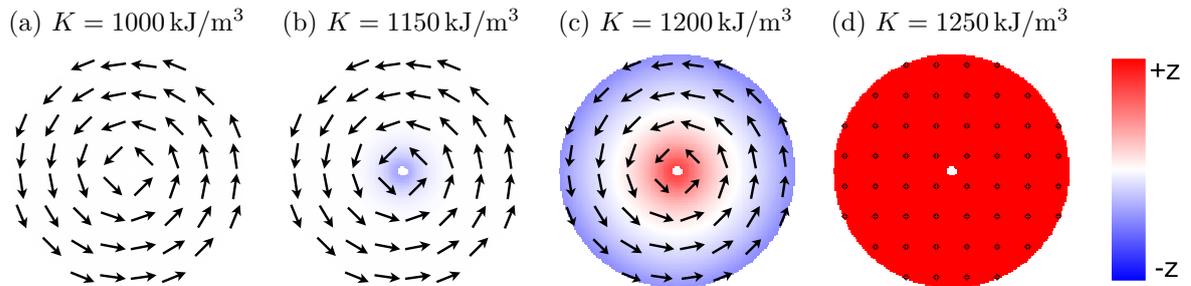
5.2.2.1 Defeito topológico furo

Iniciamos a nossa análise comentando os resultados encontrados nos discos de 100 e 200 nm contendo o furo. Nesses dois discos a presença do furo, seja o I ou o II, não favorece a formação de skyrmion. A magnetização dos discos contendo o furo apresenta as mesmas configurações observadas na ausência de defeitos topológicos: vórtices e monodomínios, contudo, com algumas diferenças que relatamos a seguir. O furo I faz com que o monodomínio observado no disco de 100 nm para $K = 1150 \text{ kJ/m}^3$ deixe de ser perpendicular e passe a ser quase planar. No disco de 200 nm ocorre o mesmo para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, além disso, o furo I é responsável pela remoção do núcleo dos vórtice observados no disco de 200 nm para $K < 1100 \text{ kJ/m}^3$. O furo II, remove o núcleo dos vórtices observados tanto no disco de 100 nm quanto no disco 200 nm. No disco de 100 nm, o furo II substitui o monodomínio observado para $K = 1150 \text{ kJ/m}^3$ por um vórtice sem núcleo e no disco de 200 nm, o monodomínio deixa de ser perpendicular, para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, e uma pequena inclinação em relação ao plano do disco.

Vamos analisar agora os efeitos da inserção dos furos nos discos onde há a formação de skyrmion na ausência de defeito. Começamos a nossa análise pelos resultados encontrados no disco de 300 nm contendo o furo I. Conforme o valor da constante de anisotropia usado, a magnetização nesse disco assume as seguintes formas: vórtice, com e sem núcleo, skyrmion e monodomínio, os quais são mostrados na Figura 24 para valores distintos de K . A configuração de vórtice ocorre para todos os valores de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$, sendo que apenas o vórtice encontrado para $K = 1150 \text{ kJ/m}^3$ exibe núcleo. Quando o valor da

constante de anisotropia atinge $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, a configuração de vórtice é substituída pela configuração de skyrmion. E, por último, para $K > 1200 \text{ kJ/m}^3$, temos a formação de monodomínios perpendiculares.

Figura 24 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro com o furo I, simulado com PMA: (a) vórtice sem núcleo; (b) vórtice com núcleo; (c) skyrmion; e (d) monodomínio perpendicular.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

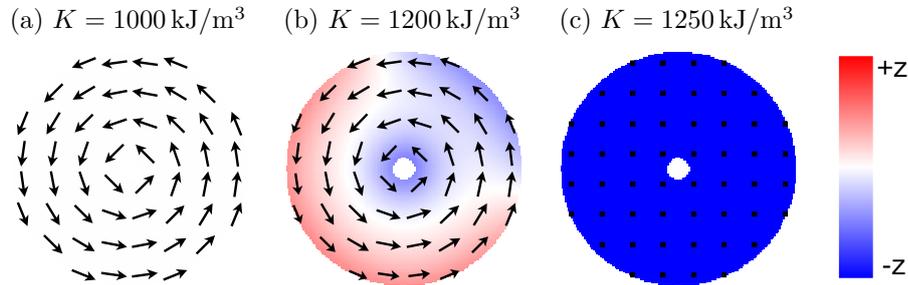
Os resultados obtidos no disco de 300 nm contendo o furo I mostram que a presença desse defeito afeta a magnetização do disco. No entanto, formação de skyrmion é preservada e continua a ocorrer para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. A mudança mais significativa ocorre com a configuração de vórtice, pois para valores de $K < 1150 \text{ kJ/m}^3$ os vórtices não exibem núcleo quando o defeito está presente. Assim como a formação de skyrmion, os monodomínio também não são afetados por esse defeito.

