

Universidade Federal de Juiz de Fora
Pós-Graduação em Física
Doutorado em Física

JOSIEL CARLOS DE SOUZA GOMES

**ESTUDO DE SISTEMAS MAGNÉTICOS
NANOESTRUTURADOS VIA SIMULAÇÃO
COMPUTACIONAL, COM APLICAÇÃO EM
DISPOSITIVOS DE MEMÓRIAS
MAGNETORRESISTIVAS**

Juiz de Fora
Fevereiro de 2020

JOSIEL CARLOS DE SOUZA GOMES

**ESTUDO DE SISTEMAS MAGNÉTICOS
NANOESTRUTURADOS VIA SIMULAÇÃO
COMPUTACIONAL, COM APLICAÇÃO EM
DISPOSITIVOS DE MEMÓRIAS
MAGNETORRESISTIVAS**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação
em Física da Universidade Federal de Juiz de Fora,
como requisito parcial para obtenção do título de
Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Sidiney de Andrade Leonel

Co-orientador: Dr. Danilo Toscano

Juiz de Fora

Fevereiro de 2020

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE
TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO,
PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada através do programa de geração automática da Biblioteca Universitária da UFJF, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Gomes, Josiel Carlos de Souza.

Estudo de sistemas magnéticos nanoestruturados via simulação computacional, com aplicação em dispositivos de memórias magnetorresistivas / Josiel Carlos de Souza Gomes. -- 2020.

197 p. : il.

Orientador: Sidiney de Andrade Leonel

Coorientador: Danilo Toscano

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Juiz de Fora, ICE/Engenharia. Programa de Pós-Graduação em Física, 2020.

1. Sistemas magnéticos nanoestruturados. 2. Matriz de nano-elipses. 3. MRAM de três terminais. 4. Skyrmions. 5. Simulação micromagnética. I. Leonel, Sidiney de Andrade, orient. II. Toscano, Danilo, coorient. III. Título.

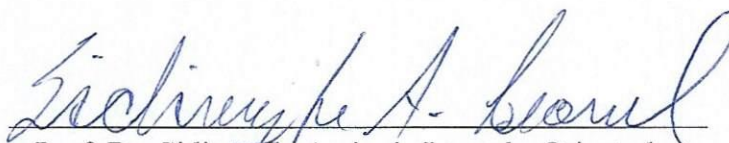
Josiel Carlos de Souza Gomes

"Estudo de sistemas magnéticos nanoestruturados via simulação computacional, com aplicação em dispositivos de memórias magnetorresistivas".

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física, da Universidade Federal de Juiz de Fora como requisito parcial a obtenção do grau de Doutor em Física. Área de Concentração: Física.

Aprovada em 19 de fevereiro de 2020.

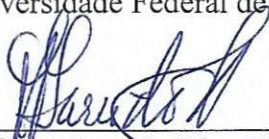
BANCA EXAMINADORA



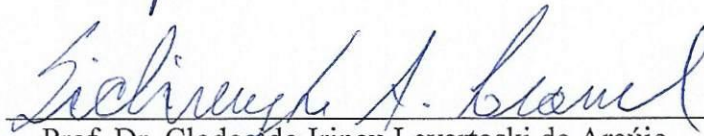
Prof. Dr. Sidiney de Andrade Leonel - Orientador
Universidade Federal de Juiz de Fora



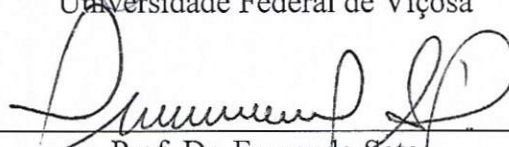
Dr. Danilo Toscano - Coorientador
Universidade Federal de Juiz de Fora



Prof. Dr. Juan de Dios Garrido Arrate
Universidade Federal da Integração Latina-Americana



Prof. Dr. Clodealdo Irineu Levartoski de Araújo
Universidade Federal de Viçosa



Prof. Dr. Fernando Sato
Universidade Federal de Juiz de Fora



Prof. Dr. Pablo Zimmermann Coura
Universidade Federal de Juiz de Fora

Agradecimentos

- Agradeço inicialmente a minha família por me apoiar e incentivar durante todos esses anos.
- Agradeço também a minha noiva Nayara pelo apoio e paciência durante todo o curso.
- Agradeço ao meu orientador Sidiney por ter permitido que eu continuasse sendo orientado por ele. Todas as lições, bons conselhos, paciência e confiança foram essenciais para a realização deste trabalho.
- Agradeço a todos os professores do departamento de física da UFJF que foram responsáveis pela minha formação, em especial ao Pablo Z. Coura, Fernando Sato, Rodrigo A. Dias e Daniel V. P. Massote por colaborarem de alguma maneira com esta tese.
- Um agradecimento muito especial também ao professor Clodoaldo I. L. Araújo que, mesmo distante, tanto me apoiou e incentivou nos últimos anos do meu doutorado.
- Agradeço os amigos e companheiros de grupo que sempre estiveram por perto: Everton, Maxwel, Danilo, Ananias, Anderson, João Paulo e Saif. Em especial, gostaria de agradecer ao Everton, Maxwel e Saif por todas as conversas construtivas (e as bobearias também) que tanto me ajudaram a construir este trabalho. Amizades estas que levarei para toda a vida.
- Agradeço também aos demais amigos que souberam compreender minha ausência e me incentivaram bastante para que eu concluísse o doutorado. Agradecimento especial ao Guilherme e Janderson que tanto me ajudaram nos momentos de dificuldade.
- Não poderia também de deixar agradecer ao funcionário mais competente que já conheci:

muito obrigado Domingos Lopes. Difícil explicar em palavras o quanto você é importante para a Pós-Graduação em Física da UFJF.

- Por fim, agradeço às agências de fomento FAPEMIG, CNPq, CAPES e FiNEP pelo auxílio financeiro e à UFJF por todo suporte oferecido.

Resumo

Sistemas magnéticos nanoestruturados possuem propriedades que são estendida a inúmeras aplicações tecnológicas, como mídia de gravação magnética de alta densidade, memória de acesso aleatório magnetorresistiva, dispositivos de processamento de dados, etc. Existe uma crescente demanda por meios de gravação cada vez mais rápidos e de alta capacidade de armazenamento, o que tem impulsionado não apenas o estudo de fabricação de sistemas magnéticos nano-estruturados, como também a evolução de técnicas experimentais para medir suas propriedades. Estas nanoestruturas podem ser fabricadas em diversos formatos, usando materiais magnéticos como cobalto ou liga de Permalloy. Dependendo do material, da forma e do tamanho da amostra, elas podem exibir diferentes regiões de domínio. Estas regiões de domínio definem os bits de informação em possíveis dispositivos de memória. Desse modo, conhecer o comportamento dinâmico dessas regiões de domínio é imprescindível.

Vários dispositivos de memória spintrônicos usam nanopartículas magnéticas planares de domínio único como células unitárias. Nesta tese apresentaremos três propostas para dispositivos de memória. Na primeira parte deste trabalho realizamos simulações computacionais micromagnéticas para investigar interações dipolo-dipolo interpartículas em matrizes de nano-elipses de domínio único feitas de Permalloy. Respeitando um determinado limite de tamanho e razão de aspecto, o estado remanescente de uma nano-elipse feita de Permalloy pode ser de um domínio único e quase uniforme, devido à anisotropia de forma. Existem dois sentidos ao longo do eixo maior da elipse em que a magnetização pode apontar (estados degenerados), que definem um bit de informação. A magnetização é alternada aplicando um campo magnético perpendicular ao eixo fácil de magnetização. Neste estudo envolvendo matriz de nano-elipses, a variação é introduzida não apenas na razão de aspecto e no espaçamento entre elipses, mas também na distribuição de magnetização para cada elipse e no tipo de rede 2D. Para pequenos valores do espaçamento entre elipses, eles interagem fortemente, de modo que a anisotropia de forma é localmente modificada pela distribuição da magnetização. Avaliamos então o espaçamento mínimo entre as partículas nas quais as nano-elipses de domínio único se tornam um sistema magnético não interagente. Este tipo de amostra pode ser aplicado em dispositivos de memória tipo “Toggle MRAM”, de modo entender e controlar a comutação da magnetização de nano-elipses magnéticas é extremamente importante.

Na segunda etapa, consideramos uma parede de domínio transversal em um nanofio de Permalloy, fixada por defeitos geométricas denominados “anti-notches”. Devido à anisotropia de forma, estes “anti-notches” possuem caráter atrativo. Desse modo, investigar através de simulação computacional a interação desta parede do domínio com o defeito geométrico e, por ser um dispositivo finito, os efeitos de borda pelos quais essa parede sofre, é o primeiro passo para este estudo. Configurações que possuem geometrias suficientemente pequenas, mas magneticamente estáveis, permitem que essa amostra seja usada em um dispositivo de três terminais. As paredes de domínio transversais comportam-se como quasipartículas que se movimentam rapidamente de um “anti-notch” para outro mediante à pulsos de corrente elétrica muito curtos

aplicados paralelamente ao eixo fácil do nanofio. A rápida estabilização da parede do domínio, com estados de magnetização bem definidos, permite a medição de alto sinal magnetoresistivo por uma junção túnel magnética e indica o dispositivo proposto como uma promissora célula de memória de acesso aleatório magnetoresistivo.

Na terceira e última etapa consideramos a dinâmica de skyrmions em nanofitas compostas por multicamadas de *Co/Pt*. Assim como na etapa anterior, precisamos entender e controlar através de simulação micromagnética esta quasipartícula que se movimenta mediante à aplicação de corrente elétrica aplicada paralelamente ao eixo maior da nanofita. Durante seu movimento, é possível observar o efeito Hall de skyrmion, mapeando sua posição em cada passo computacional. Por se tratar de um assunto novo para o grupo, observar resultados obtidos que são bastante conhecidos na literatura e poder reproduzi-los utilizando nosso programa, demonstra confiabilidade de nosso código. Propusemos o uso de um trilho de impurezas, combinado com alteração do parâmetro da interação Dzyaloshinskii-Moriya, a fim de cancelar a deflexão do skyrmion enquanto se movimenta. Consideramos como impureza uma variação local das propriedades magnéticas. Foi possível obter configurações nas quais podemos observar o cancelamento total do efeito Hall de skyrmion. Fizemos também um mapeamento da carga topológica do skyrmion durante seu deslocamento para garantirmos que nossa quasipartícula continue mantendo suas propriedades topológicas. Acreditamos que os resultados aqui apresentados possuem uma potencial aplicação tecnológica em futuros dispositivos de memória.

Palavras-chave: Sistemas magnéticos nanoestruturados. Matriz de nano-elipses. MRAM de três terminais. Skyrmions. Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. Simulação micromagnética.

Abstract

Nanostructured magnetic systems have properties that are extended to several technological applications, such as high density magnetic recording media, magnetoresistive random access memory, data processing devices, etc. There is a growing demand for increasingly fast and high storage capacity recording media, which has driven not only the study of manufacturing nanostructured magnetic systems, but also the evolution of experimental techniques to measure their properties. These nanostructures can be manufactured in several formats, using magnetic materials such as cobalt or Permalloy alloy. Depending on the material, shape and size of the sample, they may exhibit different domain regions. These domain regions define the information bits in possible memory devices. Thus, knowing the dynamic behavior of these domain regions is essential.

Several spintronic memory devices use single-domain planar magnetic nanoparticles as unit cells. In this thesis we will present three proposals for memory devices. In the first part of this work, we performed micromagnetic computational simulations to investigate interparticle dipole-dipole interactions in single-domain nanoellipses matrices made from Permalloy. Assuming a certain limit of size and aspect ratio, the nano-ellipse remanent state made of Permalloy can be a single and almost uniform domain, due to the shape anisotropy. There are two directions along the ellipse major axis on which the magnetization can point (degenerate states), which define an information bit. The magnetization is alternated by applying a magnetic field perpendicular to the easy magnetization axis. In this study involving a matrix of nano-ellipses, the variation is introduced not only in the aspect ratio and in the spacing between ellipses, but to the magnetization distribution and the 2D lattice type as well. For small values of the spacing between ellipses, they interact strongly, such that the shape anisotropy is locally modified by the magnetization distribution. So, we evaluated the minimum spacing between the particles in which the single domain nano-ellipses become a non-interacting magnetic system. This kind of sample can be applied to Toggle MRAM devices, such that understanding and controlling the magnetic nano-ellipses magnetization switching is extremely important.

In the second stage, we consider a transverse domain wall in a Permalloy nanostrip, pinned by geometric defects called “anti-notches”. Due to shape anisotropy, these anti-notches have an attractive character. Thus, investigating through computer simulation the interaction of this domain wall by the geometric defect and, due to be a finite device, the edge effects that this wall suffers from, this is the first step for study. Configurations that have sufficiently small geometries, but magnetically stable, allow this sample to be used in a three-terminal device. The transverse domain walls behave like quasiparticles that move fastly from one “anti-notch” to another by very short pulses of electrical current applied parallel to the nanostrip easy axis. The rapid stabilization of the domain wall, with well-defined magnetization states, allows the measurement of a high magnetoresistive signal by a magnetic tunnel junction and indicates the proposed device as a promising magnetoristive random access memory cell.

In the third and last stage, we consider the skyrmion dynamics in nanowires made of *Co/Pt* multi-layers. As in the previous step, we need to understand and control, through micromagnetic simulation, this quasiparticle that moves by the application of electric current applied parallel to the nanowire major axis. During its movement, it is possible to observe the skyrmion Hall effect, mapping its position in each computational step. As it is a new subject for the group, observing well known results obtained in the literature and being able to reproduce them using our program, demonstrates the reliability of our code. We propose the use of an impurity track, combined with changing the Dzyaloshinskii-Moriya interaction parameter, in order to cancel the skyrmion deflection while it moves. We consider impurity to be a local variation of magnetic properties. It was possible to obtain configurations in which we can observe the total cancellation of skyrmion Hall effect. We also mapped the skyrmion topological charge during its displacement to ensure this quasiparticle continues to maintain its topological properties. We believe these results presented here have a potential technological application in future memory devices.

Keywords: Nanostructured magnetic systems. Nano-ellipses array. Three terminals MRAM. Skyrmions. Landau-Lifshitz-Gilbert equation. Micromagnetic simulation.

Lista de Figuras

Figura 1.1 - A primeira memória de núcleo magnética. Figura adaptada de (1).	27
Figura 1.2 - Representação gráfica de uma nano-elipse de Permalloy, cuja magnetização é quase-uniforme, alinhada paralela ao eixo maior da elipse. As setas representam as direções da magnetização em cada sítio.	29
Figura 1.3 - Imagem de microscopia eletrônica de varredura de uma amostra contendo elipses feitas de Permalloy. Sobre uma amostra de nitreto de silício, um padrão de elipses foi escrito com litografia por feixe eletrônico, e um filme de Permalloy foi depositado por deposição de feixe eletrônico em alto vácuo. Figura retirada de (20).	30
Figura 1.4 - Representação gráfica de uma célula de memória tipo “Toggle MRAM”. Figura adaptada (39, 40).	31
Figura 1.5 - a) Fotografia do MRAM de 4 Mb. A configuração é de $256\text{ K} \times 16\text{ bits}$ construída numa tecnologia metal-óxido-semicondutor complementar (CMOS: complementary metal-oxide-semiconductor) de $0,18 - \mu\text{m}$. b) Estrutura da célula de bit da MRAM. Figura retirada de (13).	33
Figura 1.6 - a) Ilustração de uma MTJ de três terminais com uma geometria cruzada Hall. As setas pretas (azul) ‘para cima’ e vermelha (amarela) ‘para baixo’ indicam os estados de magnetização de equilíbrio das camadas inferiores (superiores) de <i>FeCoB</i> . b) Imagem de microscopia eletrônica de varredura de um ponto MTJ de $1\mu\text{m}$ de diâmetro em cima de um eletrodo de Ta com $1,3\mu\text{m}$ de largura, contendo uma representação esquemática da configuração da medição elétrica. V_{Hall}^+ , V_{Hall}^- e V_{MTJ} representam os dois terminais para as medições de tensão Hall e MTJ, respectivamente. Figura retirada de (50).	34

Figura 1.7 - I - Representação gráfica de uma memória de pista. (A) Uma pista verticalmente configurada em forma de U perpendicular ao plano do substrato. (B) Uma configuração horizontal que usa nanofio paralelo ao plano do substrato. (C) Leitor de dados do padrão armazenado é feito através da medição da magnetorresistência túnel de um elemento de junção túnel magnética ligado à pista. (D) Obtenção dos dados de gravação através de um segundo nanofio magnético orientado perpendicularmente ao nanofio de armazenamento (E) Matriz de pistas construídas em um chip para permitir o armazenamento de alta densidade. II - Imagens obtidas por microscopia de força magnética (MFM: Magnetic force microscope). O contraste magnético (branco ou escuro) depende da carga dos domínios, se “head-to-head” ou “tail-to-tail”. (A) Estrutura dos domínios “tail-to-tail” observados em nanofios finos. De cima para baixo, as imagens mostram DWs com estruturas de vórtice no sentido anti-horário, transversal no sentido horário e anti-horário. (B) Estrutura dos domínios “head-to-head”. (C) Movimento de um único vórtice entre regiões “tail-to-tail”. (D) O movimento de dois domínios no mesmo nanofio que (C). Figura retirada de (52).	35
Figura 1.8 - Visão esquemática de uma nanofita magnética que contém uma parede de domínio transversal fixada em um “anti-notch”.	36
Figura 1.9 - Desenho que representa a arquitetura proposta baseada em três terminais e paredes de domínio. Um pulso curto de corrente aplicado na pista move a parede do domínio entre dois anti-entalhes, e o sinal magnetorresistivo é medido pela MTJ acima de um “anti-notch”.	37
Figura 1.10 - Representação gráfica da comparação entre os skyrmions a) tipo Bloch e b) tipo Néel. Figura adaptada de (67).	38
Figura 1.11 - Representação gráfica de um skyrmion magnético sendo criado por injeção local de corrente polarizada em spin a partir de uma ponta de microscópio de varredura magnética.	39
Figura 1.12 - Representação gráfica de uma nanofita que contém uma fita de impurezas de largura d_{imp} .	40
Figura 2.1 - Ilustração do acoplamento entre os operadores \vec{J} , \vec{L} e \vec{S} . Figura adaptada de (85). . . .	44

Figura 2.2 - Ilustração do comportamento dos momentos magnéticos de um paramagneto na ausência e na presença de um campo magnético externo aplicado.	46
Figura 2.3 - Ilustração que demonstra o comportamento típico de um material ferromagnético mediante a aplicação de campo magnético: (a) \vec{M} em função de \vec{H} , onde \vec{M}_r é a magnetização remanescente quando o campo $\vec{H} = 0$; (b) \vec{B} em função de \vec{H} , onde \vec{B}_r é a indução remanescente (remanência) quando o campo $\vec{H} = 0$. M_s é a magnetização de saturação, \vec{H}_{ci} é a coercividade intrínseca (campo necessário para reduzir magnetização à zero) e \vec{H}_c é a coercividade (campo necessário para reduzir a indução magnética à zero). Figura retirada da referência (88).	47
Figura 2.4 - Representação gráfica de regiões de domínio magnético num material ferromagnético e demonstra a parede de domínio como uma região de transição entre domínios.	48
Figura 2.5 - Representação gráfica de uma parede convencional de Bloch e uma parede de Néel em um filme fino de material magnético. Figura adaptada de (87).	49
Figura 2.6 - Representação gráfica simples de troca direta. Figura adaptada de (94).	50
Figura 2.7 - Representação gráfica de: a) alinhamento ferromagnético; b) alinhamento antiferromagnético.	52
Figura 2.8 - Representação gráfica para explicar o mecanismo de supertroca. O modelo consiste em dois íons magnéticos localizados nas posições R_1 e R_2 , e um íon diamagnético localizado entre eles em R_0 . Sobreposição do orbital-p do ânion com os orbitais-d dos cátions. Figura retirada de (86).	53
Figura 2.9 - Representação gráfica simples de supertroca. Figura adaptada de (94).	54
Figura 2.10 - Representação gráfica da a) célula unitária hexagonal e b) da célula primitiva de $\alpha - Fe_2O_3$. Figura adaptada de (100).	55

Figura 2.11 - a) Representação gráfica de uma interação DM gerada por troca indireta entre dois spins atômicos e um átomo com grande acoplamento spin-órbita (SOC). b) Interação na interface entre filmes ultrafinos entre um metal ferromagnético (representado na cor cinza) e um metal com grande acoplamento spin-órbita (representado na cor azul). Figura adaptada de (59).	56
Figura 2.12 - Representação gráfica de um dipolo magnético.	59
Figura 2.13 - (esquerda) Precessão giromagnética não amortecida. (direita) Precessão giromagnética amortecida. Figura adaptada da referência (107).	64
Figura 3.1 - Ilustração que representa o mecanismo usado para redefinir a magnetização em células. Em a) temos um sistema real constituído por muitos momentos atômicos. Em b) temos uma representação da discretização do sistema em células, onde cada vetor representa as médias espaciais dos momentos magnéticos. Figura adaptada de (15).	67
Figura 3.2 - Representação gráfica do modelo de impurezas magnéticas inseridas no sistema. As setas azuis representam os momentos magnéticos do material e as setas vermelhas representam as impurezas magnéticas inseridas.	70
Figura 3.3 - Representação gráfica de objetos topologicamente equivalentes separados por gênero. Na primeira linha estão representados objetos que não apresentam buraco (Gênero 0), enquanto na segunda e terceira linhas, estão representados objetos com um (Gênero 1) e dois (Gênero 2) buracos, respectivamente. Os objetos de uma mesma linha pertencem ao mesmo setor homotópico. Figura retirada de (95).	81
Figura 3.4 - Representação gráfica de a) corte transversal de uma superfície de linha contínua de modo que os vetores indicam a direção do campo nos pontos ao longo da superfície de uma esfera, b) um esquema de projeção estereográfica e c) um mapeamento da configuração skyrmion para a esfera unitária. Figura adaptada de (95, 113).	82
Figura 3.5 - Distribuição de vetores em um cristal de soluções topológicas com a) $S = 1$ e a) $S = 2$. Figura adaptada de (114).	83

Figura 3.6 - Estruturas de skyrmion para diferentes valores de vorticidade de helicidade. As setas indicam a direção da componente da magnetização no plano e as cores indicam a componente normal ao plano (branco para cima e preto para baixo). Figura retirada de (63)	84
Figura 3.7 - Representação esquemática da mudança na direção da órbita eletrônica durante a passagem através do skyrmion. Figura adaptada de (117).	86
Figura 4.1 - Ilustração de uma nano-elipse com espessura t , eixo maior (eixo fácil) L_x e eixo menor L_y	92
Figura 4.2 - Ilustração de uma nano-elipse de domínio único tipo C, cuja direção do campo magnético externo é transversal à magnetização inicial, alinhada ao longo da direção do eixo maior.	93
Figura 4.3 - Gráfico do campo magnético mínimo para inverter a magnetização de uma nano-elipse magnética em função do volume desta partícula.	94
Figura 4.4 - Representação gráfica da matriz de nano-elipses de domínio único. A razão de aspecto das elipses é dada por $q = L_x/L_y$, onde L_x e L_y são as dimensões em relação aos eixos maior e menor, respectivamente. Os centros geométricos das elipses são descritos pelos vetores de posição $\vec{R}_k = mc_x\hat{i} + nc_y\hat{j}$, onde m e n são números inteiros, c_x e c_y são separações centro-a-centro das elipses. b_x e b_y são as separações de borda-a-borda das elipses. Naturalmente, temos as seguintes relações $c_x = L_x + b_x$ e $c_y = L_y + b_y$	94
Figura 4.5 - Visão esquemática de alguns possíveis estados magnéticos para matrizes de nano-elipses de domínio único. Devido à anisotropia da forma, que se origina nas interações dipolo-dipolo, a magnetização de cada elipse pode apontar em qualquer direção do eixo fácil; setas vermelhas representam momentos magnéticos que apontam para a direita, enquanto setas azuis representam momentos magnéticos que apontam para a esquerda. As figuras de (a) à (d) representam as configurações iniciais que foram usadas para obter o estado magnético do sistema acoplado dipolarmente, integrando a equação LLG com o campo magnético nulo.	95

- Figura 4.6 - Estado de equilíbrio magnético de um sistema que interage fortemente. Esta configuração de equilíbrio foi obtida a partir da configuração inicial do **Caso 1**, utilizando-se elipse de dimensões $70 \times 50 \times 5nm^3$ dispostas em arranjo retangular com $b_x = 10nm$. As interações interpartículas são fortes o suficiente para reduzir localmente a anisotropia da forma, de modo que o vetor de magnetização da elipse central faz um ângulo $\Delta\theta$ com o eixo fácil de magnetização. 96
- Figura 4.7 - Comportamento de $\Delta\theta$ em função da distância b_x entre as ilhas para os 4 casos. Matriz contendo 9 elipses de dimensões **a)** $70 \times 50 \times 5nm^3$ e $b_x = b_y$, **b)** $70 \times 50 \times 5nm^3$ e $c_x = c_y$, **c)** $110 \times 60 \times 5nm^3$ e $b_x = b_y$, e **d)** $110 \times 60 \times 5nm^3$ e $c_x = c_y$ 97
- Figura 4.8 - Índice de coerência, em função da distância b_x entre as ilhas e sua espessura t . **a)** Elipses de dimensões $70 \times 50 \times tnm^3$ e com $b_x = b_y$. **b)** Elipses de dimensões $70 \times 50 \times tnm^3$ e com $c_x = c_y$. **c)** Elipses de dimensões $110 \times 60 \times tnm^3$ e com $b_x = b_y$. **d)** Elipses de dimensões $110 \times 60 \times tnm^3$ e com $c_x = c_y$ 98
- Figura 4.9 - Diagrama de controlabilidade de magnetização da elipse central em matrizes de domínios únicos. Círculos pretos representam situações em que as matrizes são desacopladas, portanto, ocorre uma única reversão. Quadrados vermelhos representam situações em que as matrizes são fortemente acopladas e a distribuição da magnetização dificulta a inversão da magnetização, assim a dinâmica de magnetização é realizada sem reversão. Os triângulos azuis representam situações em que as matrizes são fortemente acopladas e a distribuição da magnetização auxilia a reversão da magnetização. Matrizes contendo 9 elipses de dimensões: **a)** $70 \times 50 \times 5nm^3$ dispostas numa rede retangular, **b)** $70 \times 50 \times 5nm^3$ dispostas numa rede quadrada, **c)** $110 \times 60 \times 5nm^3$ dispostas numa rede retangular, **d)** $110 \times 60 \times 5nm^3$ dispostas numa rede quadrada. 100
- Figura 4.10 - Sequência temporal do movimento da parede de domínio na nanofita. Em t_0 a parede encontra-se fixa no primeiro “anti-notch”. Em t_1 a parede está se deslocando para o segundo “anti-notch” devido a aplicação do pulso de corrente. Em t_2 , encontra-se fixa no segundo “anti-notch”. 101

Figura 4.11 - Temos em a) uma representação gráfica de uma nanofita com uma parede de domínio do tipo transversal, e em b), uma parede do tipo vórtice.	104
Figura 4.12 - Diagrama de fase que mostra a relação entre dimensões da fita com o tipo de parede que é propícia de existir em cada configuração geométrica. Figura retirada de (19). . .	105
Figura 4.13 - Representação gráfica de uma nanofita com a) regiões de domínio “head-to-head” separadas por uma parede de domínio do tipo transversal e com b) regiões de domínio “tail-to-tail”.	106
Figura 4.14 - Representação de como foi considerada a distância d entre o centro do “anti-notch” e o centro da TDW na nanofita. O gradiente de cor nas setas representa as direções dos momentos magnéticos.	106
Figura 4.15 - Nós analisamos a energia de interação como uma função da distância entre o centro do “anti-notch” e o centro do TDW variando (a) a largura do “anti-notch” (W_{not}), considerando o comprimento do “anti-notch” constante $L_{not} = 4nm$ e a espessura $T = 4nm$, (b) comprimento do “anti-notch” (L_{not}), considerando largura do “anti-notch” constante $W_{not} = 4nm$ e espessura $T = 4nm$ e (c) espessura T , considerando comprimento do “anti-notch” constante $L_{not} = 4nm$ e largura $W_{not} = 4nm$	107
Figura 4.16 - Visão esquemática de como definimos L_{not} , W_{not} e T	108
Figura 4.17 - Visão esquemática de um nanofio contendo dois “anti-notches”. O “anti-notch” no lado direito, possui magnetização perpendicularmente alinhada ao eixo fácil. O “anti-notch” no lado esquerdo deveria exibir magnetização paralela ao eixo fácil, mas devido à sua proximidade com o outro “anti-notch”, sua magnetização é alinhada em uma direção intermediária.	109
Figura 4.18 - Sequência de pulsos de corrente ao longo do eixo-x utilizado para mover a parede do domínio.	109

- Figura 4.19 - Diagrama de controlabilidade da TDW em uma nanofita contendo dois “anti-notches”. Os círculos pretos correspondem às configurações nas quais, antes de aplicar o pulso de corrente, o “anti-notch” inicial não apresenta magnetização alinhada paralela ao eixo fácil. Os triângulos azuis correspondem às configurações nas quais, antes de aplicar o pulso de corrente, a TDW foi expulsa do nanofio. Os quadrados vermelhos correspondem às configurações em que, após aplicar o pulso de corrente, a TDW foi expulsa do nanofio. Os diamantes verdes correspondem às configurações nas quais observamos um controle preciso dos estados de magnetização. 110
- Figura 4.20 - Visão esquemática dos estados possíveis de magnetização de camadas com (a) estado no qual a TDW está no “anti-notch” longe da camada de referência ”0” (antes da aplicação do primeiro pulso de corrente) e (b) no estado em que a TDW está no “anti-notch” próximo à camada de referência ”1” (logo após a aplicação do primeiro pulso de corrente). 111
- Figura 4.21 - Velocidade da TDW em função do tempo em uma nanofita com espessura $T = 4nm$, comprimento do “anti-notch” $L_{not} = 4nm$, largura do “anti-notch” $W_{not} = 4nm$ e distância entre “anti-notches” $x_{not} = 18nm$. O pulso de densidade de corrente aplicado possui a amplitude $j_e = 3 \times 10^9 A/cm^2$ e duração $t = 0,25ns$ 112
- Figura 4.22 - Evolução da TMG normalizada. 113
- Figura 4.23 - Representação gráfica da configuração inicial de um skyrmion num nanofio. Os momentos magnéticos orientados na direção +z encontram-se representados na cor vermelha. Os momentos orientados na direção -z encontram-se representados na cor amarela. Os momentos orientados em direções intermediárias encontram-se representados em tons de laranja. 119
- Figura 4.24 - Estado de equilíbrio magnético de nanofita feita de *Co/Pt* referente às configurações (a) conf.1 com $A = 15,0 \times 10^{-12} J/m$; $M_s = 5,8 \times 10^5 A/m$; $\alpha = 0,1$; $K = 6,0 \times 10^5 J/m^3$ e $D = 3,0 \times 10^{-3} J/m^2$; e (b) conf.2 com $A = 15,0 \times 10^{-12} J/m$; $M_s = 5,8 \times 10^5 A/m$; $\alpha = 0,1$; $K = 12,0 \times 10^5 J/m^3$ e $D = 4,0 \times 10^{-3} J/m^2$ 120

Figura 4.25 - Representação gráfica da evolução temporal do sistema, no qual pode ser observado o efeito Hall de skyrmion devido à aplicação de corrente polarizada em spin. A faixa azul representa a trajetória do skyrmion e foi inserida para facilitar a visualização de sua deflexão.	121
Figura 4.26 - Visão esquemática da posição da nanofita em relação ao sistema de coordenadas.	122
Figura 4.27 - Trajetória do skyrmion que se move ao longo do nanofio com $\beta = \alpha/2 = 0,15$, $\beta = \alpha = 0,3$ e $\beta = 2\alpha = 0,6$	123
Figura 4.28 - Evolução da carga topológica para corrente e campo externo iguais a zero.	124
Figura 4.29 - Evolução da carga topológica normalizada durante a aplicação da corrente polarizada em spin com $\beta = \alpha/2 = 0,15$, $\beta = \alpha = 0,3$ e $\beta = 2\alpha = 0,6$	125
Figura 4.30 - Evolução da energia de interação como uma função da distância entre o centro do skyrmion e a borda lateral. Para esta evolução consideramos uma fita de dimensões $L = 500nm$, $W = 40nm$ e $T = 2nm$. Utilizamos os parâmetros: $A = 15,0 \times 10^{-12}J/m$, $D = 4 \times 10^{-3}J/m^2$, $K = 12 \times 10^5J/m^3$, $M_S = 5,8 \times 10^5A/m$ e $\alpha = 0,1$ (conf.2 citada anteriormente).	126
Figura 4.31 - Representação gráfica de como foram concebidas as montagens Mont-1 e Mont-2	127
Figura 4.32 - Diagrama de controlabilidade do movimento do skyrmion numa nanofita de cobalto com impureza magnética, cuja razão da constante de troca da impureza pela constante de troca da rede varia como $0,05 \leq J''/J \leq 0,95$. Consideramos quatro composições: a) configuração conf.1 com montagem Mont-1 , b) configuração conf.1 com montagem Mont-2 , c) configuração conf.2 com montagem Mont-1 e d) configuração conf.2 com montagem Mont-2 . Os círculos pretos representam as configurações em que não foi possível controlar o SkHE. Os quadrados vermelhos representam as configurações em que foi possível controlar o SkHE.	128

Figura 4.33 - Evolução temporal da posição do skyrmion, variando largura da fita de impureza d_{imp} e utilizando uma razão J'/J intermediária. Novamente, consideramos quatro composições: a) configuração conf.1 com montagem Mont-1 , b) configuração conf.1 com montagem Mont-2 , c) configuração conf.2 com montagem Mont-1 e d) configuração conf.2 com montagem Mont-2	130
Figura 4.34 - Evolução temporal da posição da velocidade do skyrmion. Variamos as configurações magnéticas (conf.1 e conf.2), a largura do trilho de impureza d_{imp} e a razão das constantes de troca da impureza com a da rede J'/J	131
Figura 4.35 - Evolução temporal da carga topológica normalizada, variando largura da fita de impureza d_{imp} e a razão J'/J , e fixando a configuração conf.2 e a montagem Mont.1	132
Figura 4.36 - Evolução temporal da carga topológica normalizada, variando largura da fita de impureza d_{imp} e utilizando uma razão J'/J intermediária. Novamente, consideramos quatro composições: a) configuração conf.1 com montagem Mont-1 , b) configuração conf.1 com montagem Mont-2 , c) configuração conf.2 com montagem Mont-1 e d) configuração conf.2 com montagem Mont-2	133
Figura 4.37 - Representação gráfica de como foram concebidas as montagens Mont-1 e Mont-2 . A camada de cobalto está representada pela cor amarela e as camadas de platina representadas pela cor azul. Consideramos que a relação entre as espessuras T_1 e T_2 é tal que $T_1 > T_2$	134
Figura B.1 - Representação gráfica da densidade de corrente $\vec{j}(\vec{x}')$ que dá origem a uma indução magnética no ponto P . Figura adaptada de (105).	145

Lista de Tabelas

Tabela 4.1 - Campo magnético mínimo para reverter a magnetização de elipses isoladas	93
Tabela 4.2 - Parâmetros utilizados na simulação dos skyrmions - conf.1	117
Tabela 4.3 - Parâmetros utilizados na simulação dos skyrmions - conf.2	117
Tabela 4.4 - Parâmetros utilizados na simulação dos skyrmions - conf.3	122

Lista de Abreviaturas

<i>RAM</i>	Random Access Memory
<i>MOSFET</i>	Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor
<i>SRAM</i>	Static Random-Access Memory
<i>DRAM</i>	Dynamic Random-Access Memory
<i>SDRAM</i>	Synchronous Dynamic Random-Access Memory
<i>MRAM</i>	Magnetoresistive Random-Access Memory
<i>GMR</i>	Giant Magnetoresistance
<i>BPM</i>	Bit Patterned Media
<i>MTJ</i>	Magnetic Tunnel Junction
<i>CMOS</i>	Complementary Metal–Oxide–Semiconductor
<i>STT</i>	Spin Transfer Torque
<i>FM</i>	Ferromagnético
<i>RM</i>	Racetrack Memory
<i>MFM</i>	Magnetic Force Microscope
<i>DW</i>	Domain Wall
<i>TDW</i>	Transversal Domain Wall
<i>TMR</i>	Tunnel Magnetoresistance

<i>DM</i>	Dzyaloshinskii-Moriya
<i>SOC</i>	Spin-Orbit Coupling
<i>LLG</i>	Landau-Lifshitz-Gilbert
<i>Py-79</i>	Permalloy-79
<i>FCC</i>	Face-Centered Cubic
<i>TMG</i>	Tunnel Magnetoconductance
<i>SkHE</i>	Skyrmion Hall Effect

Sumário

1	INTRODUÇÃO	26
1.1	MATRIZ DE NANO-ELIPSES	29
1.2	MEMÓRIA DE ACESSO ALEATÓRIO MAGNETORRESISTIVA (MRAM) COM TRÊS TERMINAIS	33
1.3	SKYRMIONS NUMA NANOFITA	37
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	42
2.1	REVISÃO HISTÓRICA DO ELETROMAGNETISMO	42
2.2	MOMENTO MAGNÉTICO E MAGNETIZAÇÃO	44
2.3	TIPOS DE MATERIAIS MAGNÉTICOS	45
2.4	MODELO DE HEISENBERG	49
2.4.1	INTERAÇÃO DE TROCA	50
2.4.2	ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA	52
2.4.3	INTERAÇÃO DZYALOSHINSKII-MORIYA	53
2.5	INTERAÇÃO ZEEMAN	58
2.6	INTERAÇÃO DIPOLAR	58
2.7	CAMPO EFETIVO LOCAL	60
2.8	EQUAÇÃO DE LANDAU-LIFSHTZ-GILBERT	62

3	METODOLOGIA - MODELO COMPUTACIONAL	66
3.1	SIMULAÇÃO MICROMAGNÉTICA	66
3.2	HAMILTONIANA MICROMAGNÉTICA	68
3.2.1	INTERAÇÃO DE TROCA MICROMAGNÉTICA	68
3.2.2	IMPUREZAS MAGNÉTICAS	69
3.2.3	INTERAÇÃO ANISOTRÓPICA MICROMAGNÉTICA	71
3.2.4	INTERAÇÃO DZYALOSHINSKII-MORIYA MICROMAGNÉTICA	71
3.2.5	INTERAÇÃO DIPOLAR MICROMAGNÉTICA	72
3.2.6	INTERAÇÃO ZEEMAN MICROMAGNÉTICA	73
3.3	CAMPO EFETIVO LOCAL MICROMAGNÉTICO	75
3.4	EQUAÇÃO DE MOVIMENTO	76
3.5	INTEGRAÇÃO NUMÉRICA	78
3.6	Skyrmion	81
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	88
4.1	RESULTADOS: MATRIZ DE NANO-ELIPSES	89
4.2	RESULTADO: MRAM COM TRÊS TERMINAIS	101
4.3	RESULTADO: SKYRMIONS NUMA NANOFITA	114
5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	135
5.1	CONCLUSÕES	135
5.2	PERSPECTIVAS FUTURAS	137
	Apêndice A – Modelo de Heisenberg - Interação de Troca	138

Apêndice B – Interação dipolar	145
Apêndice C – Torque de Spin na Magnetização	150
Apêndice D – CÁLCULO COMPLEMENTAR DA ADIMENSIONALIZAÇÃO DA EQUAÇÃO L.L.G.	158
Anexo A – TRABALHO PUBLICADO	163
REFERÊNCIAS	186

1 INTRODUÇÃO

Os fenômenos magnéticos foram, talvez, os primeiros a despertar a curiosidade da humanidade sobre o interior da matéria. Desde a descoberta de magnetos permanentes no século XIV, os fenômenos ligados ao magnetismo vêm sendo amplamente investigados. Naturalmente, materiais magnéticos se tornaram parte do nosso cotidiano, sendo estendidos a inúmeras aplicações tecnológicas.

A crescente demanda por meios de gravação cada vez mais rápidos e de alta capacidade de armazenamento, faz com que tais amostras tenham como importante aplicabilidade a gravação magnética. Desde a implementação das memórias de acesso aleatório (Random Access Memory - RAM) pela IBM na década de 50, sabe-se que este dispositivo é um grande fator limitante dos computadores. Este hardware de armazenamento tem como características principais a rapidez no acesso das informações, tal acesso é randômico e o armazenamento é volátil. Com isso podemos perceber que a atual arquitetura das memórias, embora ainda permita que estes dispositivos sejam muito úteis, precisam de inúmeras melhorias. A memória RAM recebe informações do disco rígido e armazena temporariamente, para que estejam disponíveis para o processador. Cada núcleo do processador é capaz de realizar apenas um processo por vez e utiliza da memória RAM como se fosse sua “mesa de trabalho”. Se esta “mesa de trabalho” não for grande o suficiente, a capacidade de realizar a tarefa se torna potencialmente limitada. Um engenheiro, por exemplo, não pode desenhar a planta de um edifício sobre uma carteira de escola. Pense que enquanto está digitando um texto, seu computador também está ocupado com tarefas secundárias como, por exemplo, música tocando, gravação de CD, renderização de imagem, simulação computacional, e tudo isso acontecendo ao mesmo tempo. Obviamente,

precisa-se de um grande espaço disponível na memória RAM para que tantas tarefas sejam realizadas simultaneamente. Como as memórias atuais são voláteis, se o computador desligar repentinamente e, por exemplo, o texto que você está digitando não foi salvo, as informações serão perdidas.

Os primeiros dispositivos de memória RAM utilizavam anéis feitos de materiais magnéticos duros como núcleos, por onde se passavam fios, conforme mostrado na Figura 1.1. Cada núcleo

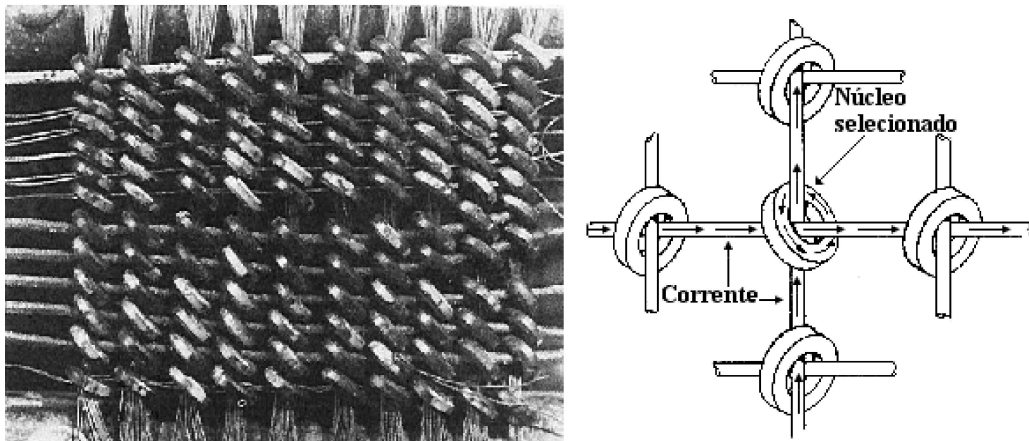


Figura 1.1 – A primeira memória de núcleo magnética. Figura adaptada de (1).

guardava um bit de informação (0 ou 1), que era definido pelo sentido da magnetização deste núcleo (se horário ou anti-horário). O tamanho de cada núcleo tinha por volta de 5mm de diâmetro e, embora fosse muito grande comparado com as células de memórias atuais, este tipo de memória foi predominante usada por cerca de 20 anos. No final da década de 60 foram desenvolvidas as primeiras memórias semicondutoras MOS (MOSFET: metal-oxide-semiconductor field-effect transistor) que permitiu um desempenho superior e consumindo menos energia. Estas memórias culminaram no desenvolvimento dos chips de memória MOS ainda no fim da década de 60. Também no fim da década de 60 foram desenvolvidas as primeiras memórias de acesso aleatórias estáticas (SRAM: static random-access memory) que, embora fosse uma alternativa para substituir a memória de núcleos, exigia seis transistores MOS para cada bit de informação (2). Ainda na década de 60 surgiram as memórias de acesso aleatório dinâmicas (DRAM: dynamic random-access memory) que substituía os seis transistores por um único transistor para cada bit. Embora tenha aumentado significativamente a capacidade de memória,

precisou impor que a memória fosse volátil. As memórias voláteis exigem que cada transistor seja atualizado periodicamente para manter suas informações gravadas. Até a década de 70, embora tivesse uma capacidade menor, a memória de núcleo prevalecia devido ao custo. Apenas no início da década de 90 foram desenvolvidas pela Samsung Electronics as memórias de acesso aleatório dinâmicas síncronas (SDRAM: synchronous dynamic random-access memory) e, no início, eram capazes de armazenar “incríveis” 16Mb de informação. Elas possuem esse nome por ser sincronizada com a transição de subida do clock da placa-mãe, assim o processador saberá quando os dados estarão disponíveis. As atuais SDRAMs são capazes de armazenar mais de 10^9 bits em um único centímetro quadrado (3).

Em meados dos anos 90 iniciou-se o desenvolvimento das primeiras memórias de acesso aleatórias magnetorresistivas (MRAM: Magnetoresistive random-access memory), que são dispositivos de memória de acesso aleatório não-voláteis que gravam informações em domínios magnéticos. O desenvolvimento dessas memórias foi devido à descoberta da magnetorresistência gigante (GMR: giant magnetoresistance) em estruturas de filmes finos, no fim dos anos 80. Trata-se de um fenômeno associado a microestruturas magnéticas compostas de multicamadas de filmes magnéticos intercalados com filmes metálicos não magnéticos.

Pesquisadores apostam em filmes finos magnéticos com o objetivo de atingir densidades de armazenamento cada vez maiores e mais rápidos. Entende-se por nanotecnologia o estudo de manipulação da matéria numa escala de medida entre 1 a 100 nanômetros, ao menos numa dimensão. Nesta escala, os efeitos da mecânica quântica são importantes, de modo que passou de um objetivo tecnológico específico para uma categoria de pesquisa. Este termo surgiu em uma conferência do físico Richard Feynman, que apresentou uma ideia de que poderíamos mover os átomos e ligá-los da maneira que quiséssemos. É uma área de estudo promissora e que nos mostra resultados bastante surpreendentes, cujo estudo tem permitido não apenas a fabricação de amostras magnéticas nesta escala como também a evolução de técnicas experimentais para medir suas propriedades (4–6). As propriedades de amostras magnéticas em nanoescala são estendidas à inúmeras aplicações tecnológicas, tais como mídia de gravação magnética de alta densidade (7–10) e memória de acesso aleatório magnetorresistivas (11–14). Tais amostras po-

dem ser fabricadas em formato de fita, disco ou elipse, usando materiais como cobalto e liga de Permalloy a fim de substituir os atuais dispositivos baseados em silício. Estas amostras podem exibir regiões de domínio como vórtice, parede de domínio transversal, quasi-uniforme e skyrmion, dependendo do material, forma e tamanho da amostra. As informações, ou sequências de bits, são definidas pela orientação magnética desses filmes (15–19). Pretendemos com este trabalho estudar o comportamento da magnetização em materiais magnéticos nanoestruturados, a fim de serem aplicados em novos dispositivos de memória. Nas próximas seções apresentaremos propostas para novas células de memória.

1.1 MATRIZ DE NANO-ELIPSES

Os nanomateriais ferromagnéticos apresentam propriedades interessantes para a tecnologia da memória, a fim de substituir a atual memória estática de acesso aleatório baseada em silício (2). O Permalloy é um material altamente direcionado para a aplicabilidade tecnológica devido à sua alta permeabilidade magnética, baixa coercividade, e magnetostricção e anisotropia magnetocristalina insignificantes. Devido à anisotropia de forma, o estado remanescente de um nanomagnetismo elíptico feito de Permalloy pode ser um domínio único (20, 21).

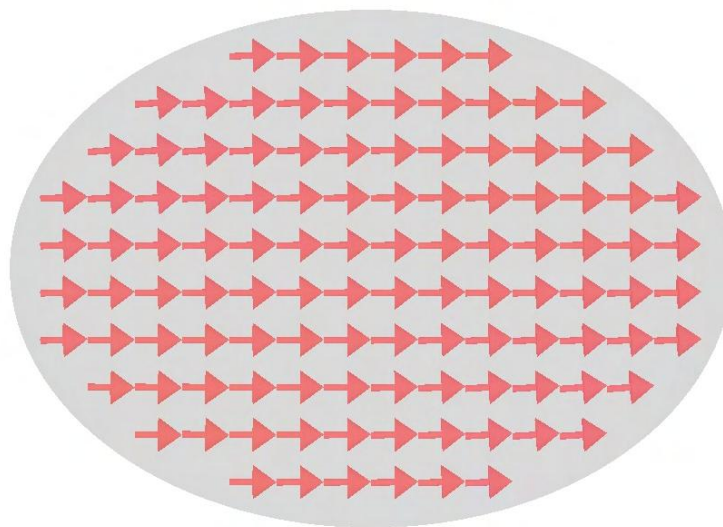


Figura 1.2 – Representação gráfica de uma nano-elipse de Permalloy, cuja magnetização é quasi-uniforme, alinhada paralela ao eixo maior da elipse. As setas representam as direções da magnetização em cada sítio.

Uma vez que existem dois sentidos ao longo do eixo fácil de magnetização, temos um estado degenerado duplo, que representa um bit (0 ou 1). Na reversão de magnetização precessional, a magnetização é alternada por rotação coerente aplicando um campo magnético paralelo ao eixo curto da elipse (eixo rígido da magnetização). Esse mecanismo é muito bem discutido na literatura (22–24), sendo o método ideal para obter a reversão mais rápida da magnetização. A base de muitos dispositivos spintrônicos consiste em uma variedade de nanopartículas magnéticas de domínio único que não interagem e o conceito de mídia com padrão de bits (BPM: bit patterned media) é muito conhecido na comunidade científica (25–28).

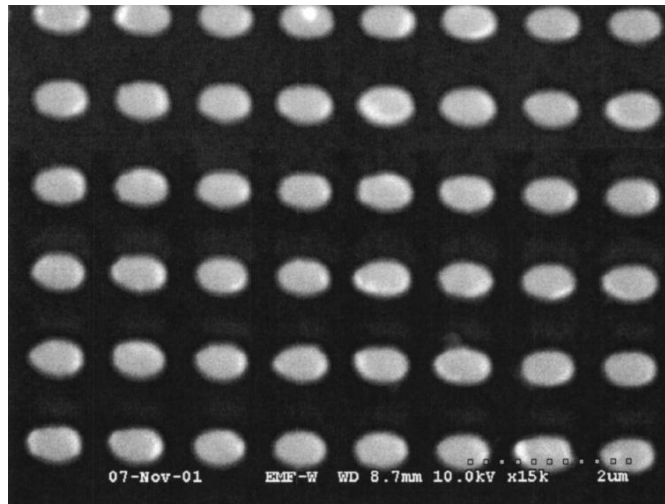


Figura 1.3 – Imagem de microscopia eletrônica de varredura de uma amostra contendo elipses feitas de Permalloy. Sobre uma amostra de nitreto de silício, um padrão de elipses foi escrito com litografia por feixe eletrônico, e um filme de Permalloy foi depositado por deposição de feixe eletrônico em alto vácuo. Figura retirada de (20).

Embora a reversão da magnetização em nanopartículas de domínio único individual tenha sido intensivamente investigada (29–34), interações interpartículas têm recebido menos atenção (35–37). A compreensão e o controle da reversão de magnetização de uma única nanopartícula não são suficientes para aplicações tecnológicas, pois as interações dipolo-dipolo entre partículas podem afetar o desempenho dos dispositivos.

Vieira Júnior (38) estudou a reversão da magnetização em uma nanoelipse isolada de domínio único de Permalloy. Verificou-se que, ajustando os fatores geométricos de uma única elipse e os parâmetros do pulso de campo magnético simultaneamente, o maior grau de coerência ocorre ao aplicar um campo perpendicular ao eixo fácil da magnetização. Verificou-se a necessidade de

estudar o comportamento da inversão da magnetização em uma matriz de nano-elipses idênticas, devido à influência das interações entre partículas.

Nesta parte do trabalho, estudaremos o comportamento da magnetização em matrizes de nano-elipses de Permalloy, levando em consideração as interações dipolo-dipolo interpartículas. Devido ao longo alcance da interação dipolar, o acoplamento magnetostático entre partículas não pode ser subestimado. Obviamente, existe um espaçamento mínimo entre as partículas, de modo que as nano-elipses de domínio único se tornem um sistema magnético que não interage, cujos estados de magnetização de equilíbrio correspondem à estados do tipo Ising. As informações sobre o espaçamento mínimo entre elipses são cruciais para aumentar a densidade de bits nos nanodispositivos magnéticos. Os dispositivos serão teoricamente investigados por simulação em um amplo conjunto de dimensões de elipse e espaçamento entre partículas. Os resultados podem ser usados para ajustar as interações dipolares entre partículas, de modo que seja possível projetar dispositivos spintrônicos ultrarrápidos e de alta densidade com praticamente zero interações entre células.

Estas matrizes de elipses podem ser usadas em dispositivos de memória tipo “Toggle MRAM”. Este tipo de dispositivo usa 1 transistor, 1 célula de junção túnel magnética (MTJ: magnetic tunnel junction) para constituir uma memória simples e de alta densidade. Dizemos que nestes dispositivos é feita a integração da MRAM entre contatos metálicos em tecnologia de silício pelo fato do transistor ser feito de silício. A MTJ é composta por uma camada magnética fixa, uma fina barreira de túnel dielétrica e uma camada magnética livre (39). Veja a Figura 1.4.

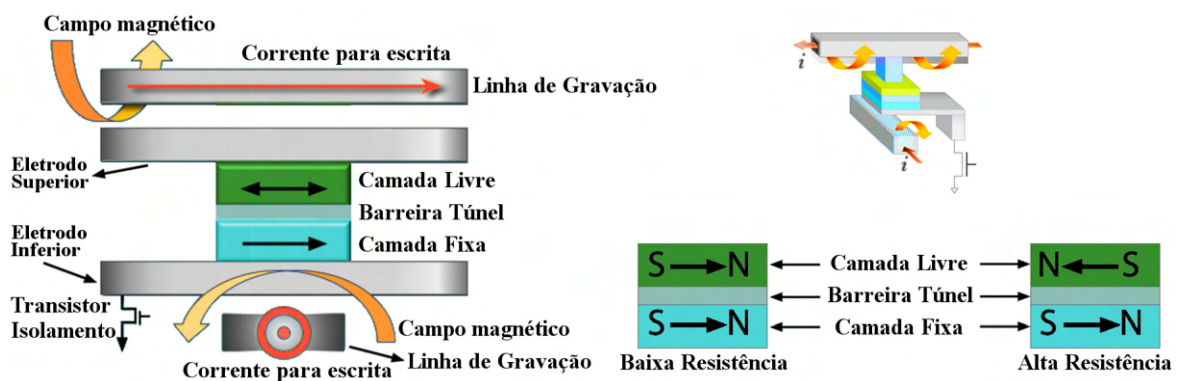


Figura 1.4 – Representação gráfica de uma célula de memória tipo “Toggle MRAM”. Figura adaptada (39, 40).