Os próximos resultados que vamos analisar são os encontrados no disco de 300 nm contendo o furo II. A magnetização nesse disco assume três configurações: vórtice sem núcleo, multidomínio e monodomínio. As três configurações são mostradas na Figura 25 para valores distintos de K . A configuração de vórtice sem núcleo ocorre para todos os valores de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$. Quando a constante de anisotropia atinge $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, a configuração de vórtice deixa de existir e é substituída por um multidomínio, que é observado apenas para esse valor de K dentre os valores utilizados. Para $K > 1200 \text{ kJ/m}^3$, ocorre a formação de monodomínios perpendiculares.

Com relação aos efeitos que o furo II promove na magnetização do disco de 300 nm verificamos que o defeito é responsável pela aniquilação do skyrmion observado tanto nesse mesmo disco com o furo I quanto sem a presença de defeito. Além disso, observamos que o furo II inibe também a formação do núcleo dos vórtices observada tanto no disco sem defeito quanto no disco com o furo I para os valores estudados de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$. Contudo, a presença do furo II não afeta os monodomínios nesse disco.

Agora vamos discutir os resultados obtidos no disco de 400 nm contendo o furo I. Nesse disco a magnetização assume três configurações distintas: vórtice sem núcleo, skyrmion e monodomínio. As três configurações são mostradas na Figura 26. A magnetização circula no plano do disco em torno do furo para todos os valores estudados

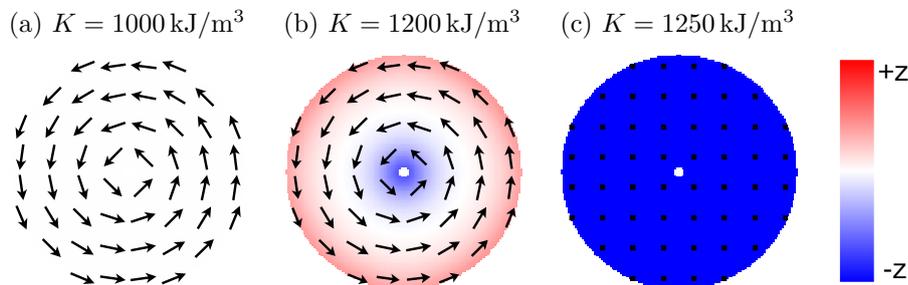
Figura 25 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro com o furo II, simulado com PMA: (a) vórtice sem núcleo; (b) multidomínio; e (c) monodomínio perpendicular.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$, formando um vórtice sem núcleo. Com o aumento do valor de K , a magnetização deixa de circular no plano e o vórtice dá lugar a configuração de skyrmion que ocorre para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Aumentando ainda mais o valor de K , a configuração de skyrmion é substituída pela de monodomínio perpendicular, que ocorre para $K > 1200 \text{ kJ/m}^3$.

Figura 26 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro com o furo I, simulado com PMA: (a) vórtice sem núcleo; (b) skyrmion; e (c) monodomínio perpendicular.



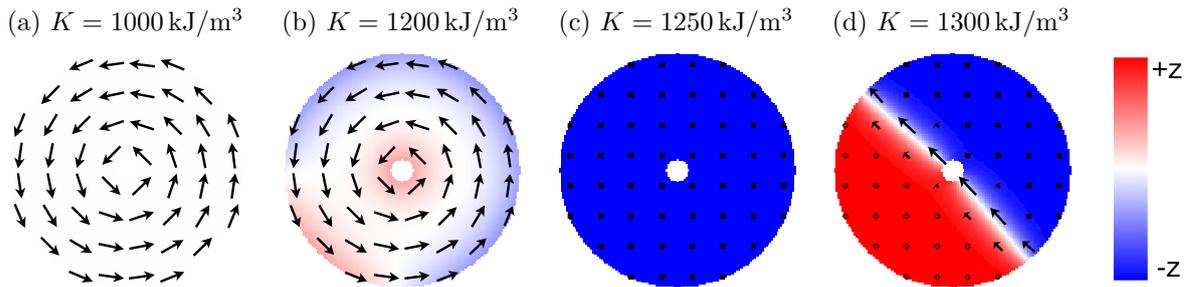
Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Os resultados encontrados no disco de 400 nm contendo o furo I mostram que a inserção desse defeito é responsável por modificar a magnetização do disco, contudo, não afeta a formação de skyrmion, que ocorre tanto no disco com esse defeito quanto disco sem defeito presente para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Os monodomínios, assim como os skyrmions, também não são afetados pela presença do furo I. Apesar de não afetar a configuração de skyrmion e de monodomínio, o furo I elimina o núcleo dos vórtices, que são a configuração mais afetada pela inserção desse defeito nesse disco.

Por último, vamos analisar os resultados encontrados no disco de 400 nm contendo o furo II. Observamos que à medida que variamos o valor de K , a magnetização neste disco exibe quatro configurações distintas: vórtice sem núcleo, multidomínio, monodomínio e multidomínio, as quais são mostradas na Figura 27. Quando temos $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$,

a magnetização circula no plano do disco em torno do furo constituindo um vórtice sem núcleo. Ao atingir $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, a magnetização assume uma configuração de multidomínio, que se assemelha à forma de um skyrmion. Para $K = 1250 \text{ kJ/m}^3$, temos a formação de monodomínio perpendicular. E, para $K = 1300 \text{ kJ/m}^3$, temos a formação de multidomínio.

Figura 27 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro com o furo II, simulado com PMA: (a) vórtice sem núcleo; (b) multidomínio; (c) monodomínio perpendicular; e (d) multidomínio.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Observamos, portanto, que a presença do furo II no disco de 400 nm modifica a magnetização desse disco. Com relação à formação de skyrmion, a inserção do furo II é responsável pela aniquilação do skyrmion observado nesse disco tanto com o furo I quanto sem a presença de defeito para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Além disso, o furo II inibe a formação de núcleo nos vórtices observada nesse disco na ausência de furo. Outra modificação ocorre para $K = 1300 \text{ kJ/m}^3$, que passa a ter uma configuração de multidomínio em detrimento da configuração de monodomínio perpendicular observada nos demais casos já analisados.

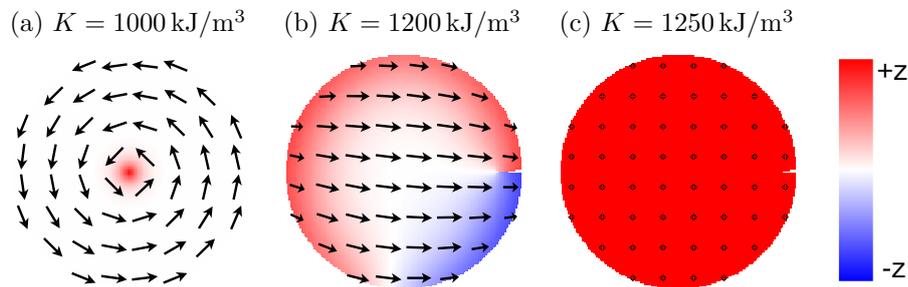
5.2.2.2 Defeito topológico corte

Apresentamos a seguir os resultados encontrados nos discos contendo o defeito topológico do tipo corte, I e II, utilizando a PMA como mecanismo indutor de skyrmion. Começamos nossa análise comentando os resultados encontrados nos discos de 100 e 200 nm contendo os cortes. Nesses dois discos, assim como ocorre com os furos, a presença de qualquer um dos cortes não favorece a formação de skyrmion. A inserção desse tipo de defeito, modifica a magnetização dos discos, afetando principalmente os vórtices observados nesses dois discos na ausência de defeitos. O corte II é o que mais afeta os vórtices e o disco de 100 nm é o mais afetado pela presença desse defeito.

Assim como fizemos quando analisamos os resultados obtidos nas simulações feitas com o defeito do tipo furo, vamos analisar a partir de agora os efeitos que a inserção do corte, seja o I ou o II, produz na magnetização dos discos que apresentam a configuração de skyrmion na ausência de defeitos topológicos. Iniciamos a nossa análise pelos resultados encontrados no disco de 300 nm com o corte I. A magnetização nesse disco assume

três configurações distintas de acordo com o valor de K usado, sendo elas: vórtice com núcleo, multidomínio e monodomínio perpendicular. Cada uma dessas configurações é mostrada na Figura 28 para um valor específico de K . A configuração de vórtice ocorre para todos os valores de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$. Quando a constante da anisotropia vale $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, a configuração de vórtice deixa de existir e é substituída por uma configuração de multidomínio. Para os valores de $K > 1200 \text{ kJ/m}^3$, prevalece a formação de monodomínios perpendiculares.

Figura 28 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro contendo o corte I, simulado com PMA: (a) vórtice com núcleo; (b) multidomínio; e (c) monodomínio.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

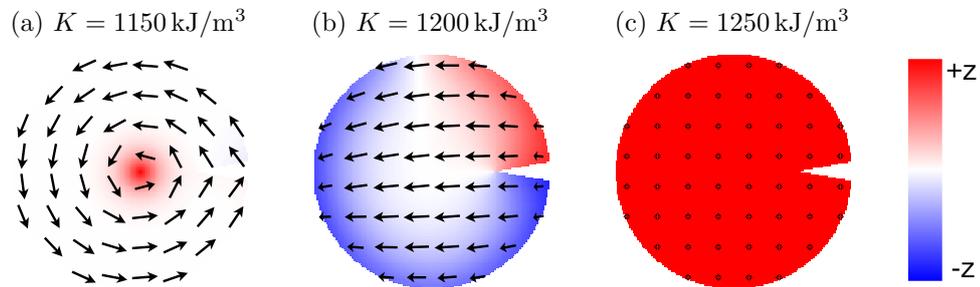
A inserção do corte I no disco de 300 nm é responsável por modificar a magnetização desse disco. A modificação mais significativa ocorre justamente em relação à ocorrência de skyrmion que é inibida pela presença desse defeito. Quanto às duas outras configurações observadas no disco de 300 nm na ausência de defeitos, vórtice e monodomínio, estas não são afetadas de forma significativa pela inserção do corte I no disco.