Durante as gravações, o campo magnético da Linha de Gravação 1 e da Linha de Gravação 2 grava a célula na interseção das duas linhas, mas não perturba outras células. A célula de “Toggle MRAM” usa uma sequência de pulsos de corrente com a mesma polaridade para gerar campo magnético, que move os momentos magnéticos da camada livre de um estado para outro. Devido à simetria, essa sequência de pulsos alterna o bit para o estado oposto, independentemente do estado existente. Por isso este dispositivo recebe o nome de “Toggle (alternar) MRAM”, devido à capacidade de aplicar o mesmo mecanismo para alternar o bit tanto “1” para “0” quanto de “0” para “1”. Esta propriedade de comutação praticamente elimina o mecanismo de perturbação de seleção parcial que representa um desafio significativo à capacidade de fabricação da MRAM convencional (39–41).

As informações são então armazenadas nas camadas magnéticas livres em um dos dois estados estáveis, paralelo ou anti-paralelo, em relação às camadas magneticamente fixas. As informações armazenadas no MTJ são lidas quando um pequenos pulsos de corrente são aplicados na junção e os elétrons que são polarizados em spin pelas camadas magnéticas atravessam a barreira dielétrica, de uma camada magnética para outra, através de tunelamento (desde que a camada isolante seja fina o suficiente, normalmente alguns nanômetros de espessura). A corrente de tunelamento é polarizada em spin devido à natureza das bandas de condução nos materiais ferromagnéticos, resultando em mais ou menos estados disponíveis para tunelamento, dependendo da polarização relativa da camada livre em relação à camada fixa. A MTJ possui baixa resistência quando o momento magnético da camada livre é paralelo à camada fixa e uma alta resistência quando o momento da camada livre é orientado antiparalelo ao momento da camada fixa. Essa alteração na resistência de tunelamento com o estado magnético do dispositivo é um efeito conhecido como magnetorresistência de tunelamento (TMR: tunnel magnetoresistance), que é um fenômeno estritamente quântico. O circuito de leitura de memória compara o sinal TMR da célula de memória com um conjunto de células de referência para determinar o estado da memória (39, 42). A célula “Toggle” mostra boa estabilidade térmica e pode melhorar a escalabilidade da MRAM (43). Na próxima seção serão apresentadas mais famílias de MRAMs, situando cronologicamente as memórias tipo “Toggle MRAM”.

1.2 MEMÓRIA DE ACESSO ALEATÓRIO MAGNETORRESISTIVA (MRAM) COM TRÊS TERMINAIS

A descoberta dos efeitos de válvula de spin (44–46) e das medições da junção túnel magnética (MTJ: magnetic tunnel junction) à temperatura ambiente (47, 48) permitiram o desenvolvimento de várias gerações de dispositivos de memória de acesso aleatório magnetorresistivo (MRAM). A MTJ é uma estrutura magnética composta por duas camadas magnéticas separadas por uma fina camada isolante.

Uma demonstração recente da integração da MRAM entre contatos metálicos em tecnologia de silício permite a produção industrial em larga escala e promove um aprimoramento da escalabilidade do dispositivo, diminuição do consumo de energia e aumento da velocidade de gravação. As gerações MRAM podem ser divididas de acordo com o princípio usado para a comutação de magnetização na camada livre da MTJ. Nas primeiras gerações, as comutações de magnetização foram feitas através de campos Oersted gerados por linhas de bits por onde passam correntes em radiofrequência (13). As pilhas com múltiplas camadas magnéticas que compõem as MTJs, exigem grandes áreas para as linhas de bits e alto consumo devido às grandes correntes necessárias para realizar as comutações.

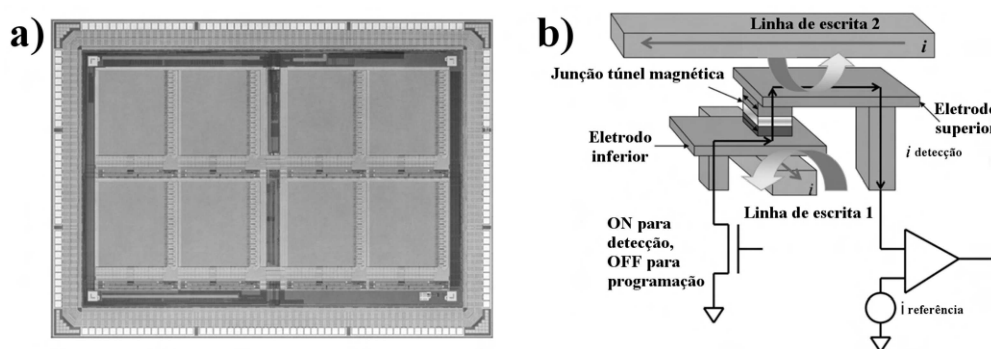


Figura 1.5 – a) Fotografia do MRAM de 4 Mb. A configuração é de $256 K \times 16$ bits construída numa tecnologia metal-óxido-semicondutor complementar (CMOS: complementary metal-oxide-semiconductor) de $0,18 - \mu\text{m}$. b) Estrutura da célula de bit da MRAM. Figura retirada de (13).

A próxima geração foi desenvolvida com comutação de magnetização por torque de transferência de spin (STT: spin transfer torque) (49). O torque de transferência de rotação (STT) é um efeito no qual a orientação de uma camada magnética em uma MTJ ou válvula de spin pode

ser modificada usando uma corrente elétrica polarizada em spin. Em geral, uma corrente não é polarizada, ou seja, a resultante dos spins dos elétrons é nula. Uma corrente polarizada em spin é aquela a maioria dos elétrons apresentam momento magnético num determinado estado. Ao aplicar uma corrente através de uma camada magnética que possui alguma anisotropia, é possível produzir uma corrente polarizada em spin. Se essa corrente polarizada em spin for direcionada para uma segunda camada magnética, o momento angular poderá ser transferido para essa camada, alterando sua orientação. Isso pode ser usado para excitar oscilações ou até inverter a orientação do ímã. Os efeitos geralmente são vistos apenas em dispositivos de escala nanométrica. Essa abordagem representou um alto ganho de densidade, uma vez que não há necessidade das linhas de bits com a comutação realizada pela corrente através de pilha com múltiplas camadas magnéticas. No entanto, a grande densidade de corrente necessária pode causar uma limitação da junção, resultando em pequena durabilidade. Para proteger a junção, as gerações mais recentes são baseadas em dispositivos de três terminais com grandes correntes passando apenas pelo primeiro eletrodo ferromagnético e correntes muito pequenas usadas para medir o sinal da magnetorresistência túnel. Entre essas tecnologias, está a MRAM de torque de spin-órbita (50, 51), que utiliza metais pesados na primeira camada para dividir a corrente em canais spin-polarizados, com densidade suficientemente alta para comutar a primeira camada ferromagnética (FM) através do torque de transferência de spin (STT).

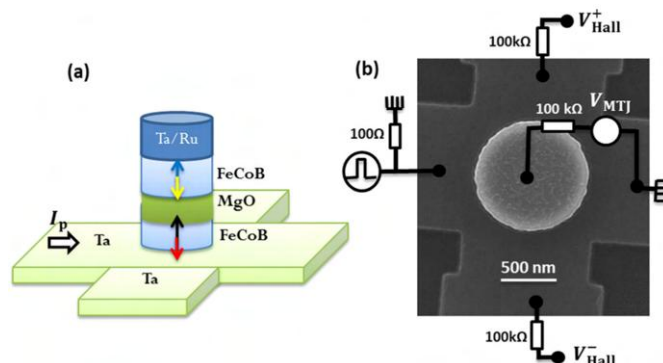


Figura 1.6 – *a*) Ilustração de uma MTJ de três terminais com uma geometria cruzada Hall. As setas pretas (azul) 'para cima' e vermelha (amarela) 'para baixo' indicam os estados de magnetização de equilíbrio das camadas inferiores (superiores) de FeCoB. *b*) Imagem de microscopia eletrônica de varredura de um ponto MTJ de $1\mu\text{m}$ de diâmetro em cima de um eletrodo de Ta com $1,3\mu\text{m}$ de largura, contendo uma representação esquemática da configuração da medição elétrica. V_{Hall}^+ , V_{Hall}^- e V_{MTJ} representam os dois terminais para as medições de tensão Hall e MTJ, respectivamente. Figura retirada de (50).

Outra abordagem de três terminais pode ser adaptada da proposta original do MRAM baseado em parede de domínio magnética (52), cujo funcionamento implica no movimento da parede de domínio por uma trilha muito longa e fixada por entalhes triangulares, delimitando o comprimento do bit. Geometrias alternativas para a definição do comprimento do bit também foram propostas (53, 54), bem como o uso de impurezas magnéticas para aprisionar a parede de domínio (55). O modelo proposto por S. S. Parkin et al. (representado da Figura 1.7), no qual uma memória de “pista” (RM: magnetic domain-wall “racetrack memory”), compreende uma matriz de nanofios magnéticos dispostos horizontalmente ou verticalmente em um chip de silício. Nanodispositivos spintrônicos de leitura e escrita individuais são usados para modificar ou ler uma fita de aproximadamente 10 a 100 paredes de domínio, que armazenam uma série de bits de dados em cada nanofio. O espaçamento entre paredes consecutivas (isto é, o comprimento de bit) é controlada por sítios de aprisionamento fabricados ao longo da pista. Podemos movimentar as paredes de domínio mediante à aplicação de corrente polarizada em spin.

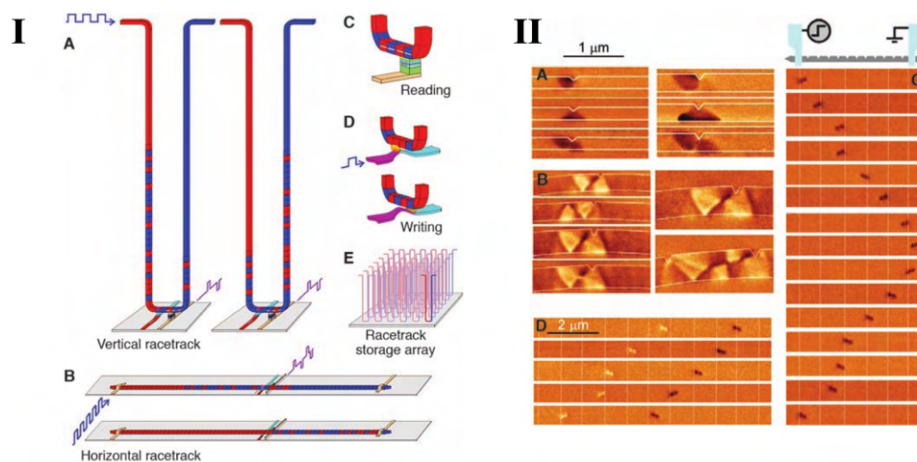


Figura 1.7 – I - Representação gráfica de uma memória de pista. (A) Uma pista verticalmente configurada em forma de U perpendicular ao plano do substrato. (B) Uma configuração horizontal que usa nanofio paralelo ao plano do substrato. (C) Leitor de dados do padrão armazenado é feito através da medição da magnetorresistência túnel de um elemento de junção túnel magnética ligado à pista. (D) Obtenção dos dados de gravação através de um segundo nanofio magnético orientado perpendicularmente ao nanofio de armazenamento (E) Matriz de pistas construídas em um chip para permitir o armazenamento de alta densidade. **II** - Imagens obtidas por microscopia de força magnética (MFM: Magnetic force microscope). O contraste magnético (branco ou escuro) depende da carga dos domínios, se “head-to-head” ou “tail-to-tail”. (A) Estrutura dos domínios “tail-to-tail” observados em nanofios finos. De cima para baixo, as imagens mostram DWs com estruturas de vórtice no sentido anti-horário, transversal no sentido horário e anti-horário. (B) Estrutura dos domínios “head-to-head”. (C) Movimento de um único vórtice entre regiões “tail-to-tail”. (D) O movimento de dois domínios no mesmo nanofio que (C). Figura retirada de (52).

Em estudo recente do grupo, foi investigado detalhadamente um mecanismo de aprisionamento de uma parede de domínio transversal (TWD: transversal domain wall) presa num defeito magnético artificial usando pulsos de corrente de spin polarizada. Para criar as armadilhas de aprisionamento, foi considerado um modelo simplificado de impureza magnética, baseado apenas na redução local da constante de rigidez de troca (A). Demonstramos o controle de posição de uma única TDW aplicando pulsos de corrente sequenciais em um nanofio magnético plano contendo uma distribuição linear de impurezas magnéticas igualmente espaçadas. Este estudo resultou na publicação de um artigo (56).

Baseado nos estudos do mecanismo de aprisionamento da TWD presa num defeito magnético artificial usando pulsos de corrente e considerando que podemos controlar as posições dessas TWD usando defeitos geométricos, conforme proposto por Parkin, investigaremos a atração e a fixação da parede de domínio por “anti-notches” quadrados (embora seja um pouco estranho o nome “anti-entalhe”, é bastante usado na literatura), veja Figura 1.8.

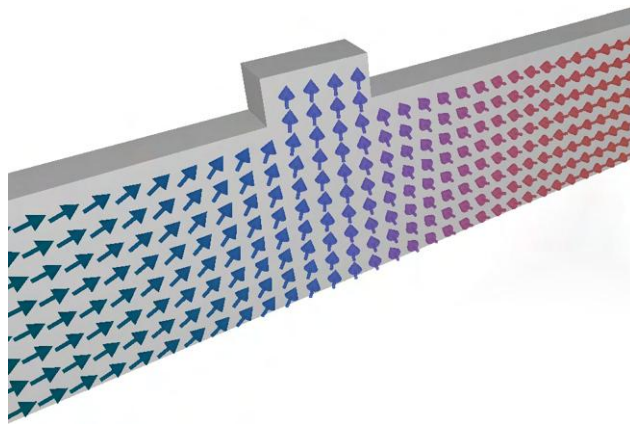


Figura 1.8 – Visão esquemática de uma nanofita magnética que contém uma parede de domínio transversal fixada em um “anti-notch”.

Mapearemos diversas geometrias, de modo a obter um controle acurado da parede de domínio. Este estudo permite a proposição de um MRAM baseada em parede de domínio de três terminais, esboçado no desenho apresentado na Figura 1.9. O princípio de funcionamento de tal dispositivo é baseado em um pulso curto de corrente aplicado nas bordas do dispositivo a fim de destacar a parede de domínio transversal (TDW) do primeiro “anti-notch”, para que seja atraída pelo segundo. A parede de domínio se move na primeira camada ferromagnética (FM1),

que é a camada que possui os “anti-notches”. Acima da camada FM1, deposita-se um isolante fino para o tunelamento eletrônico. Finalmente, logo acima da camada isolante, deposita-se uma segunda camada ferromagnética (FM2). Esta camada FM2 é depositada acima do segundo “anti-notch”, que funciona como uma junção túnel magnética (MTJ) que atuará na detecção da parede de domínio que se move na camada FM1. A magnetização da camada FM2 é alinhada ortogonalmente ao eixo fácil da camada FM1, permite rastrear a magnetização por meio da anisotropia de forma. O sinal magnetorresistivo do túnel varia de mínimo a máximo, dependendo do “anti-notch” em que a parede do domínio está fixada. Pretendemos com o dispositivo proposto medir valores estáveis, rápidos e com mais altos sinais magnetorresistivos de túnel (TMR: tunnel magnetoresistance) pela junção túnel magnética (MTJ).

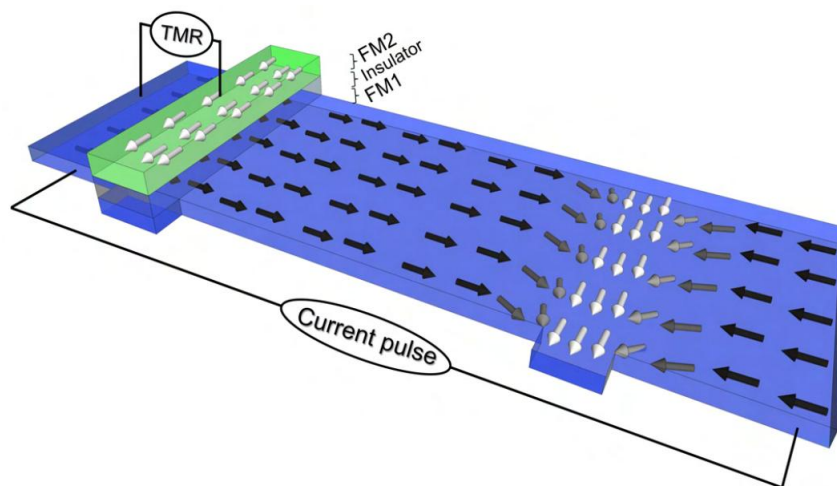


Figura 1.9 – Desenho que representa a arquitetura proposta baseada em três terminais e paredes de domínio. Um pulso curto de corrente aplicado na pista move a parede do domínio entre dois anti-entanches, e o sinal magnetorresistivo é medido pela MTJ acima de um “anti-notch”.

1.3 SKYRMIONS NUMA NANOFITA

Nesta terceira proposta, apresentaremos um sistema em que skyrmions magnéticos definem bit de informação e podem ser movidos através da aplicação de corrente polarizada em spin, de maneira bastante controlada. Skyrmions foram apresentados por Tony H. R. Skyrme num estudo de física de partículas, em que desenvolveu uma teoria de campo não linear para píons interagentes e mostrou que configurações topologicamente estáveis (que é o caso dos skyrmions)

ocorrem como solução de partículas (57, 58). Dizemos que os skyrmions são topologicamente protegidos e relativamente estáveis pois não podem ser continuamente deformados até atingir outro estado magnético, se compararmos com vórtices, por exemplo (59). Posteriormente, o conceito dessas excitações topológicas foi estendido à física da matéria condensada, onde skyrmions podem ser encontrados em cristais líquidos (60), condensados de Bose-Einstein (61), supercondutores (62) e filmes finos magnéticos nanoestruturados (63). Os primeiros trabalhos experimentais em que os skyrmions foram observados surgiram em 2009, realizados por Mühlbauer (64), Neubauer (65) e Pappas (66). Os primeiros skyrmions magnéticos foram observados experimentalmente em baixa temperatura e sob campos magnéticos externos, ao contrário dos trabalhos atuais em que são estabilizados à temperatura ambiente e sem o auxílio de campo magnético.

Skyrmions se originam de interações quirais, conhecidas como interações de Dzyaloshinskii-Moriya (DM). A interação DM pode ser intrínseca do material ou induzida em sistemas de multicamadas magnéticas com baixa simetria de inversão e forte acoplamento spin-órbita. Afim de otimizar a miniaturização do sistema, preferimos em focar nossos estudos em sistemas de multicamadas pelo fato da interação DM gerar skyrmions com diâmetro menores que os encontrados em magnetos quirais.

Existem dois padrões de magnetização, skyrmions tipo Bloch e de Néel, conforme ilustrados na Figura 1.10. No skyrmion do tipo Bloch, os momentos giram nos planos tangenciais, ou

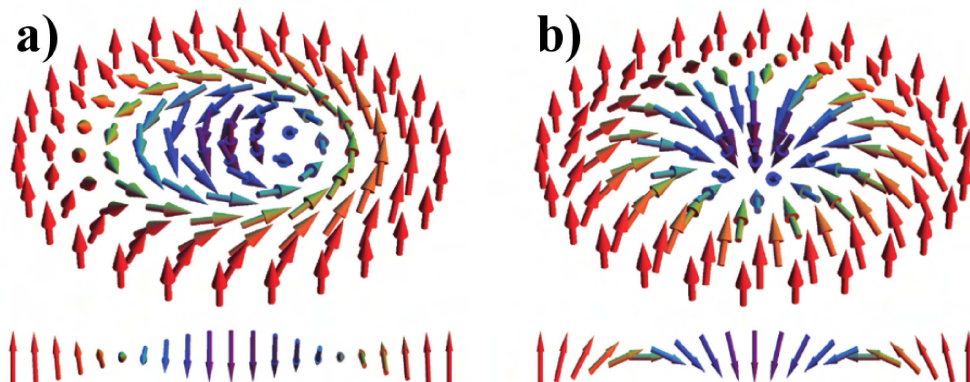


Figura 1.10 – Representação gráfica da comparação entre os skyrmions a) tipo Bloch e b) tipo Néel. Figura adaptada de (67).

seja, perpendiculares às direções radiais.; enquanto isso, num skyrmion do tipo Néel os momentos giram nos planos radiais do núcleo para a periferia. O tipo de skyrmion que eventualmente surgirá, depende do material escolhido. Neste trabalho, estuda-se a dinâmica de um skyrmion numa fita feita de multicamadas de *Co/Pt*. Nanofitas de *Co/Pt* favorecem o surgimento de skyrmions tipo Néel.

Tem crescido o interesse por skyrmions isolados como um estado metaestável em filmes finos, mas poderão tornar um bloco básico de uma nova geração de dispositivos somente se puderem ser facilmente inseridos, movidos e excitados com baixos custos de energia. Skyrmions individuais podem ser escritos ou deletados num filme magnético ultrafino de maneira controlada através de, por exemplo, aplicação local de corrente polarizada em spin por um microscópio de tunelamento de varredura (68) ou surgir de uma constrição geométrica usando corrente inhomogênea no plano (69).

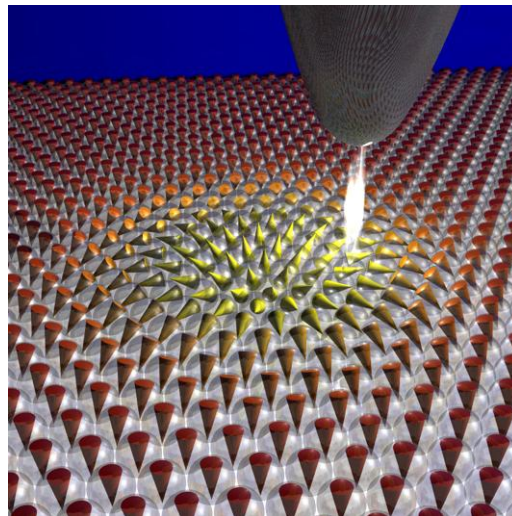


Figura 1.11 – Representação gráfica de um skyrmion magnético sendo criado por injeção local de corrente polarizada em spin a partir de uma ponta de microscópio de varredura magnética.

Os skyrmions podem ser facilmente movidos por aplicação de corrente polarizada em spin. As densidades de corrente requeridas para mover os skyrmions são muito pequenas, da ordem de 10^6 A/m^2 , atingindo velocidades abaixo de 10^{-4} m/s . Porém, densidades maiores (10^{11} ou 10^{12} A/m^2) são necessárias para alcançar as velocidades típicas atingidas por paredes de domínio ($10 - 100 \text{ m/s}$) (59).

Do eletromagnetismo clássico, surge efeito Hall que descreve a deflexão transversal de partículas carregadas como resultado da força de Lorentz. Deflexão semelhante acontece com os skyrmions quando estão sujeitos à aplicação de corrente polarizada em spin devido à força Magnus. O efeito Hall de skyrmion resulta no acúmulo dessas quasipartículas, dirigindo-os na direção de uma das bordas. A observação do transporte transversal de skyrmions devido à carga topológica é interessante num certo ponto pois permite que se faça uma seleção topológica. Porém, efeito Hall de skyrmion pode vir a ser um obstáculo pois as trajetórias do skyrmion se desviam e em geometrias restritas podem ser destruídos tocando nas bordas da amostra. Existindo a possibilidade dos skyrmions magnéticos poderem ser destruídos nas bordas dos nanofios, a distância que um skyrmion pode ser movido reduz drasticamente à medida que o nanofio se torna mais estreito (70, 71).

Existem algumas propostas para evitar o efeito Hall de skyrmion, dentre elas seria encontrar uma classe especial de materiais ferromagnéticos que apresente o mesmo valor para os parâmetros de amortecimento de Gilbert e torque de transferência de rotação não adiabático. Porém, essa proposta é um grande desafio tecnológico. Outra proposta é utilizar gradientes de temperatura que podem ser usados para mover os skyrmions. Neste trabalho considera-se como alternativa para evitar o efeito Hall, utilizar fitas de defeitos magnéticos depositados ao longo do eixo maior do nanofio (veja Figura 1.12).

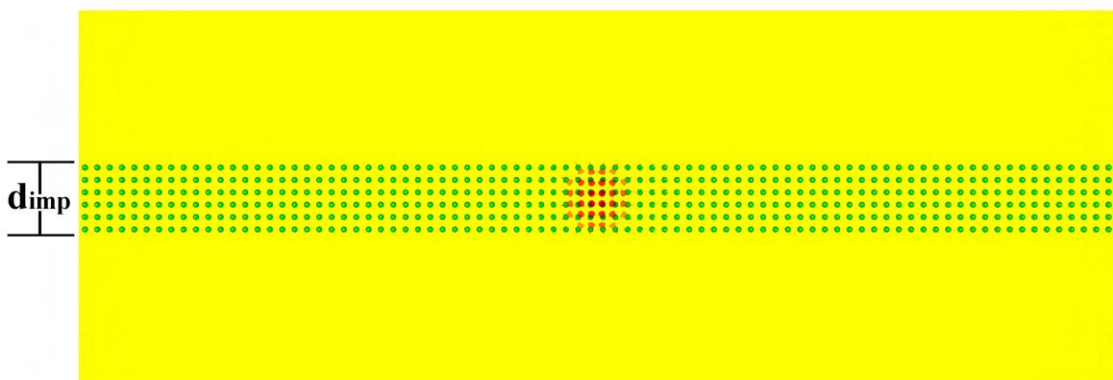


Figura 1.12 – Representação gráfica de uma nanofita que contém uma fita de impurezas de largura d_{imp} .

Entende-se por defeitos magnéticos variações sobre as propriedades magnéticas das nanofitas. Aplicação de feixe de íons Ga^+ na interface da multicamada pode aumentar a coercividade da região implantada (72). A região com maior coercividade resultou em uma região de aprisionamento para a parede de domínio (73). A interação DM pode ser alterada conforme mudamos a espessura das camadas de cobalto e de platina. Outros parâmetros também podem ser modificados pela injeção de elementos de terras raras (Térbio, Gadolío, Hólmio) (74, 75).

Vários estudos de nosso grupo utilizaram a variação da constante de rigidez de troca como defeito magnético. Observou-se que a diminuição local da constante de rigidez de troca funciona como um centro de fixação das paredes de domínio, enquanto um aumento local dessa constante funciona como um centro de dispersão das quasi-partícula em nanofitas de Permalloy (55, 56, 76–78). Em outro artigo do grupo (79) os autores verificaram que este mesmo efeito também é observado para skyrmion quando se aproxima de uma região onde há variação da constante de rigidez de troca e estudaram outras três maneiras de construir armadilhas para skyrmions magnéticos utilizando defeitos magnéticos. Pretende-se nesta terceira parte da tese, observar o cancelamento do efeito Hall de skyrmion utilizando o modelo proposto.

Esta tese possui 6 capítulos. No capítulo 2, será apresentado um estudo das propriedades magnéticas, desde uma breve revisão histórica sobre magnetismo até as interações fundamentais presentes num material ferromagnético. Aborda-se também neste capítulo a equação dinâmica de Landau-Lifshitz-Gilbert, considerando o efeito de transferência de torque de spin criado por uma corrente elétrica polarizada em spin atravessando o material ferromagnético. No capítulo 3, aborda-se a metodologia utilizada para realizar as simulações, focando na explicação da simulação micromagnética. No capítulo 4, será demonstrado as relações entre as interações fundamentais, os três dispositivos propostos e a simulação micromagnética. No capítulo 5, apresentaremos nossos resultados e discussões sobre simulações micromagnéticas, realizadas para investigar o comportamento da magnetização nos três dispositivos propostos. No capítulo 6, encontram-se as conclusões deste trabalho e as perspectivas futuras.

2 *FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA*

O objetivo deste trabalho é estudar o comportamento da magnetização em materiais magnéticos nanoestruturados. Para isto, precisamos antes de qualquer coisa, conhecer detalhadamente as propriedades destes materiais. Iniciamos este capítulo apresentando uma rápida revisão histórica sobre magnetismo e conceitos fundamentais que são importantes para o entendimento deste trabalho. Em seguida, descrevemos os diferentes tipos de materiais magnéticos e fizemos uma abordagem geral sobre ferromagnetismo. Logo após, descrevemos detalhadamente as interações magnéticas presentes em sólidos ferromagnéticos. Por fim, derivamos a equação diferencial que descreve a dinâmica da magnetização num material ferromagnético.