Após discutir os resultados encontrados no disco de 300 nm contendo o corte I, vamos analisar os resultados obtidos nesse disco com o corte II. Nesse caso, conforme o valor de K usado, a magnetização exibe três configurações distintas: vórtice, multidomínio ou monodomínio, que são mostradas na Figura 29. A configuração de vórtice ocorre para todos os valores estudados de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$. Após esse valor, temos uma configuração de multidomínio para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Aumentando ainda mais o valor de K , temos, para $K > 1200 \text{ kJ/m}^3$, a formação de monodomínios perpendiculares.

Os resultados encontrados no disco de 300 nm com o corte II são semelhantes aos resultados obtidos nesse mesmo disco com o corte I. A presença desse defeito é responsável pela aniquilação do skyrmion observada nesse disco para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Contudo, as demais configurações, vórtice e monodomínio, são preservadas.

Agora vamos analisar os resultados encontrados no disco de 400 nm contendo o corte I. Conforme variamos o valor de K , a magnetização nesse disco apresenta as seguintes configurações: vórtice, multidomínio e monodomínio, as quais são mostradas na Figura 30. A configuração de vórtice ocorre para todos os valores de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$.

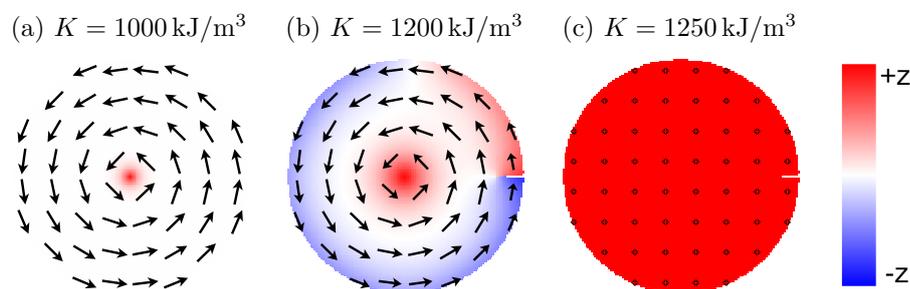
Figura 29 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 300 nm de diâmetro contendo o corte II, simulado com PMA: (a) vórtice; (b) multidomínio; e (c) monodomínio. As setas indicam a direção e o sentido da magnetização no plano do disco.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Aumentando esse valor para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, temos a formação de um multidomínio. Aumentando ainda mais os valores de K , temos, a partir de $K = 1250 \text{ kJ/m}^3$, a formação de monodomínios perpendiculares.

Figura 30 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro contendo o corte I, simulado com PMA: (a) vórtice; (b) multidomínio; e (c) monodomínio.

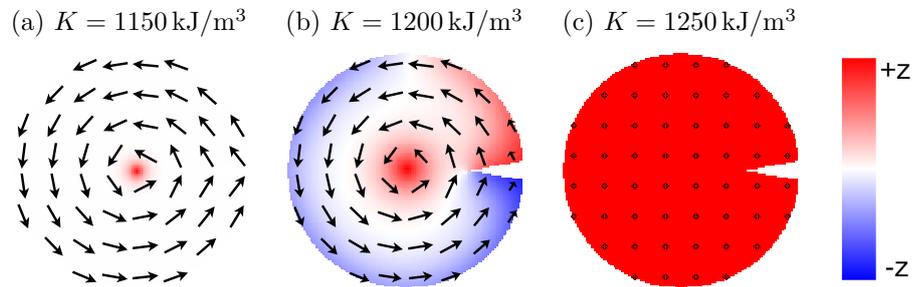


Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Verificamos que a inserção do corte I no disco de 400 nm altera a magnetização desse disco. Entre as alterações promovidas pela inserção desse defeito está a aniquilação da configuração de skyrmion, que não é observada no disco de 400 nm quando o corte I está presente. As demais configurações, vórtice e monodomínio, permanecem estáveis para os mesmos valores de K tanto no disco com o corte I quanto sem a presença de defeito.

Por último, vamos analisar os resultados observados no disco de 400 nm contendo o corte II. Nesse disco encontramos três configurações para a magnetização, sendo elas: vórtice, multidomínio e monodomínio, que são mostradas na Figura 31 para valores distintos de K . A configuração de vórtice é estável para todos os valores de $K < 1200 \text{ kJ/m}^3$. Quando a constante de anisotropia atinge o valor de $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$, a configuração de vórtice dá lugar à formação de um multidomínio. Aumentando ainda mais o valor de K ocorre, a partir de $K = 1250 \text{ kJ/m}^3$, a formação de monodomínios perpendiculares.

Figura 31 – Configurações magnéticas do disco de cobalto de 400 nm de diâmetro contendo o corte II, simulado com PMA: (a) vórtice; (b) multidomínio; e (c) monodomínio.



Fonte: R. S. Ribeiro, 2016.