2.1 REVISÃO HISTÓRICA DO ELETROMAGNETISMO

As primeiras descrições do magnetismo remontam aos antigos gregos, que conheciam as propriedades elétricas do âmbar e as propriedades magnéticas de rochas ígneas. No século VI a. C. o matemático e filósofo grego Tales de Mileto observou que o atrito do âmbar (resina fóssil) com pele de animal atraía pequenos pedaços de palha. A palavra elétron deriva da palavra âmbar (elektron, em grego). Também era do conhecimento dos gregos que algumas "pedras" podiam atrair exclusivamente o ferro, mesmo sem serem esfregados. Essa pedra consistia em magnetita (Fe_3O_4) e era relativamente fácil de encontrar nas proximidades de Magnésia, cidade grega no mar Egeu Norte. O primeiro registro escrito envolvendo ímãs data de 1269 e trata-se de uma carta que o engenheiro Pedro de Maricourt escreve a seu amigo de Paris contando sobre o comportamento de pequenas esferas de magnetita. Em 1600 o médico William Gilbert repetiu a experiência com âmbar e descobriu que era possível realizá-la com outros materiais. Gilbert

publicou um livro intitulado “De magnete”, que trazia, além desses experimentos com âmbar, estudos relacionados a ímãs. Neste trabalho propôs um modelo no qual a Terra se comporta como um gigantesco ímã. Utilizando de uma balança de torção projetada por John Michell em 1750, Charles Coulomb estabeleceu em 1785 que as forças exercidas entre os polos magnéticos variam inversamente com o quadrado da distância (80, 81).

Em 1819, experimentos realizados por Hans Christian Orsted mostraram que um campo magnético poderia ser gerado a partir de uma corrente elétrica, motivando que fosse contruído primeiro eletroímã em 1823 pelo físico Willian Sturgeon. Os resultados dos experimentos de Orsted também inspiraram André Marie Ampère em suas pesquisas, nas quais ele explicou o efeito de uma corrente elétrica sobre um ímã. Em 1831, Michel Faraday propôs um estudo que relaciona o campo elétrico induzido num determinado circuito devido a um campo magnético e o fluxo magnético através deste circuito, no qual argumentou que uma corrente elétrica atravessando um fio produzia efeitos magnéticos. Em 1835, Carl Friedrich Gauss propôs um estudo que relaciona o fluxo de um campo elétrico através de uma superfície com a carga elétrica contida num volume limitado por ela (Lei de Gauss). Gauss propôs também que o fluxo magnético através de uma superfície gaussiana é nulo, concluindo assim a não existência de monopolos magnéticos. Inspirado nos trabalhos de propagação de calor de Fourier, na ótica ondulatória de Fresnel e nas descobertas de Ampère, Gauss e Faraday, Maxwell finalmente acaba moldando em sua obra-prima, “A Treatise on Electricity and Magnetism (1873)”, suas famosas quatro leis que sintetizam os conhecimentos da eletricidade e do magnetismo: fenômenos elétricos e magnéticos têm a mesma origem e a luz é apenas a propagação de uma perturbação eletromagnética (81–83).

Max Planck propôs explicar porque as teorias clássicas fornecem resultados em completo desacordo com os dados empíricos do experimento de radiação de corpo negro, dando início aos estudos que culminaram na formulação da mecânica quântica na segunda metade da década de 1920 (80, 81).

2.2 MOMENTO MAGNÉTICO E MAGNETIZAÇÃO

A origem dos fenômenos magnéticos em um material é devido à existência de momentos magnéticos. Com o surgimento da mecânica quântica, pode-se verificar que fenômenos magnéticos têm, em última instância, explicação quântica. O estudo dos átomos por meio da equação de Schrödinger, nos informa os níveis de energia que podem ser ocupados pelos elétrons. Os estados são caracterizados por quatro números quânticos: número quântico principal n ($n = 1, 2, 3, \dots$) que determina o tamanho da órbita e define sua energia, número quântico momento angular orbital l ($l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$) que descreve o momento angular do movimento orbital, número quântico magnético m_l ($m_l = l, l - 1, \dots, 0, \dots, -l + 1, -l$) que descreve a componente do momento angular orbital l ao longo de uma determinada direção e o número quântico de spin m_s ($m_s = \pm 1/2$) que descreve a componente do spin do elétron s ao longo de uma direção particular. De acordo com o princípio de exclusão de Pauli, é impossível dois elétrons ocuparem o mesmo estado. Em outras palavras, os estados de dois elétrons são caracterizados por diferentes conjuntos de números quânticos (80, 81, 83).

O momento magnético total $\vec{\mu}$ de um elétron leva em conta as contribuições do momento angular orbital \vec{L} e do momento angular de spin \vec{S} . Estes operadores quânticos \vec{S} e \vec{L} são fracamente acopladas por meio da interação spin-órbita para formar o momento angular total de resultante $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Os operadores \vec{S} e \vec{L} exercem um torque um sobre o outro, o que faz com que eles precessem em torno de \vec{J} (15, 83, 84), conforme ilustrado na Figura 2.1.

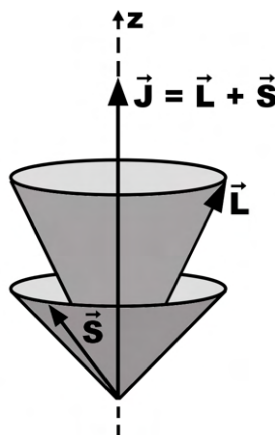


Figura 2.1 – Ilustração do acoplamento entre os operadores \vec{J} , \vec{L} e \vec{S} . Figura adaptada de (85).

Podemos relacionar o momento magnético atômico $\vec{\mu}$ ao momento angular total \vec{J} por:

$$\vec{\mu} = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J} = \gamma \vec{J} \quad (2.1)$$

onde $\gamma = g \frac{\mu_B}{\hbar}$ é a razão giromagnética, $\mu_B = \frac{|e|\hbar}{2m_e}$ é o magneton de Bohr, e e m_e são respectivamente a carga e a massa do elétron, \hbar é a constante de Planck reduzida, e g é o fator de Landé definido como consequência do teorema de Wigner-Eckart (81, 83):

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.2)$$

onde os números quânticos J, L e S podem ser obtidos pelas regras de Hund (84).

O movimento dos portadores de carga é fortemente correlacionado e, portanto, é um problema genuíno de muitos corpos. Estes problemas podem ser tratados apenas em certos casos limitantes, tais como magnetismo localizado, que engloba momentos fortemente localizados onde as correntes são restritas a células de rede particulares, e magnetismo de banda que engloba momentos itinerantes que são transportados por elétrons de condução quase-livres. Para os momentos localizados, temos que a magnetização é dada por (86):

$$\vec{M}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{N(V_i(\vec{r}))} \frac{1}{V_i(\vec{r})} \vec{\mu}_i \quad (2.3)$$

onde $N(V_i(\vec{r}))$ é o número de momentos localizados contidos no volume $V_i(\vec{r})$.

2.3 TIPOS DE MATERIAIS MAGNÉTICOS

Função resposta descreve a resposta de um sistema a perturbações externas. Possui inúmeras aplicações e, no caso do magnetismo, a perturbação é o campo magnético externo \vec{H} e a resposta ao estímulo é expressa na forma de uma magnetização $M(\vec{r}, t)$, que são relacionados por uma susceptibilidade magnética definida por:

$$\chi_{\alpha\beta} = \left(\frac{\partial M_\alpha}{\partial H_\beta} \right)_T \quad (2.4)$$

A maneira como o material responde à perturbação devido ao campo magnético externo

depende não apenas do comportamento individual de cada momento magnético, mas também de como estes se relacionam entre si. Podemos separar os materiais em duas categorias conforme o tipo de resposta (86).

Em certos materiais a resposta é diretamente proporcional à perturbação, ou seja, a susceptibilidade não depende do campo aplicado. Estes são chamados meios lineares. Entre estes meios lineares, alguns materiais respondem de forma a opor-se fracamente à perturbação em seu interior, que são classificados como materiais diamagnéticos. Esta resposta desfavorável acontece porque o campo externo induz dipolos magnéticos que, de acordo com a lei de Lenz, são orientados de forma antiparalela ao campo. Assim, para materiais diamagnéticos, a susceptibilidade magnética é negativa. É importante dizer que o diamagnetismo é uma propriedade exibida em todos os materiais, mas um material só é classificado como diamagnético quando não apresenta outra propriedade (paramagnetismo ou ferromagnetismo, por exemplo). Na presença destas outras propriedades, o diamagnetismo torna-se desprezível (86).

Outro exemplo de meios lineares são os materiais paramagnéticos, que respondem fracamente a favor da perturbação. Uma característica importante destes materiais é o fato deles apresentarem dipolos magnéticos permanentes que se orientam aproximadamente na direção do campo aplicado. É importante enfatizar que o material paramagnético apresenta magnetização resultante apenas enquanto houver aplicação de um campo externo. Este estado paramagnético tende a ser desfeito pela agitação térmica (86).

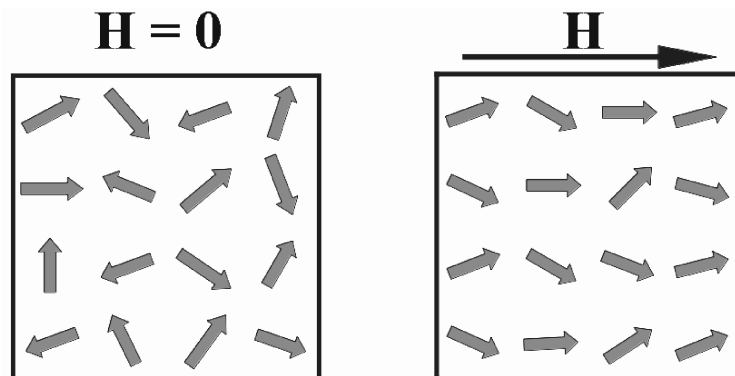


Figura 2.2 – Ilustração do comportamento dos momentos magnéticos de um paramagneto na ausência e na presença de um campo magnético externo aplicado.

Existem dois tipos de paramagnetos. O paramagnetismo de Langevin trata de materiais em que os momentos magnéticos localizados e não interagentes surgem devido a uma das camadas internas de elétrons serem parcialmente preenchidas. Estes materiais, quando são submetidos a altas temperaturas, a susceptibilidade magnética obedece à lei de Curie (86):

$$\chi(T) = \frac{C}{T} \quad (2.5)$$

onde C é a constante de Curie.

O paramagnetismo de Pauli trata dos elétrons de condução. Cada elétron de condução é quase-livre e carrega um momento permanente de $1\mu_B$. Levando em conta algumas aproximações, podemos considerar o paramagnetismo de Pauli independente da temperatura e sua magnitude é muito menor que o paramagnetismo de Langevin (86).

Existem também materiais em que a resposta não é proporcional à perturbação e a susceptibilidade depende do campo aplicado. Estes são chamados meios não-lineares. Um exemplo de meio não-linear é o ferromagneto (e são os materiais que utilizaremos em nossas simulações) (87). Podemos construir curvas de Histerese que mostram o regime de saturação de um material ferromagnético sob aplicação de um campo externo:

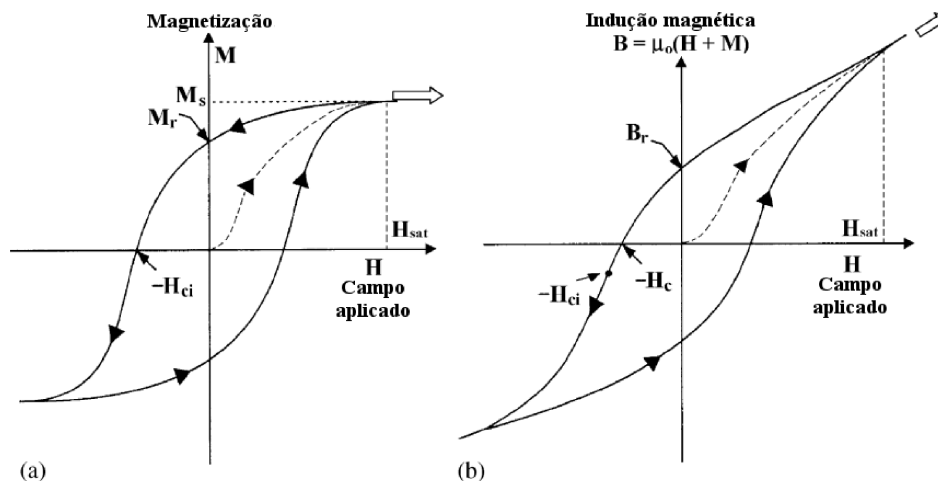


Figura 2.3 – Ilustração que demonstra o comportamento típico de um material ferromagnético mediante a aplicação de campo magnético: (a) \vec{M} em função de \vec{H} , onde \vec{M}_r é a magnetização remanescente quando o campo $\vec{H} = 0$; (b) \vec{B} em função de \vec{H} , onde \vec{B}_r é a indução remanescente (remanência) quando o campo $\vec{H} = 0$. M_s é a magnetização de saturação, \vec{H}_{ci} é a coercividade intrínseca (campo necessário para reduzir magnetização à zero) e \vec{H}_c é a coercividade (campo necessário para reduzir a indução magnética à zero). Figura retirada da referência (88).

A referência (88) faz uma discussão interessante sobre a física por trás do ciclo de histerese magnética e faz um levantamento de equívocos na literatura sobre magnetismo. Estes materiais apresentam uma susceptibilidade magnética significativa mesmo na ausência de campo aplicado. O ordenamento espontâneo observado nos ferromagnetos pode ser entendido supondo a existência de um campo magnético interno muito forte. Abaixo de uma temperatura crítica, denominada temperatura de Curie, os momentos magnéticos de um material ferromagnético se alinham paralelamente devido a este intenso campo interno e divide-se espontaneamente em várias regiões denominadas domínios magnéticos. Este fato foi explicado por Pierre Weiss, que considerou que o material divide sua magnetização em pequenas regiões a fim de minimizar a energia magnetostática. Deste modo, dentro de cada domínio os momentos magnéticos se encontram praticamente alinhados na mesma direção, mas de um domínio para outro a direção do momento magnético resultante tem orientação diferente. Entre um domínio e outro existe uma região de transição chamada parede de domínio, veja a Figura 2.4. São estas regiões de domínio magnético e paredes de domínio que serão usados como bit de informação em nossos dispositivos (19, 87, 89). Mais detalhes sobre a origem deste comportamento da magnetização serão apresentados nas próximas seções.

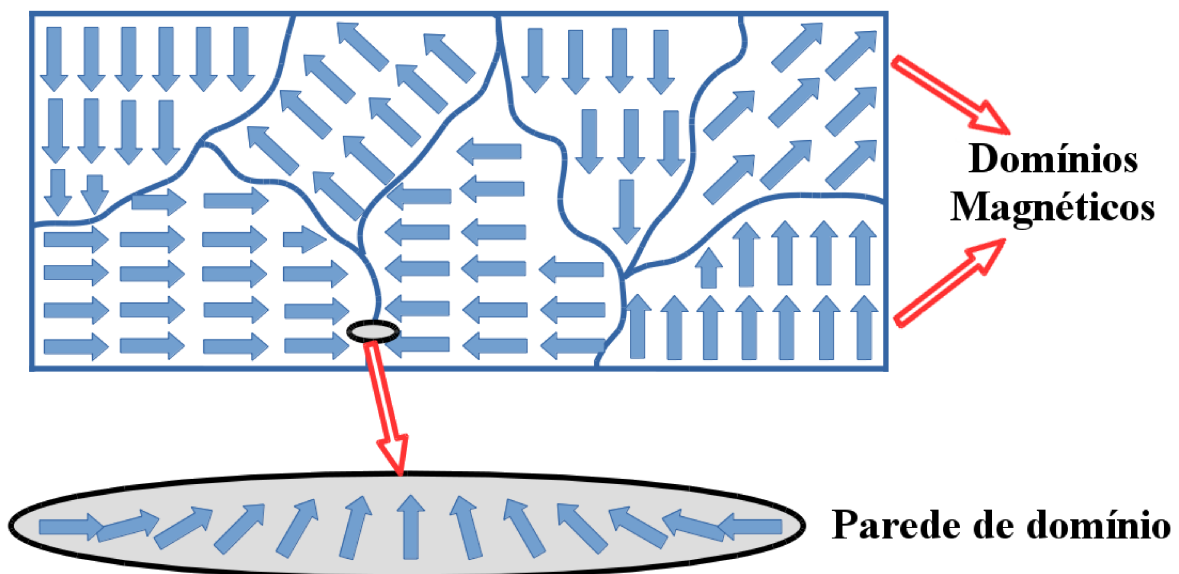


Figura 2.4 – Representação gráfica de regiões de domínio magnético num material ferromagnético e demonstra a parede de domínio como uma região de transição entre domínios.

A existência destas regiões de transição foi proposta por Bloch. Podemos diferenciar dois tipos de parede de domínio: parede tipo Bloch e parede tipo Néel. A parede de Bloch possui magnetização perpendicular ao plano do material, enquanto na parede de Néel os momentos magnéticos giram dentro do plano conforme mostrado na Figura 2.5.

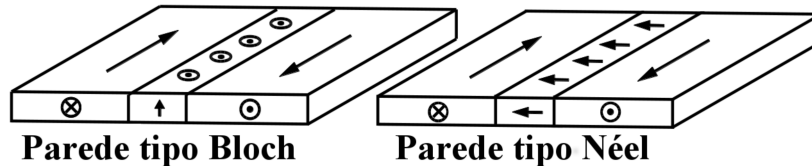


Figura 2.5 – Representação gráfica de uma parede convencional de Bloch e uma parede de Néel em um filme fino de material magnético. Figura adaptada de (87).

2.4 MODELO DE HEISENBERG

O modelo de Heisenberg (83, 86) é um modelo estatístico que estabelece que a interação entre os momentos magnéticos localizados de uma rede, produzida através da interação de troca direta ou indireta. Quando se fala que as interações magnéticas em um material são localizadas entende-se que os momentos interagem via simetria de troca entre si a partir de regiões fixas no espaço. Portanto, este modelo é melhor realizado em isolantes magnéticos ($CrBr_3$, K_2CuF_4 , EuO). No magnetismo de banda, ou magnetismo itinerante (metais: Fe , Co , Ni), os mesmos elétrons são responsáveis tanto pela condução quanto pelo magnetismo. Neste caso o ordenamento espontâneo produz um deslocamento da banda de energia dependente do spin para temperaturas inferiores à temperatura de transição T_c . Observe que o conceito de localizado e deslocalizado aqui se refere não apenas à diferença entre elétrons de condução e orbitais atômicos, mas também à largura média da função de onda eletrônica. O modelo ideal para descrever este tipo de magnetismo é o modelo de Hubbard (86, 90, 91). Porém, com base em experimentos, é possível mostrar que para estes metais o modelo de Hubbard é equivalente ao modelo de Heisenberg, desde que consideremos trabalhar com temperaturas muito abaixo da temperatura de transição T_c . Heisenberg foi a primeira pessoa a incluir os spins de elétrons em função de onda e , em seguida, aplicar a mesma aproximação Heitler-London para obter a função de onda total de um sistema de dois elétrons (15, 89).

2.4.1 INTERAÇÃO DE TROCA

A interação de troca foi proposta por Heisenberg e Dirac em 1926 (92) e estabelece a interação entre momentos de spin próximos e surge como consequência da sobreposição entre orbitais eletrônicos magnéticos de átomos adjacentes. Esta interação foi proposta apenas um anos após Ising ter resolvido a versão unidimensional do modelo de Ising (83, 93). A interação coulombiana entre dois elétrons depende de seus spins relativos devido à probabilidade de encontrar os elétrons de spin similar próximos um do outro ser desprezível. Desse modo, o alinhamento de spins eletrônicos tende a ser energeticamente favorável. A primeira regra de Hund é baseada nessa troca de Coulomb (94). Derivamos o estudo proposto por Heisenberg e Dirac no apêndice A e encontramos o operador Hamiltoniano de Heisenberg:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.6)$$

Esta interação decai rapidamente à zero, de modo que é apreciável apenas entre sítios mais próximos e recebe o nome de interação de troca direta. $J_{i,j}$ é a integral de troca que representa a superposição das autofunções de elétrons.

A energia dos estados de dois elétrons depende do spin relativo dos elétrons. De fato, a superposição de ondas no mecanismo de troca direta permite ao elétron de um dos dois átomos saltar para o orbital do outro átomo. Se os spins destes átomos estão alinhados antiparalelamente, os elétrons poder saltar para o orbital do átomo vizinho (troca). Se os spins destes átomos vizinhos estiverem alinhados paralelamente, a troca (salto) é suprimida pelo princípio da exclusão de Pauli (94, 95), conforme ilustrado na Figura 2.6.

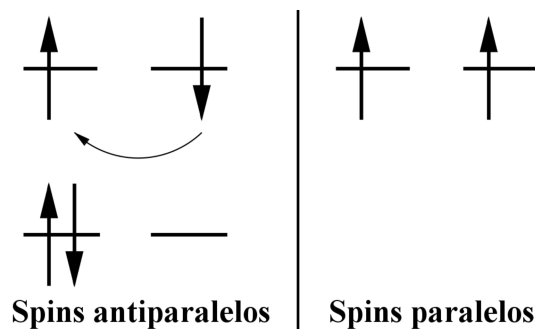


Figura 2.6 – Representação gráfica simples de troca direta. Figura adaptada de (94).

Devido à necessidade de aplicações complexas de mecânica quântica, mecânica estatística e eletromagnetismo, o tratamento analítico de tais sistemas é um grande desafio do ponto de vista teórico. Deste modo, as soluções exatas estão disponíveis apenas em alguns casos limitantes. Para um sistema com muitos spins, o número de estados discretos que o momento angular pode assumir torna-se grande, então é de se esperar que, considerando um limite clássico, os operadores de spin apresentem um contínuo de estados. Assim, o Princípio da Incerteza de Heisenberg é desprezado e podemos considerar os momentos como vetores tridimensionais (89, 93). O momento magnético eletrônico está relacionado ao momento de spin pela expressão:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{S} \quad (2.7)$$

onde $\gamma < 0$, que conforme visto anteriormente que é denominada razão giromagnética para um spin, pode também ser representada por (96):

$$\gamma = \frac{ge}{2m_e} \quad (2.8)$$

onde e é a carga do elétron e m_e é a massa do elétron.

Como estamos considerando materiais com muitos átomos e momentos localizados, somente a interação entre primeiros vizinhos é apreciável, de modo que podemos fazer a seguinte aproximação (considerando, claro, que o material seja homogêneo):

$$J_{ij} = J_{ji} = \begin{cases} J & \text{se } i, j \text{ são primeiros vizinhos} \\ 0 & \text{caso contrário.} \end{cases}$$

Desse modo, utilizando as considerações e aproximações descritas acima, podemos expressar a interação de troca como:

$$H_{Heis} = -\frac{J}{2\hbar^2\gamma^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j \quad (2.9)$$

onde o símbolo $\langle i, j \rangle$ indica que o somatório está sendo realizado apenas sobre os primeiros vizinhos. Como $J_{ij} = J_{ji}$, para não contarmos duas vezes a mesma interação, introduzimos o fator $1/2$ e fazemos o somatório considerando $j > i$. É bastante importante observar que, para $J > 0$

(ferromagnetos), esta equação será minimizada quando os momentos magnéticos estiverem alinhados paralelamente. Ou seja, é esta expressão que favorece o alinhamento dos momentos magnéticos. Se $J < 0$ os momentos se alinham antiparalelamente (antiferromagnetos) (15, 89).

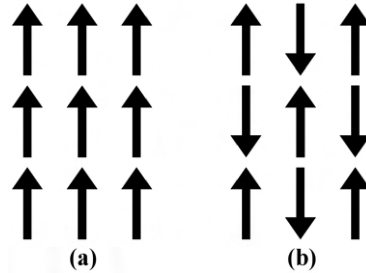


Figura 2.7 – Representação gráfica de: **a)** alinhamento ferromagnético; **b)** alinhamento antiferromagnético.

Observe também que J possui dimensão de energia. Também é muito importante mencionar que, considerando apenas esta equação, não existe uma direção específica para os momentos magnéticos se alinharem.

2.4.2 ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA

Do ponto de vista experimental, a maioria dos materiais magnéticos quase bidimensionais exibem algum tipo de anisotropia. A anisotropia magnética indica a tendência dos momentos magnéticos se alinharem numa direção específica, que é induzida devido à estrutura atômica e à assimetria da densidade de cargas no sólido. Uma maneira de introduzir anisotropia magnetocristalina no modelo de Heisenberg é levando em conta a existência de uma direção fácil ou difícil para os momentos magnéticos se alinharem (15, 17, 93). Para isso, podemos acrescentar um termo na equação (2.9) para obtermos um hamiltoniano mais genérico:

$$H_{Heis} = -\frac{J}{2\hbar^2\gamma^2} \left(\sum_{\langle i,j \rangle} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j + \sum_i \lambda (\vec{\mu}_i \cdot \hat{z})^2 \right) \quad (2.10)$$

em que λ é um termo adimensional denominado parâmetro de anisotropia e \hat{z} é a direção perpendicular ao plano da amostra. Para o caso em que $\lambda = 0$, o termo anisotrópico se anula e assim retornamos ao modelo de Heisenberg isotrópico. Para o caso em que $0 < \lambda < 1$, os momentos magnéticos tendem a se alinharem paralelamente ao plano- xy (anisotropia de plano

fácil). Para o caso em que $\lambda = 1$, temos um caso limite em que os momentos magnéticos se alinham fortemente ao plano-xy (modelo XY ou rotor planar, dependendo se a magnetização está aprisionada ao plano ou se admite-se um terceiro grau de liberdade). Finalmente, para o caso em que $\lambda < 0$, os momentos magnéticos tendem a se alinharem paralelamente ao eixo-z, ou seja, perpendicularmente ao plano-xy (anisotropia de eixo-fácil) (15, 17).

2.4.3 INTERAÇÃO DZVALOSHINSKII-MORIYA

A interação de troca direta é forte em particular para os metais 3d, devido à grande extensão comparativa da nuvem de carga de elétrons 3d. Isto implica que este tipo de interação de troca só deveria ocorrer entre momentos de spin muito próximos. Porém, em certos materiais magneticamente isolantes ocorre um mecanismo denominado Interação de Supertroca. Esta interação é caracterizada pelo fato de mesmo os íons magnéticos estarem separados por uma distância relativamente grande, a interação de troca ainda assim atua nestes materiais via um orbital intermediário (no caso dos átomos de oxigênio orbital-p). Neste caso, o acoplamento de troca entre íons magnéticos é mediada por íons não-magnéticos localizados entre eles (86, 95). Exemplo comum de supertroca é entre átomos de metal de transição ligados por um oxigênio, conforme está exemplificado na Figura 2.8. Este modelo foi proposto por Hendrik

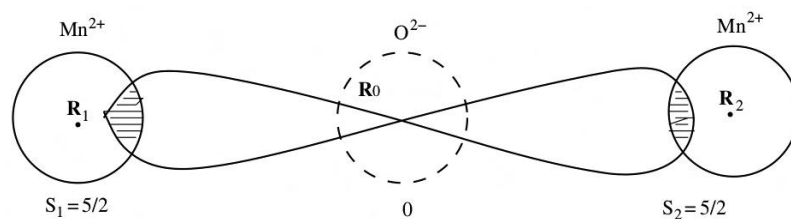


Figura 2.8 – Representação gráfica para explicar o mecanismo de supertroca. O modelo consiste em dois íons magnéticos localizados nas posições R_1 e R_2 , e um íon diamagnético localizado entre eles em R_0 . Sobreposição do orbital-p do ânion com os orbitais-d dos cátions. Figura retirada de (86).

Kramers (97), quando ele notou que em sistemas óxidos existem átomos magnéticos que interagem entre si apesar de possuírem átomos não-magnéticos entre eles. Um conjunto de regras semiempíricas deste modelo são baseados nas relações de simetria e na ocupação eletrônica dos orbitais atômicos sobrepostos. A interação de supertroca acontece devido os elétrons terem vindo do mesmo átomo doador e serem acoplados aos spins dos íons receptores (94).

Se os dois cátions mais próximos estiverem conectados em 90 graus ao ânion não-magnético, a interação pode ser ferromagnética. O acoplamento entre um íon com um orbital semi-preenchido ou completamente preenchido e outro íon com um orbital vazio, favorece a interação ferromagnética. Conforme ilustrado na Figura 2.9, no caso em que um orbital-p (oxigênio, por exemplo) está acoplado a dois orbitais-d, para spins antiparalelos nos orbitais d existem duas maneiras pelas quais dois processos consecutivos de saltos dos elétrons são possíveis. Para spins paralelos, o princípio de Pauli suprime o segundo processo de salto (94).

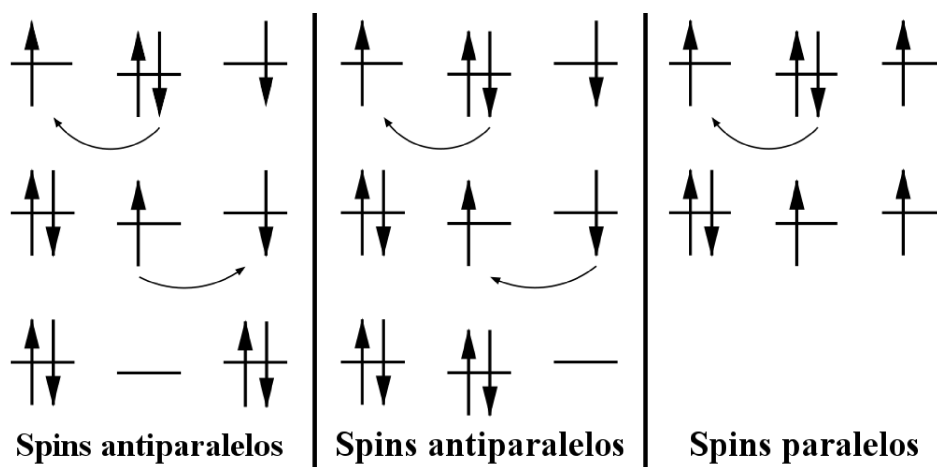


Figura 2.9 – Representação gráfica simples de supertroca. Figura adaptada de (94).

Partindo do senso de que certos cristais exibem magnetização espontânea com a magnitude de seu momento magnético extremamente pequena, Igor Dzyaloshinskii (98) desenvolveu uma teoria termodinâmica do ferromagnetismo fraco. Muitas propriedades dos ferromagnetos fracos podem ser totalmente explicadas em termos da teoria de transição de fase de Landau (99). Em seus estudos, Dzyaloshinskii constatou que o ferromagnetismo fraco é muito sensível à simetria cristalina e introduziu um termo antissimétrico na interação de troca. Os estudos anteriores ao de Dzyaloshinskii se restringiam a acoplamentos pseudo-dipolares (acoplamentos spin-órbita de segunda ordem). O modelo proposto por Dzyaloshinskii parte de fundamentos puramente simétricos, um modelo essencialmente fenomenológico. No modelo apresentado, havia um termo que permite a existência do ferromagnetismo fraco, que é expresso por $\vec{D} \cdot [\vec{S}_1 \times \vec{S}_2]$, onde \vec{D} é um vetor constante que depende da simetria do material. Os materiais considerados nesses estudos eram ferromagnetos trigonais fracos, tais como $\alpha - Fe_2O_3$, $MnCO_3$ e $CoCO_3$.

Para auxiliar na percepção da quebra de simetria, veja na Figura 2.10 ilustrações das células trigonal-hexagonais e as primitivas romboédricas de uma hematita ($\alpha - Fe_2O_3$).

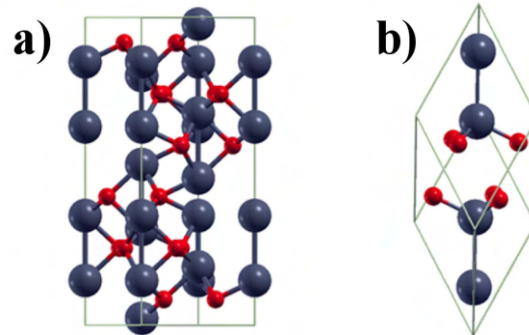


Figura 2.10 – Representação gráfica da **a)** célula unitária hexagonal e **b)** da célula primitiva de $\alpha - Fe_2O_3$.
Figura adaptada de (100).

Philip Warren Anderson (101) considerou um ponto de vista no qual os elétrons-d da rede são colocados em funções de onda assumidas como soluções exatas do problema de um único elétron-d na presença de uma rede diamagnética.

Baseado neste formalismo proposto por Anderson, Tôru Moriya (102, 103) desenvolveu uma teoria geral sobre a interação de supertroca anisotrópica considerando o acoplamento spin-órbita. Todos os estudos feitos até então consideravam apenas as interações simétricas. Moriya discutiu o acoplamento antissimétrico do ponto de vista de simetria do cristal e verificou que em cristais de alta simetria, este acoplamento desaparece. Considerando dois íons situados na célula unitária do cristal, traçou uma mediatriz entre estes íons e obteve as regras para obtenção do vetor \vec{D} . Moriya também apresenta os cálculos analíticos para a obtenção da energia de interação entre spins da rede.

Além da quebra de simetria de inversão, a interação Dzyaloshinskii-Moriya (DM) também pode ser induzida na interface de filmes magnéticos. Em nossos estudos, consideramos as interações interfaciais em filmes magnéticos ultrafinos que existem devido à troca indireta de três sítios. Destes sítios, dois deles são spins atômicos \vec{S}_1 e \vec{S}_2 pertencente à camada ferromagnética, e o terceiro sítio é um átomo vizinho (de outra camada) tendo um grande acoplamento spin-órbita (59). Esta interação resulta num vetor \vec{D}_{12} que é perpendicular a \vec{S}_1 e \vec{S}_2 . Veja a Figura 2.11. Em nossos estudos, consideramos interface de cobalto com platina. Neste caso,

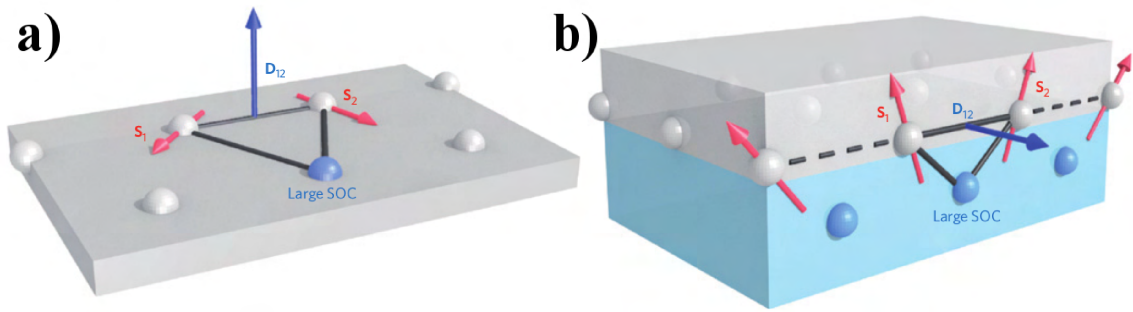


Figura 2.11 – *a)* Representação gráfica de uma interação DM gerada por troca indireta entre dois spins atômicos e um átomo com grande acoplamento spin-órbita (SOC). *b)* Interação na interface entre filmes ultrafinos entre um metal ferromagnético (representado na cor cinza) e um metal com grande acoplamento spin-órbita (representado na cor azul). Figura adaptada de (59).

os spins atômicos \vec{S}_1 e \vec{S}_2 pertencem à camada de cobalto e o átomo com grande acoplamento spin-órbita pertence à camada de platina. A interação DM entre os spins atômicos \vec{S}_1 e \vec{S}_2 , conforme previsto por Dzyaloshinskii, pode ser obtido pela expressão:

$$H_{DM} = -\vec{D}_{12} \cdot (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2) \quad (2.11)$$

Trabalhos recentes mostram em detalhes o comportamento da interação DM em diversos tipos de amostras. Hongxin Yang et al. (104) descreveram as principais características e mecanismos microscópicos da interação DM em bicamadas de *Co/Pt* utilizando cálculos de primeiros princípios. Os autores investigaram como a variação da espessura das camadas de cobalto e de platina influenciam na interação DM. Em suas simulações, consideraram que a interação DM entre spins normalizados deveria ser restrita aos vizinhos mais próximos. Deste modo, os autores reescrevem a interação DM como:

$$H_{DM} = \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{d}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j) \quad (2.12)$$

de modo que o somatório envolve os spins mais próximos dentro de uma determinada camada k e pares intercalares entre camadas acima e abaixo da camada k . Novamente, para não contarmos duas vezes a mesma interação, introduzimos o fator $1/2$ e fazemos o somatório considerando $j > i$. As contribuições das camadas acima e abaixo são muito pequenas, de modo que podem ser negligenciadas. Assim, podemos restringir o somatório apenas aos spins dentro da camada k considerada. Conforme mencionado anteriormente, o vetor da interação DM para a camada k

é dado por $\vec{d}_{ij}^k = d^k(\hat{z} \times \hat{u}_{ij})$, em que \hat{z} é um versor perpendicular à superfície da interface e \hat{u}_{ij} é um versor que une os sítios i e j de uma mesma camada. Esta expressão para o vetor \vec{d}_{ij}^k é válida para a interface Co/Pt . Veremos adiante que, para outros tipos de materiais, o vetor da interação pode ser dado por simplesmente $\vec{d}_{ij}^k = d^k \hat{u}_{ij}$. Neste mesmo trabalho os autores consideraram uma magnitude total d^{tot} para a interação DM, que deveria ser um valor próximo do somatório $\sum_k d^k$. Devido o efeito global causado pela quebra de simetria da interface, podemos considerar d^{tot} como a magnitude da interação DM concentrada em uma única camada atômica (104).

Como os autores já apresentaram a interação DM considerando vetores unitários de spin, de modo que todas as constantes provenientes dos cálculos analíticos já foram incluídas no vetor \vec{d}_{ij} , podemos reescrevê-la em termos dos versores dos momentos magnéticos:

$$H_{DM} = \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} |\vec{d}_{ij}| \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{\mu}_i \times \hat{\mu}_j) \quad (2.13)$$

em que \hat{d}_{ij} é o versor da interação DM, dado por $\hat{d}_{ij} = \vec{d}_{ij} / |\vec{d}_{ij}|$.

Em suma, podemos inferir que embora a interação de troca favoreça o alinhamento paralelo ou antiparalelo dos momentos magnéticos, a competição entre a troca e a interação DM favorece um ordenamento não-colinear. Este ordenamento não-colinear resulta em configurações quirais dos momentos magnéticos.

Trabalhos estenderam a geração da interação DM induzida por interface de filmes magnéticos únicos para multicamadas. Utilizar múltiplas camadas é mais vantajoso pois permite ajustar de maneira mais acurada a amplitude a interação quiral interfacial, aumentar a térmica dos skyrmions e, no caso da camada de cobalto “ensanduichada” por camadas de platina, evita oxidação. Outra informação que será importante posteriormente neste trabalho, é que camadas com interfaces assimétricas de $Pt/Co/Pt$ fornece interações DM interfaciais aditivas. Além disso, interfaces simétricas mostraram um cancelamento não completo da interação DM que pode levar a uma interação global muito pequena (73).

2.5 INTERAÇÃO ZEEMAN

A energia de interação entre um momento magnético μ e uma indução magnética \vec{B} tem a forma (explicações detalhadas sobre esta energia de interação são apresentadas nas referências (15, 16, 86, 105)):

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (2.14)$$

A aplicação do campo externo \vec{H} causa um torque no momento magnético $\vec{\mu}$ que tende a alinhá-lo na direção e no sentido do campo. Podemos perceber pela equação 2.14 que a energia será minimizada quando \vec{H} e $\vec{\mu}$ estiverem alinhados paralelamente.

Para um sistema com N partículas, a Hamiltoniana de Zeeman devido a um campo magnético externo \vec{H}^{ext} tem a forma:

$$H_{Zee} = -\sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_i^{ext} = -\mu_0 \sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{H}_i^{ext} \quad (2.15)$$

2.6 INTERAÇÃO DIPOLAR

A interação dipolar é uma interação de origem clássica estudada em curso de Eletromagnetismo. No Apêndice B encontramos a expressão para a indução magnética gerada por um momento de dipolo magnético num determinado local \vec{x} :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{\mu} \cdot \hat{x})\hat{x}}{|\vec{x}|^3} - \frac{\vec{\mu}}{|\vec{x}|^3} \right] = \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{x}|^3} [3(\vec{\mu} \cdot \hat{x})\hat{x} - \vec{\mu}] \quad (2.16)$$

Para um sistema com dois momentos de dipolo magnéticos $\vec{\mu}_1$ e $\vec{\mu}_2$, conforme apresentado na Figura 2.12, a energia de interação entre esses dois momentos seria dada por:

$$\begin{aligned} U = -\vec{\mu}_1 \cdot \vec{B}_2 &= -\vec{\mu}_1 \cdot \left\{ \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{r}_{12}|^3} [3(\vec{\mu}_2 \cdot \hat{r}_{12})\hat{r}_{12} - \vec{\mu}_2] \right\} \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{r}_{12}|^3} [\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 - 3(\vec{\mu}_1 \cdot \hat{r}_{12})(\vec{\mu}_2 \cdot \hat{r}_{12})] \end{aligned} \quad (2.17)$$

onde \vec{r}_{12} é a distância entre os momentos $\vec{\mu}_1$ e $\vec{\mu}_2$.

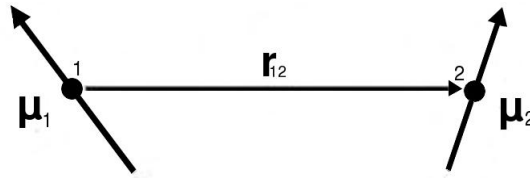


Figura 2.12 – Representação gráfica de um dipolo magnético.

Num sistema com N momentos magnéticos, a energia de interação entre um determinado momento i e os demais momentos j é representada por:

$$\begin{aligned}
 U &= \sum_i \sum_{\substack{j \\ j \neq i}} \frac{\mu_0}{4\pi |\vec{r}_{ij}|^3} [\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})] \\
 &= \sum_{\substack{i,j \\ j > i}} \frac{1}{2} \frac{\mu_0}{4\pi |\vec{r}_{ij}|^3} [\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})] \\
 &= \sum_{\substack{i,j \\ j > i}} \frac{\mu_0}{8\pi |\vec{r}_{ij}|^3} [\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})] \quad (2.18)
 \end{aligned}$$

de modo que multiplicamos por $1/2$ devido ao fato de que a energia de interação entre o momento i com j seja a mesma energia de interação entre o momento j com i .

De fato, os momentos magnéticos de um material, que estão localizados em sítios atômicos, se comportam aproximadamente como momentos de dipolo isolados (15). As distâncias relativas entre os sítios podem ser descritas pelo parâmetro de rede a_0 , de modo que podemos escrever uma Hamiltoniana para a interação dipolar dos N momentos magnéticos do material na seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 H_{dip} &= \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{\substack{i,j \\ j > i}} \frac{1}{|\vec{r}_{ij}|^3} [\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})] \cdot \frac{a_0^3}{a_0^3} \\
 &= \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{\substack{i,j \\ j > i}} \frac{a_0^3}{|\vec{r}_{ij}|^3} [\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})] \\
 &= \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{\substack{i,j \\ j > i}} \left[\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(|\vec{r}_{ij}|/a_0)^3} \right] \quad (2.19)
 \end{aligned}$$

Como o somatório engloba todos os momentos magnéticos do material (não apenas os momentos magnéticos mais próximos, como nas interações de troca e DM), dizemos que a interação dipolar é de longo alcance. Observe que esta expressão possui dois termos. O primeiro termo ($\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j$) possui um produto escalar entre momentos magnéticos que estão se interagindo e, devido este produto, obteremos uma menor energia quando estes dois momentos estiverem anti-paralelos. O segundo termo ($-3[\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij}][\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij}]$) possui produto escalar de momentos magnéticos com o vetor que os une, de modo que este segundo termo tende a alinhar estes momentos na direção deste vetor. Observe também que para pontos próximos à borda e que estão suficientemente próximos, o vetor r_{ij} que os une é aproximadamente tangente à borda. Sendo assim, a forma de um material também pode gerar um tipo de anisotropia devido à forma do material. A origem da anisotropia de forma reside na energia magnetostática, cuja principal contribuição está na forma geométrica da amostra que gera um campo desmagnetizante dentro do material, no sentido contrário à magnetização. Para mais detalhes, leia a referência (17).

2.7 CAMPO EFETIVO LOCAL

Vimos nas seções anteriores que os momentos magnéticos de um material ferromagnético estão sujeitos a várias interações que “competem entre si”. Esta “competição” influencia diretamente o comportamento dos momentos magnéticos. Claro que nem todas as interações estudadas aqui se manifestarão em qualquer material magnético. Do mesmo modo, estas não são as únicas interações que os materiais magnéticos podem manifestar. Por exemplo, o Permalloy-79 é um material magneticamente isotrópico. Isso implica que o termo anisotrópico pode ser descartado para o Permalloy. Porém, o cobalto é um material anisotrópico, então é de extrema importância levar em conta a anisotropia magnetocristalina. Se o material não for submetido a um campo magnético externo, a interação Zeeman pode ser descartada. Assim por diante.

Vamos inicialmente escrever uma Hamiltoniana geral englobando todas interações estuda-

das neste capítulo:

$$H = -\frac{J}{2\hbar^2\gamma^2} \left[\sum_{\langle i,j \rangle} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j + \sum_i \lambda (\vec{\mu}_i \cdot \hat{z})^2 \right] + \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} |\vec{d}_{ij}| \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{\mu}_i \times \hat{\mu}_j) + \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \left[\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(|\vec{r}_{ij}|/a_0)^3} \right] - \sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_i^{ext} \quad (2.20)$$

Podemos rearranjar os termos desta hamiltoniana:

$$H = -\frac{J}{2\hbar^2\gamma^2} \left[\sum_i \sum_{\langle j \rangle} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j + \sum_i \lambda (\vec{\mu}_i \cdot \hat{z})(\vec{\mu}_i \cdot \hat{z}) \right] + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{\langle j \rangle} |\vec{d}_{ij}| \frac{|\vec{\mu}|^2}{|\vec{\mu}|^2} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{\mu}_i \times \hat{\mu}_j) + \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_i \sum_{\substack{j \\ j>i}} \left[\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(|\vec{r}_{ij}|/a_0)^3} \right] - \sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_i^{ext}$$

$$H = -\sum_i \left\{ \frac{J}{2\hbar^2\gamma^2} \left[\sum_{\langle j \rangle} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j + \lambda (\vec{\mu}_i \cdot \hat{z})(\vec{\mu}_i \cdot \hat{z}) \right] - \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \left(\frac{|\vec{d}_{ij}|}{|\vec{\mu}|^2} \right) \vec{\mu}_i \cdot (\vec{\mu}_j \times \hat{d}_{ij}) + \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{\substack{j \\ j>i}} \left[\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(|\vec{r}_{ij}|/a_0)^3} \right] + \vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_i^{ext} \right\}$$

$$H = -\sum_i \vec{\mu}_i \cdot \left\{ \frac{J}{2\hbar^2\gamma^2} \left[\sum_{\langle j \rangle} \vec{\mu}_j + \lambda (\vec{\mu}_i \cdot \hat{z}) \hat{z} \right] - \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \left(\frac{|\vec{d}_{ij}|}{|\vec{\mu}|^2} \right) (\vec{\mu}_j \times \hat{d}_{ij}) + \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{\substack{j \\ j>i}} \left[\frac{\vec{\mu}_j - 3\hat{r}_{ij}(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(|\vec{r}_{ij}|/a_0)^3} \right] + \vec{B}_i^{ext} \right\} \quad (2.21)$$

Compare as equações (2.14) e (2.21). Observe que o termo entre chaves desempenha a função de uma indução magnética que interage com os momentos localizados em cada sítio atômico. Mais especificamente, podemos dizer que a presença dos efeitos quânticos, dipolar, anisotropia e campo externo aplicado no material são levados em conta por meio de um campo efetivo (\vec{H}_{eff}) que atua em cada sítio atômico i . Sendo assim, temos (15, 17):

$$\vec{H}_i^{eff} = \frac{J}{2\hbar^2\gamma^2} \left[\sum_{\langle j \rangle} \vec{\mu}_j + \lambda (\vec{\mu}_i \cdot \hat{z}) \hat{z} \right] - \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \left(\frac{|\vec{d}_{ij}|}{|\vec{\mu}|^2} \right) (\vec{\mu}_j \times \hat{d}_{ij}) + \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{\substack{j \\ j>i}} \left[\frac{\vec{\mu}_j - 3\hat{r}_{ij}(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(|\vec{r}_{ij}|/a_0)^3} \right] + \vec{B}_i^{ext} \quad (2.22)$$

2.8 EQUAÇÃO DE LANDAU-LIFSHTZ-GILBERT

Da mecânica clássica, consideremos inicialmente a equação para o movimento rotacional de um corpo rígido dada por

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{T} \quad (2.23)$$

onde \vec{L} é o momento angular de um corpo rígido em movimento rotacional e \vec{T} é o torque atuando nele. Esta equação também é válida na mecânica quântica, de modo que podemos reinterpretar \vec{L} e \vec{T} como operadores no espaço de Hilbert e assim substituir o momento angular \vec{L} pelo operador de spin \vec{S} , de modo que (96):

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{T} \quad (2.24)$$

Embora a equação (2.24) possa ser usada para uma teoria clássica de um sistema de spin, ela apresenta problemas quando uma formulação Lagrangeana das equações clássicas é usada para introduzir um termo de amortecimento nas equações de movimento (a Lagrangeana introduz variáveis dinâmicas que não são definidas para um operador de spin). Podemos contornar este problema convertendo esta equação para uma na qual a única variável dinâmica é o momento magnético de um elétron, que está relacionado ao momento de spin pela expressão (96):

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{S} \quad (2.25)$$

onde $\gamma < 0$ é a razão giromagnética para um spin do elétron (96)¹, representada por:

$$\gamma = \frac{ge}{2m_e} \quad (2.26)$$

onde $g \approx 2$ é o fator de Landé, $e = -1.6 \times 10^{-19}$ C é a carga do elétron e $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg é a massa do elétron (107).

Por motivos didáticos, vamos utilizar o valor absoluto da razão giromagnética:

$$\gamma = \frac{g|e|}{2m_e} \approx \frac{2 \cdot |-1,602 \times 10^{-19}|C}{2 \cdot 9,109 \times 10^{-31}Kg} \approx 1,76 \times 10^{11} [T.s]^{-1} \quad (2.27)$$

¹ Confira a discussão sobre esta expressão em Cohen-Tannoudji (106) pag. 450.

então, podemos reescrever a equação (2.25) como:

$$\vec{\mu} = -\gamma\vec{S} \quad (2.28)$$

Do eletromagnetismo clássico, temos que o torque exercido num momento magnético $\vec{\mu}$ por um campo magnético \vec{H} é representado por (96):

$$\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.29)$$

de modo que, utilizando as equações (2.24), (2.28) e (2.29), obtemos a evolução temporal do operador de spin:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{S}}{dt} &= \frac{d(-\frac{\vec{\mu}}{\gamma})}{dt} = -\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{H} \\ \frac{d\vec{\mu}}{dt} &= -\gamma\vec{\mu} \times \vec{H} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Este modelo dinâmico foi proposto por Landau e Lifshitz em 1935, que é constituído simplesmente de uma equação de precessão contínua. A aplicabilidade desta equação não está limitada ao torque exercido por um campo magnético externo, mas se estende a qualquer torque nos momentos magnéticos. Assim, podemos descrever a dinâmica da magnetização de um material ferromagnético utilizando o campo magnético efetivo \vec{H}_{eff} , que foi discutido na sessão anterior:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma\vec{\mu} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.31)$$

A magnetização é definida como a soma dos momentos magnéticos por unidade de volume, contido num volume considerado:

$$\vec{M} = \frac{\sum_i \vec{\mu}_i(\vec{r})}{V} = \frac{1}{V} \vec{\mu} \quad (2.32)$$

onde $|\vec{M}| = M_s$, e M_s é a magnetização de saturação para um elemento de volume considerado.

Assim, podemos reescrever a equação (2.31) em termos da magnetização:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.33)$$

No entanto, processos dissipativos ocorrem na dinâmica da magnetização. A abordagem seguida por Landau-Lifshitz consiste na introdução da dissipação de maneira fenomenológica. Porém, esta teoria apresentou problemas. Este termo acrescentado poderia ser usado quando o amortecimento era pequeno, mas encontrou obstáculos para um grande amortecimento. Uma abordagem diferente foi proposta por Gilbert em 1955, no qual observou que a equação (2.30) pode ser obtida de uma formulação Lagrangiana, onde o papel das coordenadas generalizadas é desempenhado pelas componentes do vetor de magnetização M_x , M_y , M_z e usando como ponto de partida a teoria fenomenológica de um campo de magnetização não amortecido e desacoplado, cuja base foi dada por Bloch (96, 107). Este termo de torque adicional tende a alinhar a magnetização na direção do campo efetivo (Figura 2.13), de modo que chegamos na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert dada por:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\lambda}{M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \quad (2.34)$$

onde $\lambda = \alpha \gamma M_s$ é uma constante fenomenológica característica do material e α é o parâmetro de amortecimento também característico do material.

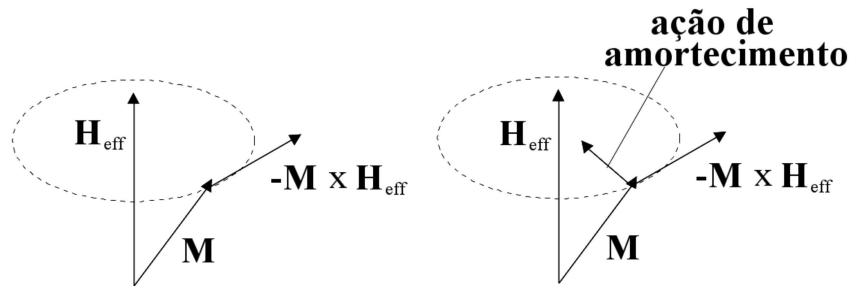


Figura 2.13 – (esquerda) Precessão giromagnética não amortecida. (direita) Precessão giromagnética amortecida. Figura adaptada da referência (107).

Assim, temos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha \gamma M_s}{M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha \gamma M_s}{M_s^2} \vec{M} \times \left(-\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Esta é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) padrão, que descreve a evolução temporal da magnetização.