Analisando os resultados obtidos no disco de 400 nm após a inserção do corte II verificamos que, assim como ocorre com esse disco contendo o corte I, há mudanças na magnetização devido à presença desse defeito. A mudança mais significativa ocorre justamente com a configuração de skyrmion que deixa de existir no disco de 400 nm quando é inserido o corte, seja ele o I ou o II. As outras configurações, vórtice e monodomínio, não sofrem alterações significativas, independentemente de qual corte está presente, mantendo-se estáveis para os mesmos valores de K nas três situações estudadas: disco com corte II, corte I e sem defeito.

Os resultados obtidos nos discos de 300 e 400 nm com o corte, I e II, são semelhantes. Em ambos os discos, qualquer que seja o corte inserido, dentre os dois utilizados, a configuração de skyrmion observada nesses dois discos para $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$ é substituída por uma configuração de multidomínio. Acreditamos que isso ocorra porque o corte produz uma quebra de simetria na borda do disco, com isso parte da magnetização na borda está na mesma direção que no centro do disco implicando na não formação do skyrmion.

Os resultados apresentados nesta subseção nos permitem concluir que a inserção dos defeitos topológicos nos nanodiscos de cobalto estudados com PMA não favorece a formação de skyrmion, pelo contrário, pode até mesmo inibir a ocorrência dos skyrmions. Dentre os defeitos utilizados, os cortes são os que mais afetam a estabilidade dos skyrmions, pois em nenhum dos discos analisados com a presença de corte, seja o I ou o II, há a ocorrência de skyrmion. Quanto aos furos, estes afetam também de forma significativa a magnetização dos discos e também prejudicam a estabilidade dos skyrmions, contudo, ainda é possível verificar a ocorrência de skyrmions nos discos onde o furo I está presente. Quanto ao tipo de skyrmion, todos são do tipo Bloch e possuem fase $q = \pi/2$, independentemente do diâmetro do disco e do defeito presente.

6 CONCLUSÕES

O objetivo principal do nosso trabalho foi verificar a existência de skyrmions magnéticos em nanodiscos de cobalto com e sem defeitos topológicos induzidos pela interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) e anisotropia magnética perpendicular (PMA), separadamente. Além disso, pretendíamos verificar se a presença de defeitos topológicos afeta a estabilidade dos skyrmions. Para tanto, utilizamos o código computacional aberto OOMMFF para obter as configurações magnéticas dos discos sobre a influência desses dois mecanismos geradores de skyrmions. De modo geral, os resultados obtidos mostram que tanto a DMI quanto a PMA induzem a formação de skyrmions nos nanodiscos de cobalto. Contudo, o tipo de skyrmion varia conforme o mecanismo utilizado, o tamanho do disco e a presença ou não de defeitos topológicos.

Os resultados das simulações feitas com DMI em discos sem defeitos topológicos mostram que esse mecanismo promove a formação de skyrmions em todos os quatro tamanhos de discos estudados. A estabilidade dos skyrmion depende do diâmetro do disco e do valor da constante da DMI utilizados. O disco de menor diâmetro é o mais propenso para ocorrer skyrmion. No disco de 100 nm, temos a formação de skyrmions de $D = 4$ até $D = 8 \text{ mJ/m}^2$. Com o aumento do diâmetro há um estreitamento na faixa de valores da constante D para os quais ocorre a formação de skyrmion, tanto pelo aumento nos valores iniciais de D quanto pela diminuição dos valores finais. No disco de 400 nm, os skyrmions aparecem para os valores compreendidos de $D = 6$ até $D = 7 \text{ mJ/m}^2$. Esse estreitamento ocorre principalmente pelo aumento do valor inicial de D , para discos maiores, necessário para que comece a haver a formação de skyrmions.

Nos discos com defeitos topológicos, os resultados das simulações com DMI revelam que a inserção dos defeitos afeta a formação de skyrmions, principalmente, os cortes. Os furos, I e II, prejudicam apenas a ocorrência de skyrmion no disco de 100 nm, pois os dois defeitos exigem um valor maior da constante da interação de Dzyaloshinskii-Moriya, de $D = 4$ para $D = 5 \text{ mJ/m}^2$, para ter início a geração de skyrmion e o furo II reduz o valor máximo da constante, de $D = 8$ para $D = 6 \text{ mJ/m}^2$, para o qual ainda há formação de skyrmion. Nos demais discos a formação de skyrmion não é afetada pela inserção dos furos. Diferentemente dos furos, os cortes afetam severamente a formação de skyrmion. Nos discos de 100 e 200 nm, a DMI ainda induz a formação de skyrmion em torno de $D = 7 \text{ mJ/m}^2$, contudo, nos discos de 300 e 400 nm não há a geração de skyrmion com a presença do defeito topológico do tipo corte. Os defeitos do tipo corte afetam em maior grau os skyrmion devido a quebra de simetria radial do disco.

Os resultados das simulações feitas com PMA, em discos sem defeitos topológicos, mostram que esse mecanismo é capaz de induzir a formação de skyrmions nos discos de

cobalto. Contudo, diferentemente do que ocorre com os resultados obtidos nas simulações feitas com DMI, apenas nos discos de 300 e 400 nm há a formação de skyrmions induzidos pela PMA. Os skyrmions gerados por esse mecanismo nos dois discos ocorrem quando a constante de anisotropia vale $K = 1200 \text{ kJ/m}^3$. Para os valores inferiores há a formação de vórtice e para os valores superiores, monodomínios. Nos discos de 100 e 200 nm, as configurações presentes são os vórtices para os valores baixos da constante de anisotropia e monodomínios para os valores altos.

Nos discos com a presença de defeitos topológicos, os resultados obtidos nas simulações feitas com PMA mostram que a inserção dos defeitos altera a magnetização dos discos. As alterações não favorecem a formação de skyrmion e dependendo do defeito, os skyrmions são eliminados. Nos discos com o furo I os skyrmions são preservados, tanto no disco de 300 nm quanto no disco 400 nm, no entanto, quando o defeito é o furo II, os skyrmions são aniquilados em ambos os discos. Quando o defeito é tipo corte, seja o I ou o II, não há formação de skyrmion em nenhum dos discos estudados. Além de afetar os skyrmions, os defeitos também afetam os vórtices, removendo o núcleo dessa configuração em quase todos os casos estudados.

Quanto ao tipo de skyrmion, observamos que todos os skyrmions induzidos por DMI são do tipo Néel e possuem fase $q = 0$ ou $q = \pi$ que depende do diâmetro do disco, do valor da constante da DMI e do defeito presente. Já os skyrmions gerados por PMA, são todos do tipo Bloch e possuem fase $q = \pi/2$. O tipo de skyrmion induzido por PMA e a fase dos mesmos não sofrem alteração devido o diâmetro do disco, o valor da constante de anisotropia ou o defeito presente no disco. Verificamos, portanto, que o mecanismo utilizado para gerar os skyrmions é determinante para o tipo de skyrmion obtido.

Como perspectivas para futuros trabalhos, temos: analisar os efeitos que a temperatura exerce sobre as configurações magnéticas observadas nos nanodiscos de cobalto estudados; verificar os efeitos que a DMI e a PMA exercem sobre a formação de skyrmion quando utilizadas simultaneamente; estudar discos com espessura maior e menor do que a utilizada neste trabalho e também com diâmetros menores para a DMI e maiores para ambos os mecanismos; aplicar campo magnético e analisar os efeitos sobre os skyrmions; entre tantas outras possibilidades.

REFERÊNCIAS

- 1 COEY, J. M. D. *Magnetism and magnetic materials*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010.
- 2 CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to magnetic materials*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2011.
- 3 GUIMARÃES, A. P. Os 400 anos do De Magnete. *Ciência Hoje*, v. 28, n. 167, 2000.
- 4 KRONMÜLLER, H. General micromagnetic theory. In: KRONMÜLLER, H.; PARKIN, S. (Ed.). *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2007. v. 2: Micromagnetism.
- 5 BROWN, W. F. Theory of the approach to magnetic saturation. *Physical Review*, v. 58, n. 8, p. 736, 1940.
- 6 BROWN, W. F. The effect of dislocations on magnetization near saturation. *Physical Review*, v. 60, n. 2, p. 139, 1941.
- 7 GUIMARÃES, A. P. *Principles of nanomagnetism*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2009.
- 8 GUSLIENKO, K. Y. Skyrmion state stability in magnetic nanodots with perpendicular anisotropy. *IEEE Magnetics Letters*, v. 6, p. 1–4, 2015.
- 9 NAGAOSA, N.; TOKURA, Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. *Nature Nanotechnology*, v. 8, n. 12, p. 899–911, 2013.
- 10 BRAUN, H.-B. Topological effects in nanomagnetism: from superparamagnetism to chiral quantum solitons. *Advances in Physics*, v. 61, n. 1, p. 1–116, 2012.
- 11 FERT, A.; CROS, V.; SAMPAIO, J. Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, v. 8, n. 3, p. 152–156, 2013.
- 12 MÜHLBAUER, S. et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet. *Science*, v. 323, n. 5916, p. 915–919, 2009.
- 13 YU, X. Z. et al. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature*, v. 465, n. 7300, p. 901–904, 2010.
- 14 YU, X. Z. et al. Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet fege. *Nature Materials*, v. 10, n. 2, p. 106–109, 2011.
- 15 SEKI, S. et al. Observation of skyrmions in a multiferroic material. *Science*, v. 336, n. 6078, p. 198–201, 2012.
- 16 DU, H. et al. Highly stable skyrmion state in helimagnetic mnsi nanowires. *Nano Letters*, v. 14, n. 4, p. 2026–2032, 2014.
- 17 KÉZSMÁRKI, I. et al. Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV₄S₈. *Nature Materials*, v. 14, n. 11, p. 1116–1122, 2015.