A equação de LLG na qual considera os termos adicionais referentes a uma corrente polarizada em spin, aplicada num material ferromagnético, é dada por:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{1}{(1+\beta^2)} \left[\frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right] \quad (2.36)$$

e foi derivada com detalhes no Apêndice C. Temos:

$$\eta \equiv \frac{g\mu_B}{2eM_s} \text{ e } v_j \equiv \eta j_e P \quad (2.37)$$

onde P é o grau (porcentagem) de polarização (não é bem conhecida mas varia entre 0,4 e 0,7)(108), j_e é a magnitude da densidade de corrente aplicada no sistema, μ_B é o magneton de Bohr, g é o fator de Landé (que para o elétron, $g \approx 2$), e é o módulo da carga do elétron, M_s é a magnetização de saturação do material e β é a constante não adiabática. Ao aplicar uma corrente elétrica num material ferromagnético, o próprio material polariza uma porcentagem (P) dos spins dos elétrons itinerantes. Simplificando um pouco a expressão (2.36), temos:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{b_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{c_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (2.38)$$

onde $b_j = \frac{v_j}{(1+\beta^2)}$ e $c_j = \frac{\beta v_j}{(1+\beta^2)}$. Ao atravessar uma região em que se encontra a parede de domínio, o spin do elétron de condução é alinhado na direção da magnetização local. Como o spin total deve ser conservado, este momento angular tem de ser transferido à magnetização local. Este fenômeno é equivalente a um torque atuando na magnetização. Observe que b_j tem unidade de velocidade. Este termo foi proposto por Bazaliy et al. (109) e descreve o processo adiabático para os elétrons de condução fora do equilíbrio. O último termo desta equação foi proposto por S. Zhang e Z. Li (110) e representa um torque de spin não adiabático. A princípio, se pensou que o termo c_j poderia ser descartado por ser muito menor do que o termo b_j . Ao aplicar a corrente, a parede de domínio parte de uma determinada velocidade inicial e atinge uma velocidade final que se mantém constante enquanto a corrente permanece sendo aplicada (desde que a corrente também seja constante). O valor da velocidade final que a parede de domínio atinge, é controlada pelo termo c_j , de modo que este termo é importante para descrever o comportamento dinâmico da parede de domínio.

3 METODOLOGIA - MODELO COMPUTACIONAL

A simulação computacional é uma ferramenta que ajuda a explicar as observações experimentais. Porém, para que uma simulação seja válida, devemos cuidar para que as informações relacionadas ao objeto estudado sejam provenientes de fontes válidas e confiáveis, para que o uso de aproximações e suposições simplificadoras sejam adequadas quando comparado aos resultados da literatura. Os dispositivos que nos propomos a estudar, podem ser teoricamente investigados por simulação de modo a reproduzir e prever observações experimentais, utilizando inclusive os mesmos parâmetros e unidades empregados num laboratório. Isto permite que haja não apenas uma economia no tempo de pesquisa, como também reduz as despesas no processo de fabricação de um futuro dispositivo. Neste capítulo descrevemos detalhadamente a metodologia computacional que foi utilizada nas simulações e como nossos conceitos teóricos estudados anteriormente são aplicados nesta metodologia.

3.1 SIMULAÇÃO MICROMAGNÉTICA

Mesmo utilizando simulações computacionais como ferramenta de estudo, os sistemas que estamos considerando possuem uma quantidade muito grande de partículas. Simulação micromagnética é uma técnica amplamente usada para o projeto e desenvolvimento de dispositivos magnéticos, descrevendo um material através de um campo clássico de vetores de magnetização $\vec{M}(\vec{r}, t)$, que corresponde às médias espaciais dos momentos atômicos μ_j . Para realizarmos simulação micromagnética de um material ferromagnético precisamos considerar os spins do modelo de Heisenberg como vetores clássicos (15).

O método utilizado em nossas simulações é o das diferenças finitas, que particiona o sistema em grade de células, contendo em cada célula um número determinado de momentos magnéticos conforme apresentado na Fig. 3.1:

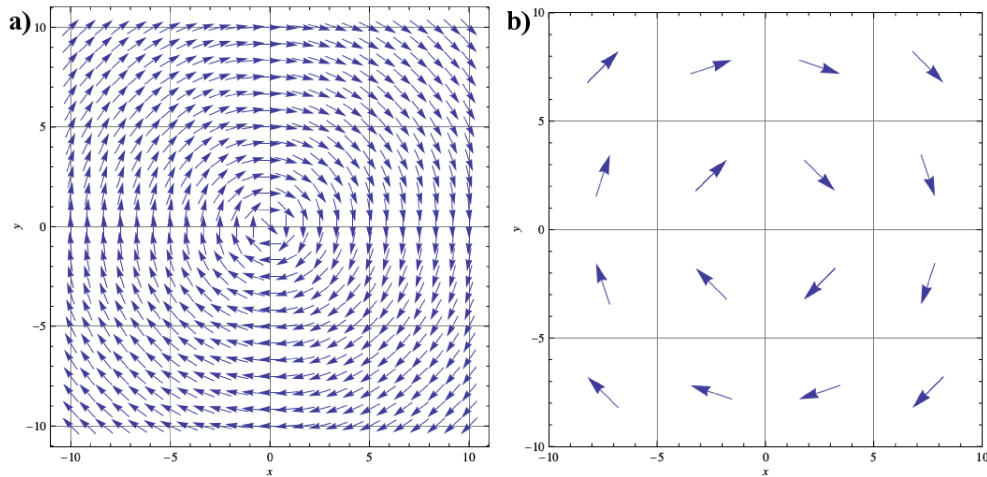


Figura 3.1 – Ilustração que representa o mecanismo usado para redefinir a magnetização em células. Em **a)** temos um sistema real constituído por muitos momentos atômicos. Em **b)** temos uma representação da discretização do sistema em células, onde cada vetor representa as médias espaciais dos momentos magnéticos. Figura adaptada de (15).

É fácil perceber que dentro de cada partição os momentos magnéticos já apontavam relativamente na mesma direção. Definimos no centro de cada célula um vetor Magnetização local M . Independente da estrutura cristalina do material, em nossa aproximação consideramos nossas células micromagnéticas cúbicas. O Permalloy-79 ($Py - 79$), por exemplo, apresenta uma estrutura FCC (cúbica de faces centradas), de modo que cada sítio possui 12 vizinhos. A princípio, podemos generalizar nosso raciocínio para qualquer rede cristalina. O volume a^3 da nova célula micromagnética deve ser pequeno o suficiente para que os momentos em seu interior estejam em média alinhados numa determinada direção e, ao mesmo tempo, grande o possível para substituir os momentos atômicos por uma função contínua (magnetização). É interessante também que o tamanho da célula micromagnética seja grande o suficiente para reduzir ao máximo o tempo de computação. Quanto maior forem as células, menos interações precisaremos calcular. Devido a seu caráter de longo alcance, a computação das interações dipolo-dipolo gasta muito tempo. Para um sistema com N dipolos é necessário calcular $N(N - 1)$ interações dipolo-dipolo (15, 17, 19).

Partindo da definição da magnetização, mostrada na equação (2.32), os momentos magnéticos das células micromagnéticas podem ser escritos como:

$$\vec{m}_i = v_{cel}\vec{M}_i = v_{cel}M_s\hat{m}_i = m_{cel}\hat{m}_i \quad (3.1)$$

onde \hat{m}_i é um versor na direção e sentido da magnetização de saturação no sítio i , v_{cel} é o volume da célula micromagnética e m_{cel} é a magnetização da célula micromagnética. Assim, assumimos que as células possuem aproximadamente o mesmo número de momentos.

3.2 HAMILTONIANA MICROMAGNÉTICA

Considerando que a partir de agora nosso sistema está discretizado em células micromagnéticas, precisamos renormalizar os termos de nossa Hamiltoniana para ficar coerente com o conceito do micromagnetismo.

3.2.1 INTERAÇÃO DE TROCA MICROMAGNÉTICA

Então, conforme mencionado acima, assumimos que as células possuem aproximadamente o mesmo número de momentos magnéticos e, além disso, estes momentos apontam na direção do versor \hat{m}_i . Assim, podemos escrever a interação de troca entre os versores dos momentos magnéticos das células micromagnéticas como:

$$H_{exc} = -\frac{J^{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j \quad (3.2)$$

onde J^{cel} é a constante de troca entre as células micromagnéticas (15, 81, 89). Considerando que nosso sistema se encontra próximo do equilíbrio, de modo que as direções dos momentos magnéticos variam suavemente, podemos escrever a Hamiltoniana de troca da seguinte maneira:

$$H_{exc} = -\frac{J^{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} (m_i^x m_j^x + m_i^y m_j^y + m_i^z m_j^z) = -\frac{J^{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left(\sum_{\alpha=1}^3 m_i^\alpha m_j^\alpha \right) \quad (3.3)$$

Consideremos \vec{r}_i e \vec{r}_j como as posições dos sítios i e j . Como as direções dos momentos magnéticos variam suavemente, podemos expandir as componentes m_j^α em uma série de Taylor

em torno de \vec{r}_i . Como $f(\vec{r}_j) = f(\vec{r}_i) + (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \cdot \vec{\nabla} f(\vec{r}_i) + (\vec{r}_j - \vec{r}_i)^2 \cdot \vec{\nabla}^2 f(\vec{r}_i) + \dots$, temos:

$$\begin{aligned} H_{exc} &= -\frac{J^{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \sum_{\alpha=1}^3 m_i^\alpha \left[m_j^\alpha(\vec{r}_i) + (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \cdot \vec{\nabla} m_j^\alpha(\vec{r}_i) + (\vec{r}_j - \vec{r}_i)^2 \cdot \vec{\nabla}^2 m_j^\alpha(\vec{r}_i) + \dots \right] \right\} \\ &= -\frac{J^{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \sum_{\alpha=1}^3 \left[m_i^\alpha m_i^\alpha + m_i^\alpha (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \cdot \vec{\nabla} m_i^\alpha + m_i^\alpha (\vec{r}_j - \vec{r}_i)^2 \cdot \vec{\nabla}^2 m_i^\alpha + \dots \right] \right\} \quad (3.4) \end{aligned}$$

O primeiro termo $m_i^\alpha m_i^\alpha$, por ser uma constante, podemos negligenciar. No segundo termo $((\vec{r}_j - \vec{r}_i) \cdot \vec{\nabla} m_i^\alpha)$, devido a simetria discretização cúbica das células, os termos com componentes cruzadas se anulam ($\vec{r}_j - \vec{r}_i = -(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$). No terceiro termo $((\vec{r}_j - \vec{r}_i)^2 \cdot \vec{\nabla}^2 m_i^\alpha)$, como estamos considerando a interação de troca apenas entre os primeiros vizinhos, $|\vec{r}_j - \vec{r}_i|$ será sempre igual ao parâmetro de rede a . Os demais termos podem ser negligenciados. Temos então:

$$\begin{aligned} H_{exc} &= -\frac{J^{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \sum_{\alpha=1}^3 m_i^\alpha a^2 \cdot \vec{\nabla}^2 m_i^\alpha \right\} = -\frac{J^{cel} a^2}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \sum_{\alpha=1}^3 m_i^\alpha \vec{\nabla}^2 m_i^\alpha \right\} \\ &= -\frac{J^{cel} a^2}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \hat{m} \cdot \vec{\nabla}^2 \hat{m} \right\} \quad (3.5) \end{aligned}$$

Vamos escrever a energia por unidade de volume h_{exc} , tal que:

$$h_{exc} = \frac{H_{exc}}{a^3} = -\frac{J^{cel} a^2}{2a^3} \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \hat{m} \cdot \vec{\nabla}^2 \hat{m} \right\} = -\frac{J^{cel}}{2a} \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \hat{m} \cdot \vec{\nabla}^2 \hat{m} \right\} = -A \sum_{\langle i,j \rangle} \left\{ \hat{m} \cdot \vec{\nabla}^2 \hat{m} \right\} \quad (3.6)$$

onde definimos a constante A como o parâmetro da rigidez de troca. Esta constante depende do material que compõe o dispositivo e varia de um material para outro. Esta constante representa a intensidade da interação de troca entre os momentos magnéticos do sólido (15). Portanto, temos:

$$J^{cel} = 2aA \quad (3.7)$$

3.2.2 IMPUREZAS MAGNÉTICAS

Citamos anteriormente que a equação do termo de troca foi aproximada considerando um material homogêneo e, com isso, o parâmetro de troca do material torna-se constante para todo o sistema. Porém, precisamos modificar o modelo de Heisenberg para ser capaz de descrever a presença de impurezas magnéticas. Para isso consideraremos um modelo simples baseado

na variação local da constante de troca, veja a figura 3.2.

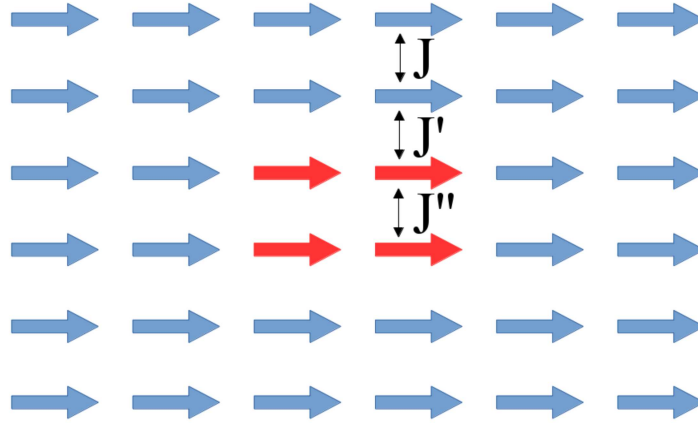


Figura 3.2 – Representação gráfica do modelo de impurezas magnéticas inseridas no sistema. As setas azuis representam os momentos magnéticos do material e as setas vermelhas representam as impurezas magnéticas inseridas.

Representamos por J a constante de troca entre momentos magnéticos do material, por J' a constante de troca que acopla um momento magnético do material e um momento magnético de uma impureza, e por J'' a constante de troca entre impurezas (16, 17). Assim, modificaremos o modelo de Heisenberg considerando estas diferentes constantes de troca:

$$H_{exc} = -\frac{J}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \frac{J'}{2} \sum_{\langle i,j' \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_{j'} - \frac{J''}{2} \sum_{\langle i',j' \rangle} \hat{m}_{i'} \cdot \hat{m}_{j'} \quad (3.8)$$

Por motivos de simplificação, utilizaremos uma constante de troca genérica J_{ij} , que pode ter três valores (J , J' ou J''), dependendo se o somatório engloba sítios da rede, impureza ou fronteira entre eles. Utilizaremos um somatório genérico $\sum_{\langle i,j \rangle}$:

$$H_{exc} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij}^{cel} \left(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j \right) \quad (3.9)$$

Para um sistema em que existem impurezas magnéticas, o parâmetro de rede a é escolhido de maneira que seu valor seja válido tanto para a rede quanto para a impureza. Assim, apenas a rigidez de troca A muda da rede para a impureza. Desse modo, temos:

$$J_{ij}^{cel} = 2aA_{ij} \quad (3.10)$$

3.2.3 INTERAÇÃO ANISOTRÓPICA MICROMAGNÉTICA

Nos cristais, existem propriedades físicas que são anisotrópicas, isto é, são diferentes em diferentes direções cristalográficas. Isso também é verdade sobre uma parte das propriedades magnéticas. O termo de anisotropia magnetocristalina deve ter a seguinte forma (86)

$$H_{anis} = - \sum_i K^{cel} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 \quad (3.11)$$

onde K^{cel} é uma constante que representa a magnitude da interação anisotrópica e tem unidade de energia. A teoria padrão da anisotropia magnetocristalina para um corpo ferromagnético rígido, com simetria cúbica e magnetostricção desprezível, utiliza uma constante de anisotropia de “deformação zero” K . Experimentos de ressonância ferromagnética (FMR) forneçam uma medida direta de K , que possui unidade de energia por volume (111). Desse modo, no nosso modelo, temos que:

$$K^{cel} = a^3 K \quad (3.12)$$

onde K é a constante anisotrópica uniaxial, que depende do material, e a é o parâmetro de rede das células micromagnéticas. É importante mencionar que, em nossos cálculos, consideramos a mesma constante anisotrópica tanto para os sítios da rede quanto para os sítios de impureza. Temos então expressão micromagnética para o modelo de Heisenberg anisotrópico na forma:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij}^{cel} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i K^{cel} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 \quad (3.13)$$

3.2.4 INTERAÇÃO DZHALOSHINSKII-MORIYA MICROMAGNÉTICA

Em seu trabalho, Yang (104) discute não apenas o comportamento detalhado da interação DM, mas também sobre como seria o tratamento micromagnético desta interação. Segundo o autor, podemos considerar o efeito global da interação DM interação através da energia micromagnética por unidade de área D . Esta constante é conhecida na literatura como o parâmetro de intensidade da interação Dzyaloshinskii-Moriya, que é proporcional à magnitude da interação

e inversamente proporcional ao número de camadas N_l e ao quadrado do parâmetro de rede a . Assim, considerando um D^{cel} como a magnitude da interação Dzyaloshinskii-Moriya que engloba constantes de normalização, temos:

$$H_{DM} = \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} D^{cel} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) \quad (3.14)$$

onde $D^{cel} = Da^2 N_l$. Temos então expressão micromagnética para o modelo de Heisenberg com interação DM na forma:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij}^{cel} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i K_i^{cel} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} D_{ij}^{cel} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) \quad (3.15)$$

de modo que, para um sistema em que existem impurezas magnéticas, podemos usar diferentes valores para a magnitude da interação DM ($D_{ij}^{cel} = D_{ij} a^2 N_l$).

3.2.5 INTERAÇÃO DIPOLAR MICROMAGNÉTICA

Estendendo agora este desenvolvimento para a interação dipolar, temos:

$$\begin{aligned} H_{dip} &= \frac{\mu_0}{8\pi a^3} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j - 3(\vec{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ &= \frac{\mu_0}{8\pi a^3} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{\{(m_{cel} \hat{m}_i) \cdot (m_{cel} \hat{m}_j) - 3[(m_{cel} \hat{m}_i) \cdot \hat{r}_{ij}][(m_{cel} \hat{m}_j) \cdot \hat{r}_{ij}]\}}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ &= \frac{\mu_0}{8\pi a^3} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[m_{cel}^2 (\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3m_{cel}^2 (\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ &= \frac{\mu_0 m_{cel}^2}{8\pi a^3} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ &= \frac{\mu_0 (M_s a^3)^2}{8\pi a^3} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ &= \frac{\mu_0 M_s^2 a^6}{8\pi a^3} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ &= \frac{\mu_0 M_s^2 a^3}{2 \cdot 4\pi} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \end{aligned}$$

$$H_{dip} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} M^{cel} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \quad (3.16)$$

onde definimos $M^{cel} = \mu_0 M_s^2 a^3 / 4\pi$ como parâmetro da interação dipolar micromagnética. Num sistema em que existem impurezas magnéticas, a magnetização de saturação possui valores diferente na rede e na impureza. Porém, em nosso trabalho, não consideraremos sistemas em que a magnetização de saturação da rede seja diferente da impureza. Podemos ainda reescrever o parâmetro da interação dipolar micromagnética em função da constante de troca da rede:

$$M^{cel} = \frac{\mu_0 M_s^2 a^3}{4\pi} = \frac{\mu_0 M_s^2 a^3}{4\pi} \cdot \frac{2aA}{2aA} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_0 M_s^2}{2A} \right) (2aA) a^2 = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\lambda_{exc}^2} J_{cel} a^2$$

$$M^{cel} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 J_{cel} \quad (3.17)$$

Temos então que a Hamiltoniana micromagnética que descreve as interações entre momentos magnéticos, sem considerar a influência de campo externo, da forma:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij}^{cel} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i K_i^{cel} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} D_{ij}^{cel} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} M^{cel} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \quad (3.18)$$

3.2.6 INTERAÇÃO ZEEMAN MICROMAGNÉTICA

Por fim, a interação Zeeman pode ser reescalada por:

$$H_{Zee} = - \sum_i \vec{m}_i \cdot \vec{B}_i^{ext} \quad (3.19)$$

Podemos adimensionalizar a indução magnética fazendo:

$$\vec{b}_i^{ext} = \frac{1}{\mu_0 M_s} \vec{B}_i^{ext} \quad (3.20)$$

onde M_s é a magnitude da magnetização de saturação da célula micromagnética e \vec{b}_i^{ext} é um vetor adimensional que aponta na direção do campo externo aplicado na amostra. Como $\vec{m} = m_{cel} \hat{m}$,

pode-se reescrever a interação como:

$$H_{Zee} = -m_{cel}\mu_0 M_s \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \quad (3.21)$$

Utilizando então uma constante Z^{cel} que representa a magnitude da interação Zeeman e tem unidade de energia, temos:

$$Z^{cel} = m_{cel}\mu_0 M_s = (M_s v_{cel})\mu_0 M_s = \mu_0 M_s^2 a^3 \quad (3.22)$$

Reescrevendo então a interação Zeeman utilizando a constante Z^{cel} :

$$H_{Zee} = -Z^{cel} \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \quad (3.23)$$

Assim, a Hamiltoniana micromagnética que descreve as interações entre momentos magnéticos, incluindo a interação Zeeman pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} H = & -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij}^{cel} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i K_i^{cel} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} D_{ij}^{cel} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} M^{cel} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i Z^{cel} \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Multiplicando a equação (3.24) por $J^{cel}/J^{cel} = 1$, onde J^{cel} é a constante de troca da rede:

$$\begin{aligned} H = & -\frac{1}{2} \cdot \frac{J^{cel}}{J^{cel}} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij}^{cel} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \frac{J^{cel}}{J^{cel}} \sum_i K_i^{cel} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{J^{cel}}{J^{cel}} \sum_{\langle i,j \rangle} D_{ij}^{cel} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) + \\ & + \frac{1}{2} \cdot \frac{J^{cel}}{J^{cel}} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} M^{cel} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \frac{J^{cel}}{J^{cel}} \sum_i Z^{cel} \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H = & J^{cel} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \frac{K_i^{cel}}{J^{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{M^{cel}}{J^{cel}} \cdot \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i \frac{Z^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right\} = J^{cel} \mathcal{H} \end{aligned} \quad (3.25)$$

3.3 CAMPO EFETIVO LOCAL MICROMAGNÉTICO

Como todas as constantes das interações (J^{cel} , J_{ij}^{cel} , K_i^{cel} , D_{ij}^{cel} , M^{cel} e Z^{cel}) da equação (3.25) apresentam dimensão de energia, [J], o termo entre chaves (\mathcal{H}) é adimensional. Assim,

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \frac{K_i^{cel}}{J^{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) + \\
&\quad + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{M^{cel}}{J^{cel}} \cdot \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i \frac{Z^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \\
&= -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \frac{K_i^{cel}}{J^{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{d}_{ij} \cdot (\hat{m}_i \times \hat{m}_j) + \\
&\quad + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{1}{J^{cel}} \cdot \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 J^{cel} \cdot \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} + \\
&\quad - \sum_i \frac{1}{J^{cel}} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 J^{cel} \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \quad (3.26)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \frac{K_i^{cel}}{J^{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \\
&\quad + \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \cdot \left[\sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{1}{8\pi} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right] \quad (3.27)
\end{aligned}$$

Vimos no capítulo anterior que a relação entre a hamiltoniana H , os i momentos magnéticos \vec{m}_i e o campo efetivo \vec{H}_i^{eff} resultante nos sítios i , é dado por $H = -\sum_i \vec{m}_i \cdot \vec{H}_i^{eff}$. Desse modo:

$$\mathcal{H} = -\sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{h}_i^{eff} \quad (3.28)$$

onde \vec{h}_i^{eff} é o campo efetivo adimensional resultante no sítio i . Observe que a relação entre \vec{H}_i^{eff} e \vec{h}_i^{eff} é dada por:

$$H_i^{eff} = \frac{J^{cel}}{m_{cel}} \vec{h}_i^{eff} \quad (3.29)$$

Podemos então rearranjar os termos da Hamiltoniana adimensional:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{\langle j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J_{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \frac{K_i^{cel}}{J_{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{\langle j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J_{cel}} \hat{m}_i \cdot (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \\
&\quad + \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \cdot \left[\sum_i \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{1}{8\pi} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right] \\
\mathcal{H} &= -\sum_i \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J_{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{K_i^{cel}}{J_{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z}) \cdot (\hat{m}_i \cdot \hat{z}) - \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J_{cel}} \hat{m}_i \cdot (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \right. \\
&\quad \left. - \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \cdot \left[\sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{1}{8\pi} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right] \right\} \\
\mathcal{H} &= -\sum_i \hat{m}_i \cdot \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J_{cel}} \hat{m}_j + \frac{K_i^{cel}}{J_{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z}) \hat{z} - \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J_{cel}} (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \right. \\
&\quad \left. - \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \cdot \left[\sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{1}{8\pi} \frac{[\hat{m}_j - 3\hat{r}_{ij}(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \vec{b}_i^{ext} \right] \right\} = -\sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{h}_i^{eff} \tag{3.30}
\end{aligned}$$

Assim, o campo efetivo adimensional resultante no sítio i , \vec{h}_i^{eff} , é dado por:

$$\begin{aligned}
\vec{h}_i^{eff} &= \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J_{cel}} \hat{m}_j + \frac{K_i^{cel}}{J_{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z}) \hat{z} - \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J_{cel}} (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \\
&\quad - \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \cdot \left[\sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{1}{8\pi} \frac{[\hat{m}_j - 3\hat{r}_{ij}(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \vec{b}_i^{ext} \right] \tag{3.31}
\end{aligned}$$

3.4 EQUAÇÃO DE MOVIMENTO

Análogo ao que fizemos para a Hamiltoniana, também precisamos encontrar uma equação dinâmica adimensional, considerando agora as células micromagnéticas. Na seção 2.8, encontramos a seguinte equação dinâmica:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left[\frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right]$$

Detalhes relacionados à adimensionalização da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert estão

expostos no apêndice (D).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = & -\frac{1}{(1+\alpha^2)} \left\{ \hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} + \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff}) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{(1+\beta^2)} \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \left[(\beta - \alpha) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + (\alpha\beta + 1) \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.32)$$

onde (3.32) é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional e a é o parâmetro de rede. Observe que o termo $a\omega_0$ tem dimensão de inverso de velocidade, de modo que a expressão $(\frac{v_j}{a\omega_0})$ é adimensional.

Para escolhermos a dimensão da célula micromagnética, precisamos analisar três constantes. A primeira delas é o comprimento de troca λ_{exc} , que representa o “alcance” da interação de troca, dado por: (19).

$$\lambda_{exc} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (3.33)$$

de modo que M_s é a magnetização de saturação e A é a rigidez da constante de troca. Outra constante a ser analisada é o parâmetro de largura da parede de domínio de Bloch Δ , dado por:

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (3.34)$$

onde K é a constante anisotrópica magnetocristalina. Pelo fato do parâmetro de largura da parede de domínio de Bloch Δ levar em conta a constante anisotrópica magnetocristalina, a análise deste parâmetro só será útil para materiais magneticamente anisotrópicos. A última constante a ser analisada é o comprimento associado à interação DM ξ , dado por:

$$\xi = \frac{2A}{D} \quad (3.35)$$

onde D é a constante de intensidade da interação DM. Pelo fato do comprimento associado à interação DM ξ levar em conta a constante de intensidade da interação DM, a análise deste parâmetro só será útil em materiais que apresentam interação DM (112).

3.5 INTEGRAÇÃO NUMÉRICA

Na seção anterior encontramos a equação de LLG adimensional, a fim de torná-la integrável do ponto de vista computacional. Existem vários métodos numéricos capazes de resolver equações diferenciais não-lineares ordinárias. Neste trabalho utilizamos um método de predição-correção e o método de Runge-Kutta. Escolhemos estes métodos por serem suficientemente precisos e relativamente fáceis de implementar computacionalmente (17, 19).

A equação de LLG adimensional possui a seguinte estrutura:

$$\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = \vec{f}(\hat{m}_x, \hat{m}_y, \hat{m}_z, \tau) \quad (3.36)$$

de modo que podemos reescrevê-la separando nas coordenadas espaciais

$$\begin{cases} \frac{\partial m_i^x}{\partial \tau} = f^x(\hat{m}_x, \hat{m}_y, \hat{m}_z, \tau) \\ \frac{\partial m_i^y}{\partial \tau} = f^y(\hat{m}_x, \hat{m}_y, \hat{m}_z, \tau) \\ \frac{\partial m_i^z}{\partial \tau} = f^z(\hat{m}_x, \hat{m}_y, \hat{m}_z, \tau) \end{cases}$$

Como existem N sítios para integrar nesse sistema, para integrar a equação proposta temos que especificar $3N$ condições iniciais

$$m_i^a(\tau_0) = m_i^{a0} \quad (3.37)$$

onde a se refere às coordenadas x , y e z .