- 18 KANG, W. et al. Voltage controlled magnetic skyrmion motion for racetrack memory. *Scientific Reports*, v. 6, 2016.
- 19 NEUBAUER, A. et al. Topological hall effect in the a phase of mnsi. *Physical Review Letters*, v. 102, n. 18, p. 186602, 2009.
- 20 PAPPAS, C. et al. Chiral paramagnetic skyrmion-like phase in mnsi. *Physical Review Letters*, v. 102, n. 19, p. 197202, 2009.
- 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, 2013.
- 22 MARROWS, C. H. Viewpoint: an inside view of magnetic skyrmions. *Physics*, v. 8, p. 40, 2015.
- 23 PARKIN, S. S. P.; HAYASHI, M.; THOMAS, L. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, v. 320, n. 5873, p. 190–194, 2008.
- 24 ZHANG, S. et al. Current-induced magnetic skyrmions oscillator. *New Journal of Physics*, v. 17, n. 2, p. 023061, 2015.
- 25 ZENG, Z.; FINOCCHIO, G.; JIANG, H. Spin transfer nano-oscillators. *Nanoscale*, v. 5, n. 6, p. 2219–2231, 2013.
- 26 RÖSSLER, U. K.; BOGDANOV, A. N.; PFLEIDERER, C. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals. *Nature*, v. 442, n. 7104, p. 797–801, 2006.
- 27 VOUSDEN, M. et al. Skyrmions in thin films with easy-plane magnetocrystalline anisotropy. *Applied Physics Letters*, v. 108, n. 13, p. 132406, 2016.
- 28 DAI, Y. Y. et al. Skyrmion ground state and gyration of skyrmions in magnetic nanodisks without the Dzyaloshinsky-Moriya interaction. *Physical Review B*, v. 88, n. 5, p. 054403, 2013.
- 29 DONAHUE, M. J.; PORTER, D. G. *OOMMF User's Guide, Version 1.0*. Gaithersburg, MD, 1999. Interagency Report NISTIR 6376.
- 30 SKOMSKI, R. et al. Nanomagnetic skyrmions. *Journal of Applied Physics*, v. 111, n. 7, p. 07E116, 2012.
- 31 SKYRME, T. H. R. A unified field theory of mesons and baryons. *Nuclear Physics*, v. 31, p. 556–569, 1962.
- 32 SONDHI, S. L. et al. Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum hall effect at small zeeman energies. *Physical Review B*, v. 47, n. 24, p. 16419–16426, 1993.
- 33 WRIGHT, D. C.; MERMIN, N. D. Crystalline liquids: the blue phases. *Reviews of Modern Physics*, v. 61, n. 2, p. 385–432, 1989.
- 34 KHAWAJA, U. A.; STOOF, H. Skyrmions in a ferromagnetic Bose-Einstein condensate. *Nature*, v. 411, n. 6840, p. 918–920, 2001.

- 35 VILAS-BOAS, P. S. C. et al. Topological magnetic solitons on a paraboloidal shell. *Physics Letters A*, v. 379, n. 1, p. 47–53, 2015.
- 36 SUN, L. et al. Creating an artificial two-dimensional skyrmion crystal by nanopatterning. *Physical Review Letters*, APS, v. 110, n. 16, p. 167201, 2013.
- 37 EVERSCHOR, K. *Current-Induced Dynamics of Chiral Magnetic Structures: Skyrmions, Emergent Electrodynamics and Spin-Transfer Torques*. Tese (Doutorado) — Universität zu Köln, 2012.
- 38 ZHANG, X.; ZHOU, Y.; EZAWA, M. High-topological-number magnetic skyrmions and topologically protected dissipative structure. *Physical Review B*, APS, v. 93, n. 2, p. 024415, 2016.
- 39 ANDRIKOPOULOS, D.; SORÉE, B.; BOECK, J. D. Skyrmion-induced bound states on the surface of three-dimensional topological insulators. *Journal of Applied Physics*, v. 119, n. 19, p. 193903, 2016.
- 40 FINAZZI, M. et al. Laser-induced magnetic nanostructures with tunable topological properties. *Physical Review Letters*, v. 110, n. 17, p. 177205, 2013.
- 41 HEINZE, S. et al. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions. *Nature Physics*, v. 7, n. 9, p. 713–718, 2011.
- 42 YU, X. et al. Magnetic stripes and skyrmions with helicity reversals. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 109, n. 23, p. 8856–8860, 2012.
- 43 MÜNZER, W. et al. Skyrmion lattice in the doped semiconductor $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. *Physical Review B*, v. 81, n. 4, p. 041203, 2010.
- 44 OKUBO, T.; CHUNG, S.; KAWAMURA, H. Multiple-q states and the skyrmion lattice of the triangular-lattice Heisenberg antiferromagnet under magnetic fields. *Physical Review Letters*, v. 108, n. 1, p. 017206, 2012.
- 45 SHIBATA, K. et al. Towards control of the size and helicity of skyrmions in helimagnetic alloys by spin-orbit coupling. *Nature Nanotechnology*, v. 8, n. 10, p. 723–728, 2013.
- 46 RAIČEVIĆ, I. et al. Skyrmions in a doped antiferromagnet. *Physical Review Letters*, v. 106, n. 22, p. 227206, 2011.
- 47 BEG, M. et al. Ground state search, hysteretic behaviour, and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures. *Scientific Reports*, v. 5, 2015.
- 48 ZHANG, X. et al. Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory. *Scientific Reports*, v. 5, 2015.
- 49 YU, X. et al. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 3, p. 988, 2012.
- 50 SCHULZ, T. et al. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet. *Nature Physics*, v. 8, n. 4, p. 301–304, 2012.
- 51 KISELEV, S. I. et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, v. 425, n. 6956, p. 380–383, 2003.

- 52 PRIBIAG, V. S. et al. Magnetic vortex oscillator driven by dc spin-polarized current. *Nature Physics*, v. 3, n. 7, p. 498–503, 2007.
- 53 GRIMALDI, E. et al. Response to noise of a vortex based spin transfer nano-oscillator. *Physical Review B*, v. 89, n. 10, p. 104404, 2014.
- 54 GARCIA-SANCHEZ, F. et al. A skyrmion-based spin-torque nano-oscillator. *New Journal of Physics*, v. 18, n. 7, 2016.
- 55 BERKOV, D. V.; GORN, N. L. Numerical simulation of quasistatic and dynamic remagnetization processes with special applications to thin films and nanoparticles. In: LIU, Y.; SELLMYER, D. J.; SHINDO, D. (Ed.). *Handbook of Advanced Magnetic Materials*. [S.l.]: Springer, 2006.
- 56 HERTEL, R. Guided spin waves. In: KRONMÜLLER, H.; PARKIN, S. (Ed.). *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. [S.l.]: Wiley Online Library, 2007. v. 2: Micromagnetism.
- 57 LUO, Y. M. et al. Effect of Dzyaloshinskii-Moriya interaction on magnetic vortex. *AIP Advances*, v. 4, n. 4, p. 047136, 2014.
- 58 SCHREFFL, T. et al. Nanomagnetic simulations. In: SELLMYER, D. J.; SKOMSKI, R. (Ed.). *Advanced magnetic nanostructures*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2006.
- 59 KITTEL, C. Physical theory of ferromagnetic domains. *Reviews of modern Physics*, APS, v. 21, n. 4, p. 541, 1949.
- 60 GUIMARÃES, A. P. *Magnetismo e Ressonância Magnética em Sólidos*. [S.l.]: Editora da Universidade de São Paulo, 2009.
- 61 BLUNDELL, S. *Magnetism in condensed matter*. [S.l.]: Oxford Univ. Press, 2001.
- 62 BERTOTTI, G. *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers*. [S.l.]: Academic Press, 1998.
- 63 SELLMYER, D. J.; SKOMSKI, R. *Advanced magnetic nanostructures*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2006.
- 64 HUBERT, A.; SCHÄFER, R. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. [S.l.]: Springer, 2008.
- 65 STÖHR, J.; SIEGMANN, H. C. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. [S.l.]: Springer, 2006.
- 66 BLÜGEL, S.; BIHLMAYER, G. Magnetism of low-dimensional systems: theory. In: KRONMÜLLER, H.; PARKIN, S. (Ed.). *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2007. v. 1: Fundamentals and Theory.
- 67 ROHART, S.; THIAVILLE, A. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Physical Review B*, v. 88, p. 184422, 2013.
- 68 KÜBLER, J. Electron theory of finite temperature magnetism. In: KRONMÜLLER, H.; PARKIN, S. (Ed.). *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Chichester, UK: Wiley Online Library, 2007. v. 1: Fundamentals and Theory.

- 69 BERTOTTI, G.; MAYERGOYZ, I. D.; SERPICO, C. Nonlinear magnetization dynamics. switching and relaxation phenomena. In: BERTOTTI, G.; MAYERGOYZ, I. D. (Ed.). *The Science of Hysteresis: Physical modeling, micromagnetics, and magnetization dynamics*. [S.l.]: Elsevier(Academic Press, 2006. v. 2.
- 70 MILTAT, J. E.; DONAHUE, M. J. Numerical micromagnetics: finite difference methods. In: KRONMÜLLER, H.; PARKIN, S. (Ed.). *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. [S.l.]: Wiley Online Library, 2007. v. 2: Micromagnetism.
- 71 SERPICO, C. et al. Nonlinear magnetization dynamics in nanomagnets. In: KRONMÜLLER, H.; PARKIN, S. (Ed.). *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. [S.l.]: Wiley Online Library, 2007. v. 2: Micromagnetism.
- 72 MAYERGOYZ, I. D.; BERTOTTI, G.; SERPICO, C. *Nonlinear magnetization dynamics in nanosystems*. [S.l.]: Elsevier, 2009.
- 73 KIM, S.-K. Micromagnetic computer simulations of spin waves in nanometre-scale patterned magnetic elements. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 43, n. 26, p. 264004, 2010.
- 74 FIDLER, J.; SCHREFL, T. Micromagnetic modelling – the current state of the art. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 33, n. 15, p. R135, 2000.
- 75 GARCIA, F. et al. Tailoring magnetic vortices in nanostructures. *Applied Physics Letters*, v. 97, n. 2, p. 022501, 2010.