Pretendemos determinar os valores aproximados de m_i^a nos instantes $\tau_n = \tau_0 + n\Delta$, onde $n = 1, 2, \dots, N$ e Δ é o incremento de tempo ($\partial \tau \rightarrow \Delta$). Para evoluir nossa equação no tempo de τ_n para τ_{n+1} utiliza-se o seguinte procedimento:

$$m_{n+1}^a = m_n^a + \frac{\Delta}{6}(K_{n,1}^a + 2K_{n,2}^a + 2K_{n,3}^a + K_{n,4}^a) \quad (3.38)$$

onde

$$\begin{cases} K_{n,1}^a = f^a(m_n^a, \tau_n) \\ K_{n,2}^a = f^a(m_n^a + 0,5\Delta K_{n,1}^a, \tau_n + 0,5\Delta) \\ K_{n,3}^a = f^a(m_n^a + 0,5\Delta K_{n,2}^a, \tau_n + 0,5\Delta) \\ K_{n,4}^a = f^a(m_n^a + \Delta K_{n,3}^a, \tau_n + \Delta). \end{cases}$$

Primeiramente supomos uma configuração inicial. Calculamos então o campo efetivo dessa configuração e os coeficientes $K_{n,1}$ são determinados. Antes que um passo de tempo seja dado, os campos efetivos intermediários e os coeficientes $K_{n,2}$, $K_{n,3}$ e $K_{n,4}$ são computados. Utilizamos este método de Runge-Kutta (método de passo simples) como método de partida.

Posteriormente (para as demais configurações) utilizamos método de previsão e correção de Adams-Bashforth-Moulton, que utiliza informação de alguns passos além do antecessor para obter a nova configuração (método de passos múltiplos). Como agora, após aplicar o método de Runge-Kutta, conhecemos as configurações m_{n-3}^a , m_{n-2}^a , m_{n-1}^a e m_n^a e calculamos f_{n-3}^a , f_{n-2}^a , f_{n-1}^a e f_n^a .

Em seguida, utilizamos o algoritmo de Adams-Bashforth (previsão):

$$m_{n+1}^a = m_n^a + \frac{\Delta}{24}(55f_n^a - 59f_{n-1}^a + 37f_{n-2}^a - 9f_{n-3}^a) \quad (3.39)$$

obtendo agora as configurações m_{n+1}^a e calculamos f_{n+1}^a . Logo após utilizamos o algoritmo de Adams-Moulton (correção):

$$m_{n+1}^a = m_n^a + \frac{\Delta}{24}(9f_{n+1}^a + 19f_n^a - 5f_{n-1}^a + f_{n-2}^a) \quad (3.40)$$

que obtém um valor mais preciso da próxima configuração do momento m_{n+1}^a .

O motivo de usar o Runge-Kutta apenas como método de partida e depois mudar para Adams-Bashforth-Moulton é o fato do método Runge-kutta de quarta ordem exigir quatro cálculos do campo efetivo em cada passo, enquanto o método de previsão e correção exige apenas dois. Vale lembrar que cálculo do campo efetivo é demorado devido ao caráter de longo alcance do campo dipolar.

Vários programas podem ser utilizados para resolver a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, porém optamos por desenvolver e utilizar em nossas simulações um código computacional próprio, escrito na linguagem Fortran-90. Nosso código micromagnético vem sendo desenvolvido e utilizado por nosso grupo há pelo menos 10 anos, de modo que nos sentimos mais confortáveis de usar e incluir implementações em nosso código. Desse modo, sabemos exatamente o que estamos fazendo, uma vez que temos total controle sobre cada alteração. É importante mencionar também que cada integrante do grupo é responsável por aperfeiçoar parte do código. Outro motivo para desenvolver e implementar nosso código é visando disponibilizá-lo como código aberto no futuro.

Algumas de minhas principais contribuições para o programa foram:

- Implementação do termo de corrente na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, juntamente com outros alunos do grupo que também utilizaram esta ferramenta.
- Para realizar as simulações, precisamos definir para o programa as dimensões e formas das amostras que serão estudadas. Quando a simulação envolve geometrias simples, é relativamente simples definir este sistema. Porém quando a geometria do material possui vários detalhes, como é o caso das MRAMs de três terminais por exemplo, descrever geometricamente estes dispositivos para o programa não é uma tarefa simples. Muitos códigos sequer oferecem as geometrias mais simples, fica como responsabilidade de quem está fazendo a simulação criar estas geometrias. Em nosso código, já existiam algumas geometrias prontas. Acrescentei várias novas geometrias, que são facilmente acessadas pelo arquivo de entrada. Basta escolher a geometria desejada.
- Facilitação do acesso. Organizei o programa de maneira que a pessoa não precisa modificar nada no código se não quiser, todas as informações necessárias para realizar as simulações podem ser acessadas pelos arquivos de entrada.
- Pensando no grande volume de informações necessárias para realizar as simulações e considerando que novos alunos, principalmente os de mestrado, não têm muito tempo para programar, fiz um manual de instruções para o programa.

- Construção de um programa a parte usando a linguagem PovRay, capaz de criar imagens baseado nos arquivos de saída do programa principal. A maioria das imagens apresentadas nos resultados desta tese foram criadas utilizando este código.

3.6 Skyrmion

Os skyrmions magnéticos são texturas de spin topologicamente estáveis encontradas em vários materiais magnéticos. Além de serem estáveis, são caracterizadas por terem vida útil longa. A topologia estuda propriedades do espaço que se preservam sob deformações contínuas como esticar e dobrar, sem, no entanto, cortar ou colar. Se um determinado objeto O_1 pode ser deformado continuamente até atingir a forma de um outro objeto O_2 , dizemos que estes dois objetos O_1 e O_2 pertencem a um mesmo setor homotópico. Estes gêneros são topologicamente desconectados, de modo que os objetos de um gênero não podem ser continuamente distorcidos até atingir um do outro gênero sem violar a condição de energia finita.

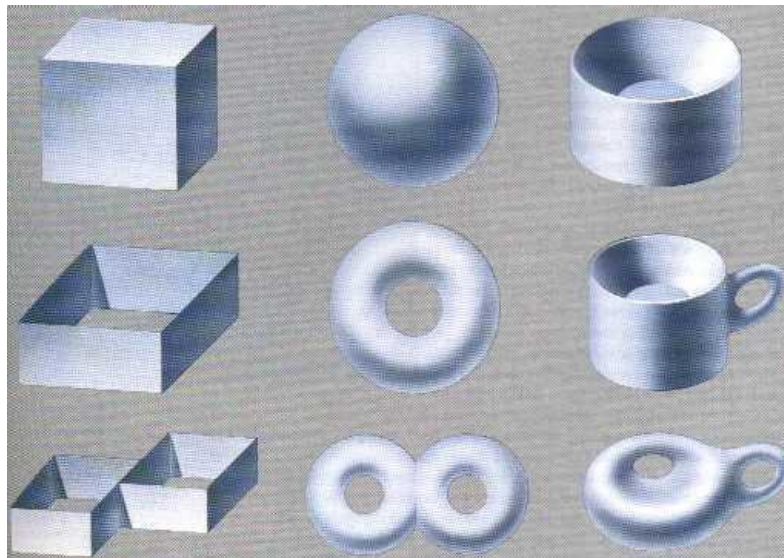


Figura 3.3 – Representação gráfica de objetos topologicamente equivalentes separados por gênero. Na primeira linha estão representados objetos que não apresentam buraco (Gênero 0), enquanto na segunda e terceira linhas, estão representados objetos com um (Gênero 1) e dois (Gênero 2) buracos, respectivamente. Os objetos de uma mesma linha pertencem ao mesmo setor homotópico.

Figura retirada de (95).

Projeção estereográfica é um mapeamento que projeta uma esfera em um plano. Esta ferramenta é bastante utilizada em cartografia por projetar geometricamente pontos da superfície da Terra sobre um plano tangente a ela. Este tipo de projeção preserva os ângulos nos quais as curvas se encontram. Podemos determinar a forma de excitações topológicas através da projeção estereográfica.

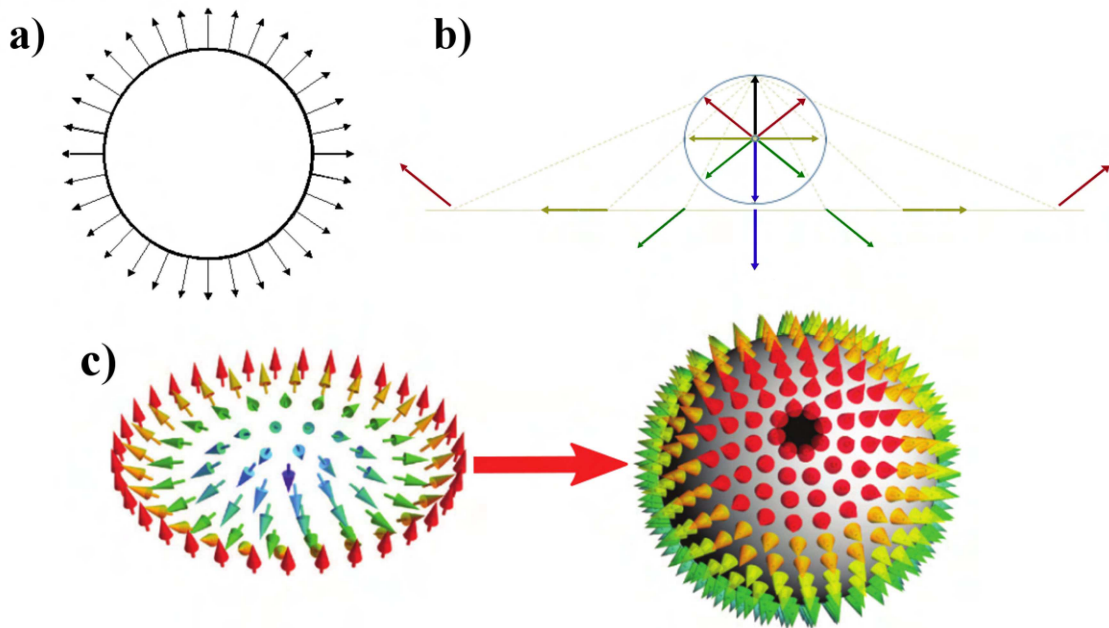


Figura 3.4 – Representação gráfica de **a)** corte transversal de uma superfície de linha contínua de modo que os vetores indicam a direção do campo nos pontos ao longo da superfície de uma esfera, **b)** um esquema de projeção estereográfica e **c)** um mapeamento da configuração skyrmion para a esfera unitária. Figura adaptada de (95, 113).

Na Figura 3.4 está representado o esquema de uma projeção estereográfica a partir de vetores que indicam a direção do campo nos pontos ao longo da superfície de uma esfera. Os setores homotópicos são definidos por um índice ou “carga” topológica S , que se mantém invariante no tempo. A carga topológica mede quantas vezes o espaço interno é mapeado no espaço físico. Assim, por exemplo, se a esfera da Figura 3.4 for mapeada apenas uma vez, obteremos uma configuração de carga $S = 1$ e se for mapeado duas vezes, obteremos um configuração de carga $S = 2$, conforme pode ser visto na Figura 3.5.

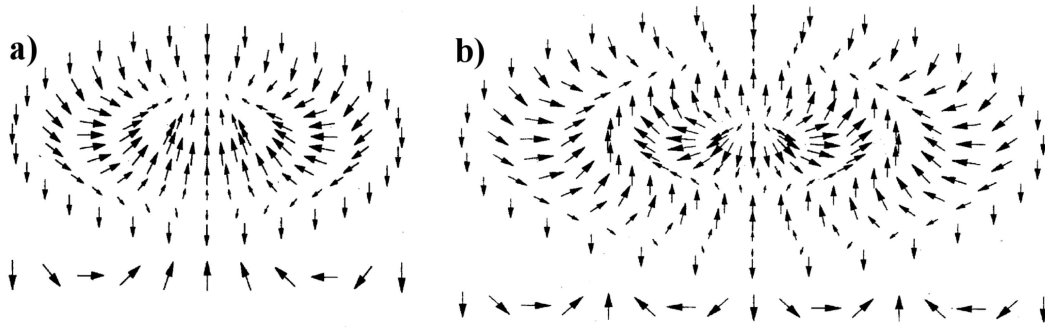


Figura 3.5 – Distribuição de vetores em um cristal de soluções topológicas com **a)** $S = 1$ e **a)** $S = 2$. Figura adaptada de (114).

Para um mapeamento feito a partir de superfície esférica, podemos afirmar que o skyrmion carrega uma carga topológica característica S dada por:

$$S = \frac{1}{4\pi} \int \int \vec{n} \cdot \left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{n}}{\partial y} \right) dx dy \quad (3.41)$$

de modo que, para uma área de superfície A , \vec{n} é o vetor de magnetização normalizado e x e y são as coordenadas espaciais. Ou seja, S conta quantas vezes a \vec{n} envolve a esfera unitária (quantas vezes a esfera unitária é mapeada). Levando em conta a simetria do skyrmion, podemos escrever o vetor de magnetização normalizado \vec{n} em coordenadas esféricas (63):

$$\vec{n}(\vec{r}) = (\cos\Phi(\phi)\text{sen}\Theta(r), \text{sen}\Phi(\phi)\text{sen}\Theta(r), \cos\Theta(r)) \quad (3.42)$$

onde $\Theta(r)$ é o ângulo entre o vetor de magnetização em cada ponto da região de skyrmion e o eixo- z , $\Phi(\phi)$ é o ângulo entre a projeção da magnetização do skyrmion no plano x - y e no eixo- x , e \vec{r} é a coordenada polar $\vec{r} = (r\cos\phi, r\text{sen}\phi)$. Assim, podemos reescrever a equação (3.41) em coordenadas esféricas (63):

$$S = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{d\Theta(r)}{dr} \text{sen}\Theta(r) dr \int_0^{2\pi} \frac{d\Phi(\phi)}{d\phi} d\phi = \frac{1}{4\pi} [-\cos\Theta(r)]_{r=0}^{r=\infty} [\Phi(\phi)]_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \quad (3.43)$$

Agora vamos supor que a esfera seja mapeada apenas uma vez, assim como representado na Figura 3.5 **a)**. Observe que no centro do skyrmion, ou seja, em $r = 0$, a magnetização aponta no sentido positivo do eixo- z . Temos então $\Theta(0) = 0$. Em contrapartida, fora da região compreendida pelo skyrmion, ou seja, em $r \rightarrow \infty$, a magnetização aponta no sentido negativo do eixo- z .

Temos então $\Theta(\infty) = \pi$. Assim, $[-\cos\Theta(r)]_{r=0}^{r=\infty} = -[\cos(\pi) - \cos(0)] = -[(-1) - (1)] = -(-2) = 2$. Então, para o caso em que mapeamos apenas uma vez a esfera unitária:

$$S = \frac{1}{4\pi} \cdot (2) \cdot [\Phi(\phi)]_{\phi=0}^{\phi=2\pi} = \frac{1}{2\pi} [\Phi(\phi)]_{\phi=0}^{\phi=2\pi} = m \quad (3.44)$$

onde $m = [\Phi(\phi)]_{\phi=0}^{\phi=2\pi} / 2\pi$ é definido como vorticidade do skyrmion (63). Existem várias soluções para $\Phi(\phi)$. A helicidade é definida pela fase γ , de modo que sua relação com a vorticidade é dada por:

$$\Phi(\phi) = m\phi + \gamma \quad (3.45)$$

Na Figura 3.6 estão representados os vários tipos possíveis de estrutura de skyrmion correspondentes a diferentes valores de vorticidade m e helicity γ (63).

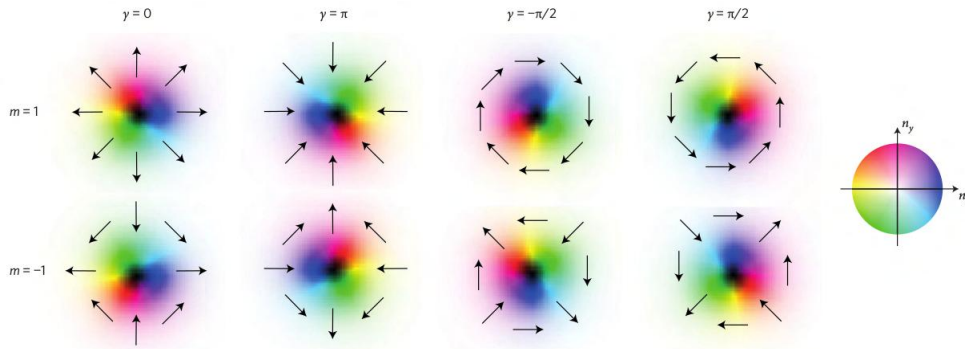


Figura 3.6 – Estruturas de skyrmion para diferentes valores de vorticidade e helicidade. As setas indicam a direção da componente da magnetização no plano e as cores indicam a componente normal ao plano (branco para cima e preto para baixo). Figura retirada de (63)

Se a vorticidade é negativa, a quasipartícula é denominada anti-skyrmion. Assim, temos então para o caso considerado em que a esfera seja mapeada apenas uma vez e $m = +1$:

$$S = \frac{1}{2\pi} [\Phi(\phi)]_{\phi=0}^{\phi=2\pi} = \frac{1}{2\pi} \{ [(+1) \cdot 2\pi + \gamma] - [(+1) \cdot 0 + \gamma] \} = \frac{1}{2\pi} \{ 2\pi \} = 1 \quad (3.46)$$

Dizemos então que skyrmions magnéticos são configurações de spin topologicamente estáveis pois um único skyrmion carrega uma carga quantizada de $S = +1$ que não varia enquanto se propaga em velocidade constante. De fato, para passar de uma configuração com uma certa carga topológica para outra, com carga topológica diferente, exige alto custo energético.

Conforme dito anteriormente, no skyrmion do tipo Bloch, os momentos giram nos planos tangenciais, ou seja, perpendiculares às direções radiais. Enquanto isso, num skyrmion do tipo Néel os momentos giram nos planos radiais do núcleo para a periferia. Seja \hat{r}_{ij} o vetor unitário que une os sítios i e j na mesma camada, sendo $\hat{d}_{ij} = \hat{r}_{ij}$, os skyrmions formados serão do tipo Bloch. Tais vórtices de Bloch foram observados em magnetos quirais. Em sistemas magnéticos de multicamadas contendo a interface entre uma camada ultrafina magnética e uma camada adjacente com forte de acoplamento spin-órbita, a relação entre os versores é tal que $\hat{d}_{ij} = \hat{r}_{ij} \times \hat{z}$, onde \hat{z} é um versor perpendicular à superfície multicamada. Estes sistemas magnéticos favorecem a nucleação dos skyrmions de Néel (“hedgehog”), que é a configuração considerada neste trabalho. Ou seja, o tipo de skyrmion que o material apresentará depende de sua formação cristalina (79). A constante D da interação Dzyaloshinskii-Moriya pode ser positiva ou negativa. Para um skyrmion tipo Bloch, $D < 0$ produz uma estrutura com rotação no sentido horário, enquanto $D > 0$ produz uma estrutura com rotação no sentido anti-horário. Para um skyrmion tipo Néel, $D < 0$ produz uma estrutura com fluxo radial interno, enquanto $D > 0$ produz uma estrutura com fluxo radial externo (79).

Thiele (115) propôs integrais que simplificam o cálculo das propriedades dinâmicas do domínio magnético, derivadas da equação LLG, que facilitam muito o cálculo de algumas das propriedades dinâmicas dos skyrmions. Na presença de uma corrente elétrica, várias forças atuam na estrutura do skyrmion. Usando uma generalização do método proposto por Thiele e assumindo que sua estrutura não modifica durante movimento, temos que a equação que descreve aproximadamente uma configuração magnética sob influência de uma corrente de spin polarizada, é baseada em duas forças topológicas:

$$\vec{G} \times (\vec{v} - \vec{u}) + \mathfrak{D}(\beta\vec{u} - \alpha\vec{v}) = 0 \quad (3.47)$$

onde o primeiro termo dessa soma $\vec{F}_G = \vec{G} \times (\vec{v} - \vec{u})$ se refere à contribuição da força giroscópica (força de Magnus), e o segundo termo $\vec{F}_D = \mathfrak{D}(\beta\vec{u} - \alpha\vec{v})$ representa contribuição das forças dissipativas. Consideramos aqui que o sistema é infinito, ou seja, o skyrmion não sofre influência das bordas e não existem forças capazes de aprisioná-lo (impurezas, por exemplo) (71).

A força dissipativa (ou força de arrasto) é derivada do termo de amortecimento. Esta força tende a arrastar o skyrmion numa direção paralela à corrente de spin. Os vetores $\vec{u} = (u, 0)$ e \vec{v} representam, respectivamente, a velocidade do elétron de condução e a velocidade do skyrmion. \mathfrak{D} é o tensor dissipativo, dado por:

$$\mathfrak{D} = 4\pi \begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} \\ D_{yx} & D_{yy} \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

onde $D_{ij} = D\delta_{ij}$ devido à simetria da configuração do skyrmion (116).

O termo giroscópico, também conhecido como força de Magnus, empurra o skyrmion numa direção perpendicular ao seu movimento. Quando um elétron se move na através de um skyrmion, seu momento magnético gira para se ajustar à estrutura de spin local. Esse giro do momento magnético do elétron itinerante altera a direção de seu deslocamento e empurra o elétron e o skyrmion em direções opostas (117). Veja a Figura 4.25.

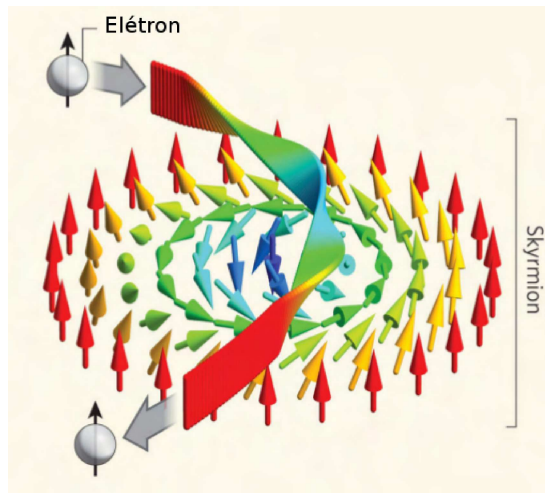


Figura 3.7 – Representação esquemática da mudança na direção da órbita eletrônica durante a passagem através do skyrmion. Figura adaptada de (117).

Este termo é comumente chamado de força de Magnus devido ao seu efeito ser semelhante ao fenômeno observado na dinâmica de objetos em fluidos. Quando um objeto giratório se move através de um fluido, seu caminho é desviado devido à diferença da velocidade do ar em diferentes pontos do objeto. Segundo Jonietz, enquanto a corrente de um lado do skyrmion é reforçada, do outro é diminuída. O vetor $\vec{G} = (0, 0, 4\pi S)$ é chamado vetor de acoplamento giromagnético,

onde S é a carga topológica. A competição entre o termo giroscópico e o termo dissipativo, causam uma deflexão na trajetória do skyrmion. Considerando algumas aproximações, podemos representar as componentes da velocidade do skyrmion como:

$$\begin{aligned} v_x &= u \frac{\alpha\beta + 1}{\alpha^2 + 1} \\ v_y &= u \frac{\beta - \alpha}{\alpha^2 + 1} \end{aligned} \quad (3.49)$$

de modo que, o ângulo de deflexão Ω é tal que (71)

$$\Omega = \tan^{-1} \left(\frac{v_x}{v_y} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{\beta - \alpha}{\alpha\beta + 1} \right). \quad (3.50)$$

Por esta equação, é fácil perceber que não haverá deflexão se $\beta = \alpha$. Para mais detalhes, recomendo a referência (118).

4 *RESULTADOS E DISCUSSÕES*

Neste capítulo são apresentados os resultados referentes à dinâmica da magnetização em sistemas magnéticos nanoestruturados, obtidos em nossas simulações. Este capítulo está dividido em três partes, cada um referente às estruturas estudadas. Na primeira parte estudamos as interações dipolo-dipolo interpartículas em matrizes de nano-elipses de domínio único feitas de Permalloy-79. Na segunda parte estudamos a atração e o aprisionamento da parede de domínio por “anti-notches” quadrados. Ao mapear as melhores geometrias, de modo a obter um controle acurado da parede de domínio, propomos uma memória de acesso aleatória magnetorresistiva baseada em parede de domínio de três terminais. Na terceira e última parte, calibramos nosso programa para que fosse possível estudar o controle do movimento de Skyrmion numa nanofita de *Co/Pt*. O estudo das interações interpartículas em matrizes de nano-elipses e do controle da dinâmica da parede de domínio por “anti-notches” resultaram na publicação de dois artigos (119, 120). O controle da dinâmica de skyrmions em nanofitas de *Co/Pt*, por se tratar de um assunto ainda em aberto, não foram publicados até então.

Materiais ferromagnéticos apresentam uma susceptibilidade magnética significativa mesmo na ausência de campo aplicado. Assim, o ordenamento espontâneo pode ser entendido supondo a existência de um campo magnético interno muito forte de modo que, abaixo de uma temperatura crítica, os momentos magnéticos desses materiais se alinham paralelamente devido a este intenso campo interno e divide-se espontaneamente em várias regiões denominadas domínios magnéticos. Dentro de cada domínio os momentos magnéticos se encontram praticamente alinhados na mesma direção, mas de um domínio para outro a direção do momento magnético resultante tem orientação diferente. Essa transição não acontece de maneira abrupta, sendo que

entre um domínio e outro existe uma região de transição chamada parede de domínio.

De fato, a Hamiltoniana de troca conforme apresentada na equação (2.9) será minimizada apenas quando os momentos magnéticos próximos estiverem alinhados paralelamente. Para amostras suficientemente pequenas, suas dimensões fazem com que a configuração magnética de monodomínio seja energeticamente mais favorável. Observa-se então que, na competição entre as interações presentes na amostra, a interação de troca “domina” perante a energia dipolar. Conforme as dimensões da amostra aumentam, a interação dipolar, que é de longo alcance, passa a ser dominante e a configuração de menor energia tende para um sistema com mais de um domínio magnético. Assim, a competição entre as interações de troca e dipolar favorece o desalinhamento interno dos dipolos, enquanto na borda do material os dipolos tendem a se alinhar completamente. As demais interações (anisotrópica, Zeeman e Dzyaloshinskii-Moriya) competirão com as interações de troca e dipolar a fim de definir as configurações de domínio. Mais detalhes sobre a formação de paredes de domínio podem ser encontrados em (17, 19, 81). Neste capítulo detalharemos o modelo teórico e computacional adequado para cada sistema proposto.

4.1 RESULTADOS: MATRIZ DE NANO-ELIPSES

Neste tópico consideramos matrizes finas (filmes finos) de elipses feitas de Permalloy-79 ($P_y - 79$) com dimensões tais que o estado magnético de uma nano-elipse isolada é um domínio único.

Conforme mencionado anteriormente, materiais ferromagnéticos apresentam uma susceptibilidade magnética significativa mesmo na ausência de campo aplicado. Assim, o ordenamento espontâneo pode ser entendido supondo a existência de um campo magnético interno muito forte de modo que, abaixo de uma temperatura crítica, os momentos magnéticos desses materiais se alinham paralelamente devido a este intenso campo interno e divide-se espontaneamente em várias regiões denominadas domínios magnéticos. Dentro de cada domínio os momentos magnéticos se encontram praticamente alinhados na mesma direção, mas de um domínio para

outro a direção do momento magnético resultante tem orientação diferente. Essa transição não acontece de maneira abrupta, sendo que entre um domínio e outro existe uma região de transição chamada parede de domínio.

Estamos interessados em um modelo que descreva bem materiais isotrópicos, pois o Permalloy apresenta anisotropia magnetocristalina desprezível. Além disso, consideramos também que nossas elipses não possuem impurezas magnéticas. Desse modo, a Hamiltoniana que descreve a matriz de nano-elipses de domínio único Permalloy precisa conter as interações de troca, Zeeman e dipolo-dipolo:

$$H = J^{cel} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \left[\frac{1}{8\pi} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right] \right\} \quad (4.1)$$

onde \hat{m}_i e \hat{m}_j são vetores unitários que representam os momentos magnéticos localizados nos locais i e j , r_{ij} é a distância entre eles e a representa o parâmetro da rede. Observe que o termo J_{ij}^{cel}/J^{cel} também foi suprimido. Como o sistema não possui impurezas, J_{ij}^{cel} terá apenas um valor, que é a constante de troca da rede (J^{cel}). Sendo assim, $J_{ij}^{cel}/J^{cel} = 1$. Então, a hamiltoniana adimensional fica:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \left[\frac{1}{8\pi} \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right] \\ \mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \left[\frac{1}{8\pi} \sum_i \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} - \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right] \\ \mathcal{H} &= -\sum_i \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \left[\frac{1}{8\pi} \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij}) - (\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j)]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} + \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} \right] \\ \mathcal{H} &= -\sum_i \hat{m}_i \cdot \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_j + \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \left[\frac{1}{8\pi} \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \hat{m}_j]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} + \vec{b}_i^{ext} \right] \right\} \quad (4.2) \end{aligned}$$

A partir da equação (4.2), considerando a expressão $\mathcal{H} = -\sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{h}_i^{eff}$, o campo efetivo

adimensional resultante no sítio i , \vec{h}_i^{eff} , é dado por:

$$\vec{h}_i^{eff} = \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_j + \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \left[\frac{1}{8\pi} \sum_{j>i} \frac{[3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \hat{m}_j]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} + \vec{b}_i^{ext} \right] \quad (4.3)$$

Foram utilizados os parâmetros para Permalloy-79 ($Ni_{79}Fe_{21}$): magnetização de saturação $M_s = 8,6 \times 10^5 A/m$, constante de rigidez de troca $A = 1,3 \times 10^{-11} J/m$ e parâmetro de amortecimento $\alpha = 0,01$. Na abordagem micromagnética, as constantes de interação não dependem apenas dos parâmetros do material, mas também da maneira pela qual o sistema é particionado nas células. O tamanho da célula micromagnética é escolhido com base no comprimento de troca:

$$\lambda_{exc} = \sqrt{\left(\frac{2A}{\mu_0 M_s^2} \right)} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot 1,3 \times 10^{-11} J/m}{4\pi 10^{-7} J/(A^2 m) \cdot (8,6 \times 10^5 A/m)^2} \right)} \approx 5,3 nm \quad (4.4)$$

Cada célula possui um momento magnético efetivo $\vec{m}_i = (M_s v_{cel}) \hat{m}_i$. Para o caso em que o sistema é discretizado em células cúbicas $v_{cel} = a^3$, tal como utilizado neste trabalho, o $J^{cel} = 2aA = 1,3 \times 10^{-19} J$ e $(a/\lambda_{exc})^2 = (5nm/5,3nm)^2 \approx 0,89$. O tamanho da célula utilizado nas simulações foi $v_{cel} = 5 \times 5 \times 5 nm^3$.

Os resultados da simulação micromagnética foram obtidos usando nosso próprio código computacional, que resolve a versão adimensional da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG):

$$\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = -\frac{1}{(\alpha^2 + 1)} \left[\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} + \alpha \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} \right] \quad (4.5)$$

onde (4.5) é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional, desconsiderando os termos referentes ao torque promovido pela corrente polarizada em spin. \vec{h}_i^{eff} campo efetivo adimensional localizado na célula i . O intervalo de tempo adimensional é dado por $\Delta\tau = \omega_0 \Delta t$, onde $\omega_0 = (\lambda_{exc}/a)^2 \gamma \mu_0 M_s = (5,3nm/5nm)^2 \cdot 1,76 \times 10^{11} [T \cdot s]^{-1} \cdot 4\pi \times 10^{-7} [J/A^2 m] \cdot 8,6 \times 10^5 [A/m] \approx 2,13 \times 10^{11} s^{-1}$ é um fator de escala com dimensão de inverso de tempo e Δt é o intervalo em tempo real.

Estamos considerando nano-elipses com dimensões que favorecem o surgimento de configuração magnética tipo monodomínio. Dependendo da combinação das dimensões, o domínio magnético

pode ser tal que magnetização se alinha ao longo do eixo maior da elipse (estado tipo-C ou quase uniforme) ou apresenta estado de vórtice. Em trabalhos anteriores do grupo (21), foi estudada a competição entre os estados de vórtice e os estados alinhados tipo C como função da forma e das dimensões $L_x \times L_y \times t \text{ nm}^3$ da nano-elipse. Para o estudo da reversão da magnetização, estamos interessados apenas na configuração tipo-C (quase uniforme). Neste caso, como a anisotropia magnetocristalina é insignificante em ligas de Permalloy-79, a anisotropia de forma impõe um eixo fácil de magnetização em nanomagnetos. Assim, na ausência de um campo magnético externo, os momentos magnéticos de uma elipse isolada estão confinados no plano da elipse e alinhados em grande parte ao longo do eixo maior (eixo- x). Veja a Figura 4.1.

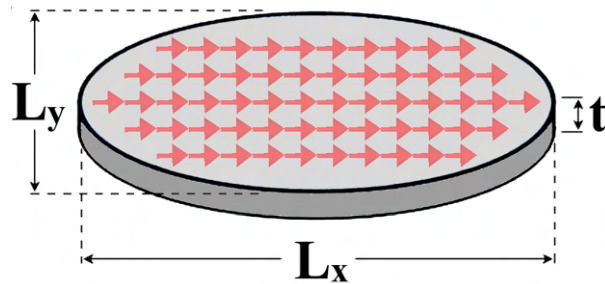


Figura 4.1 – Ilustração de uma nano-elipse com espessura t , eixo maior (eixo fácil) L_x e eixo menor L_y .

Uma variedade de mecanismos de reversão de magnetização, como rotação coerente dos momentos magnéticos, criação e expulsão de vórtices entre outros mecanismos mais complexos, acontece dependendo dos parâmetros do campo aplicado e dos fatores geométricos da nano-elipse. Em trabalhos anteriores do grupo (38), foi estudado o comportamento da reversão da magnetização em função da direção e amplitude do pulso do campo magnético aplicado e da espessura das nano-elipses. Observou-se que a coerência da inversão da magnetização depende fortemente da direção do campo aplicado e que é possível obter inversões de magnetização mais coerentes ao aplicar pulsos de campo magnético ortogonal ao eixo maior das nano-elipses. Assim, para excitar a comutação precessional da magnetização da nano-elipse, aplicamos um pulso de campo magnético perpendicular ao eixo fácil da magnetização, dado por

$$\vec{B}(t) = B^{ext} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}} \hat{j} = \mu_0 M_s |\vec{b}^{ext}| e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}} \hat{j} \quad (4.6)$$

onde $B^{ext} = \mu_0 M_s |\vec{b}^{ext}|$ é a magnitude do campo magnético, $t_0 = 0,5 \text{ ns}$ é a posição do centro

do pico Gaussiano, $\sigma = 2,5 \times 10^{-2} ns$ é a largura do pico e \hat{j} é a direção perpendicular ao eixo principal da elipse, conforme ilustrado na Figura 4.2.

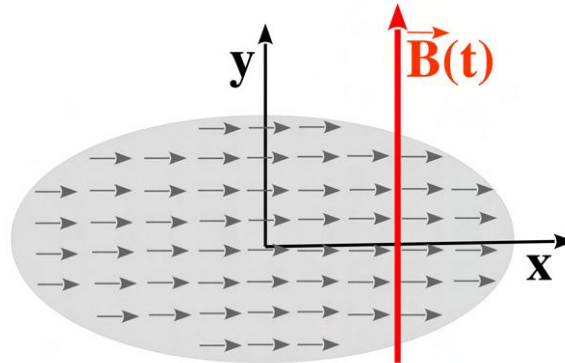


Figura 4.2 – Ilustração de uma nano-elipse de domínio único tipo C, cuja direção do campo magnético externo é transversal à magnetização inicial, alinhada ao longo da direção do eixo maior.

A magnitude do campo magnético escolhido é a amplitude mínima necessária para reverter a magnetização para uma elipse individual. A razão para usar um pulso de campo com um perfil gaussiano se deve à impossibilidade de os tempos de subida e descida do pulso serem nulos durante o experimento.

Iniciamos as simulações considerando uma nano-elipse isolada de domínio único e determinamos a intensidade mínima de campo magnético para reverter sua magnetização. Para este estudo, variamos o tamanho das nano-elipses, considerando duas proporções diferentes e quatro espessuras: $70 \times 50 \times t \text{ nm}^3$ (razão de aspecto $q = 1,40$) e $110 \times 60 \times t \text{ nm}^3$ (razão de aspecto $q = 1,83$), onde t varia de 5 nm a 20 nm em passos de 5 nm . O campo mínimo necessário para reverter a magnetização de cada configuração de nano-elipse está presente na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Campo magnético mínimo para reverter a magnetização de elipses isoladas.

Dimensões (nm^3)	$B_{min.}^{ext}$ (mT)
$70 \times 50 \times 5$	31
$70 \times 50 \times 10$	48
$70 \times 50 \times 15$	61
$70 \times 50 \times 20$	72
$110 \times 60 \times 5$	43
$110 \times 60 \times 10$	67
$110 \times 60 \times 15$	85
$110 \times 60 \times 20$	100

É possível observar que o campo magnético mínimo necessário para inverter a magnetização de uma nano-elipse magnética é proporcional ao volume desta partícula, veja a Figura 4.3:

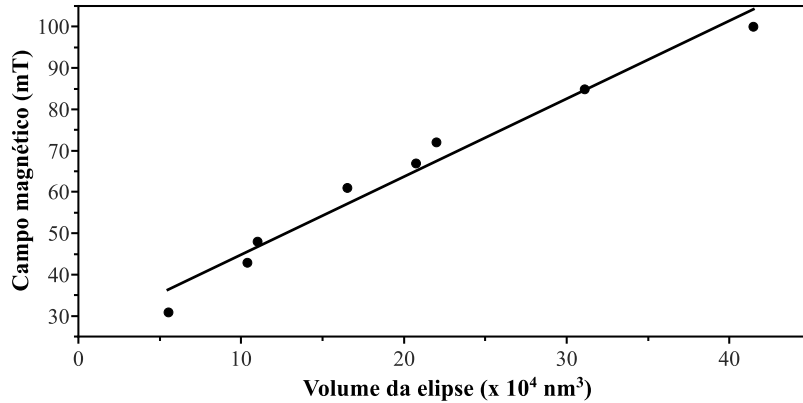


Figura 4.3 – Gráfico do campo magnético mínimo para inverter a magnetização de uma nano-elipse magnética em função do volume desta partícula.

Foram considerados sistemas com nove nano-elipses dispostas de maneira que sejam coplanares, conforme mostrado na Figura 4.4 e utilizando as dimensões supracitadas.

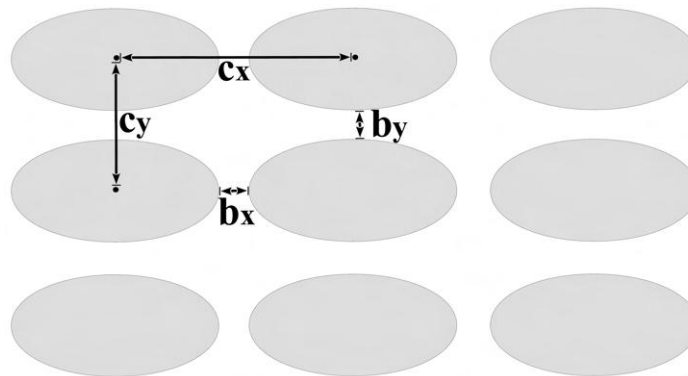


Figura 4.4 – Representação gráfica da matriz de nano-elipses de domínio único. A razão de aspecto das elipses é dada por $q = L_x/L_y$, onde L_x e L_y são as dimensões em relação aos eixos maior e menor, respectivamente. Os centros geométricos das elipses são descritos pelos vetores de posição $\vec{R}_k = mc_x\hat{i} + nc_y\hat{j}$, onde m e n são números inteiros, c_x e c_y são separações centro-a-centro das elipses. b_x e b_y são as separações de borda-a-borda das elipses. Naturalmente, temos as seguintes relações $c_x = L_x + b_x$ e $c_y = L_y + b_y$.

As variáveis b_x e b_y são definidas como as separações de borda-a-borda entre elipses e as variáveis c_x e c_y são definidas como as separações de centro a centro entre elas. A fim de explorar sistematicamente o acoplamento dipolar entre os elementos da matriz, variamos não apenas o tamanho das nano-elipses, mas também o tipo de matriz 2D, ou seja, se as nano-elipses foram organizadas em uma rede quadrada ou retangular. A periodicidade das matrizes

foi variada pela separação borda-a-borda, b_x variando de 10 a 300 nm em etapas de 10nm. Para o caso em que as nano-elipses foram dispostas em uma rede retangular, assumimos a mesma separação nos dois eixos, ou seja, $b_y = b_x$. Ao considerar o caso de uma rede quadrada, $c_y = c_x$, temos a restrição $b_y = (L_x - L_y) + b_x$.

A fim de obter os estados remanentes para matrizes de nano-elipses acopladas por interação dipolar, escolhemos como condições iniciais as distribuições de magnetização que correspondem a matrizes de nano-elipses de domínio único não interagentes. Quatro possíveis configurações iniciais são mostradas esquematicamente na Figura 4.5.

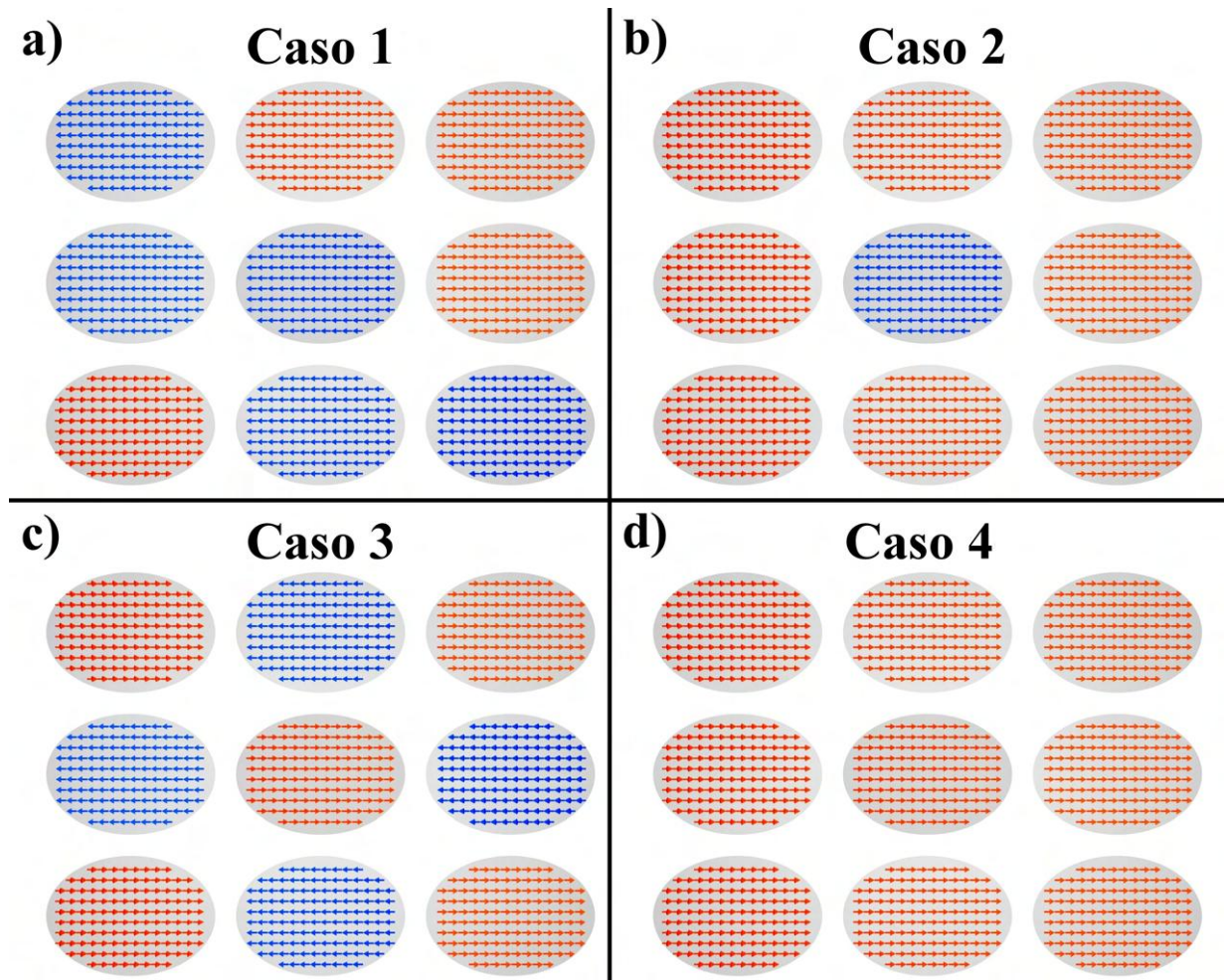


Figura 4.5 – Visão esquemática de alguns possíveis estados magnéticos para matrizes de nano-elipses de domínio único. Devido à anisotropia da forma, que se origina nas interações dipolo-dipolo, a magnetização de cada elipse pode apontar em qualquer direção do eixo fácil; setas vermelhas representam momentos magnéticos que apontam para a direita, enquanto setas azuis representam momentos magnéticos que apontam para a esquerda. As figuras de (a) à (d) representam as configurações iniciais que foram usadas para obter o estado magnético do sistema acoplado dipolarmente, integrando a equação LLG com o campo magnético nulo.

No **Caso 1**, a magnetização de cada elipse foi escolhida aleatoriamente. No **Caso 2**, os momentos magnéticos da elipse central estão alinhados em uma direção, enquanto os momentos das outras elipses estão alinhados na direção oposta. No **Caso 3**, a direção de magnetização de cada elipse foi escolhida de forma alternada e no **Caso 4**, os momentos magnéticos de todas as elipses estão alinhados na mesma direção.

Obtivemos as configurações magnéticas de equilíbrio para cada matriz ao integrar a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert com o campo magnético externo igual a zero. Como mencionado anteriormente, é importante assegurar que a proximidade entre as ilhas não impeça o controle sobre as propriedades magnéticas estáticas e dinâmicas em um dispositivo. Para algumas configurações de magnetização (**Caso 1**, por exemplo), após o sistema atingir o estado magnético de equilíbrio, podemos observar que o acoplamento dipolar interpartículas é responsável pelo deslocamento do vetor de magnetização do eixo fácil na elipse central, como mostrado na Figura 4.6. Neste caso, a magnetização das elipses próximas à elipse central contribui para a reversão. Foi observado $\Delta\theta \approx 0$ para configurações de magnetização que apresentam algum tipo de simetria, por exemplo, **Caso 3** e **Caso 4**. Nesses casos, os vetores de magnetização ficaram presos em sua posição de equilíbrio (eixo fácil). Desse modo, a magnetização das elipses vizinhas da elipse central dificulta a reversão.

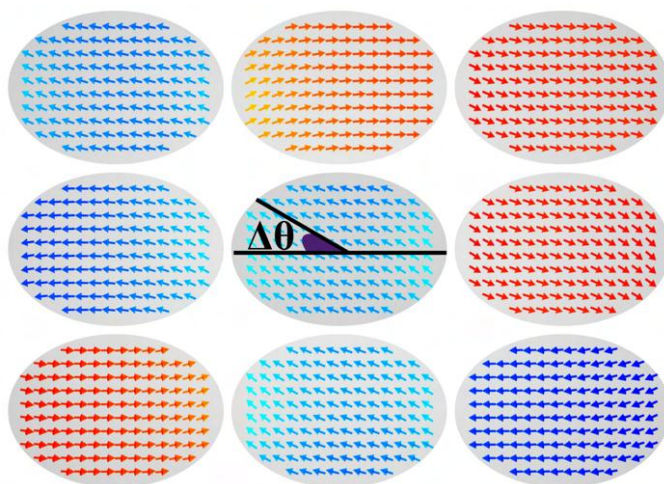


Figura 4.6 – Estado de equilíbrio magnético de um sistema que interage fortemente. Esta configuração de equilíbrio foi obtida a partir da configuração inicial do **Caso 1**, utilizando-se elipse de dimensões $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ dispostas em arranjo retangular com $b_x = 10 \text{ nm}$. As interações interpartículas são fortes o suficiente para reduzir localmente a anisotropia da forma, de modo que o vetor de magnetização da elipse central faz um ângulo $\Delta\theta$ com o eixo fácil de magnetização.

Como $\Delta\theta$ não aparece em todas as configurações de magnetização e tem um valor apreciável apenas para b_x suficientemente pequeno, não é um bom parâmetro para quantificar a força de acoplamento dipolar, conforme pode ser observado na Figura 4.7.

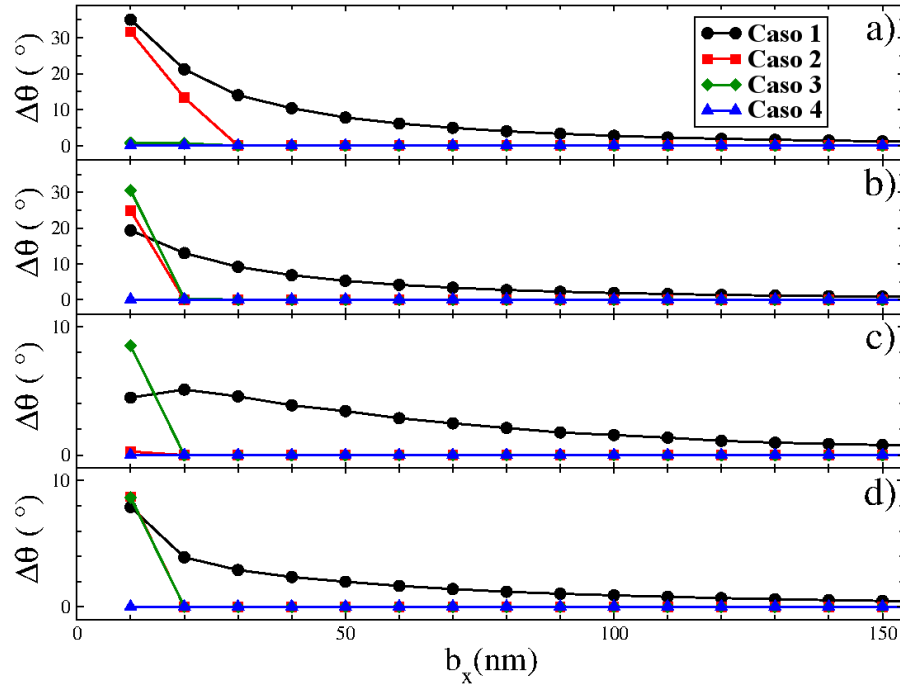


Figura 4.7 – Comportamento de $\Delta\theta$ em função da distância b_x entre as ilhas para os 4 casos. Matriz contendo 9 elipses de dimensões **a)** $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ e $b_x = b_y$, **b)** $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ e $c_x = c_y$, **c)** $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ e $b_x = b_y$, **e d)** $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ e $c_x = c_y$.

Na referência (38), os autores verificaram que é possível obter reversões de magnetização por meio de uma rotação completa e coerente da magnetização sem criar vórtices magnéticos ou paredes de domínio dentro da nano-elipse, ajustando os fatores geométricos da elipse e os parâmetros do pulso de campo magnético simultaneamente. A fim de examinar o grau de coerência das reversões de magnetização, os autores definiram o índice de coerência para uma dada reversão de magnetização como:

$$I_{coh} = \min(|\vec{M}|) = \min\left(\sqrt{(M_x)^2 + (M_y)^2 + (M_z)^2}\right) \quad (4.7)$$

onde $\min(|\vec{M}|)$ é o valor mínimo do vetor de magnetização observado durante a reversão, o que significa que o índice de coerência é o valor mínimo de magnitude do vetor de magnetização. Portanto, se a inversão da magnetização for uma rotação perfeitamente coerente $I_{coh} = 1$, mas se for completamente não coerente, $I_{coh} \rightarrow 0$.

Podemos então verificar como a proximidade das elipses influencia no índice de coerência durante a reversão da elipse central. A Figura 4.8 mostra o comportamento do índice de coerência da inversão de magnetização da elipse central à medida que mudamos as distâncias entre as elipses. Para esta análise, consideramos apenas o Caso 1, no qual a magnetização das

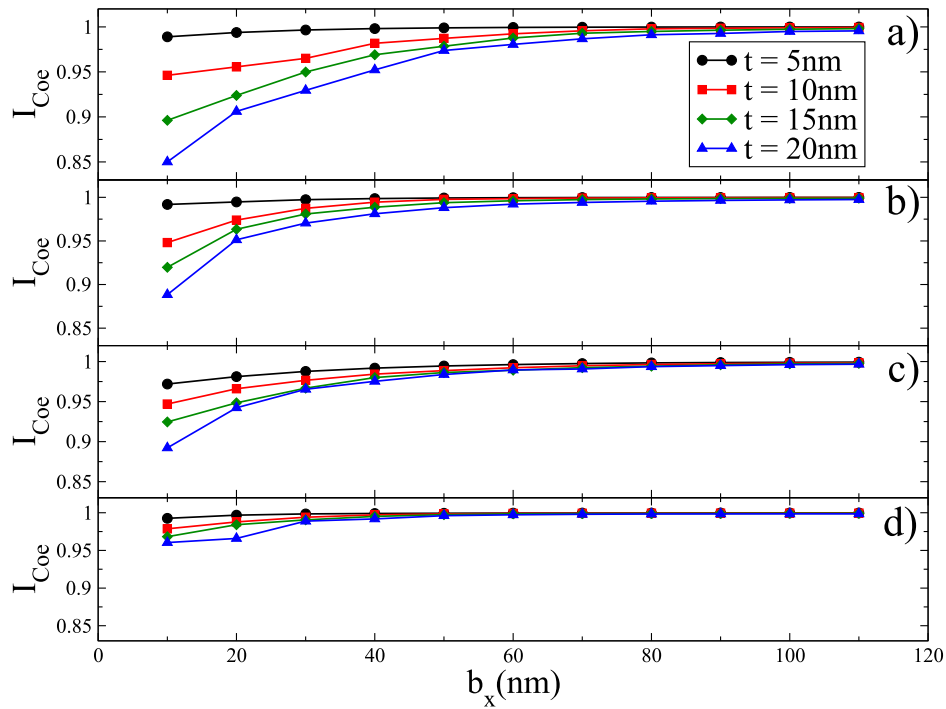


Figura 4.8 – Índice de coerência, em função da distância b_x entre as ilhas e sua espessura t . **a)** Elipses de dimensões $70 \times 50 \times t\text{nm}^3$ e com $b_x = b_y$. **b)** Elipses de dimensões $70 \times 50 \times t\text{nm}^3$ e com $c_x = c_y$. **c)** Elipses de dimensões $110 \times 60 \times t\text{nm}^3$ e com $b_x = b_y$. **d)** Elipses de dimensões $110 \times 60 \times t\text{nm}^3$ e com $c_x = c_y$.

elipses foi definida aleatoriamente. Podemos observar que à medida que as interdistâncias entre as nano-elipses aumentam, o índice de coerência também aumenta. O valor do índice de coerência permanece aproximadamente constante para b_x maior que 80nm . Como observado em trabalhos anteriores, conforme aumentamos a espessura das elipses, o índice de coerência diminui. Há uma diferença no índice de coerência entre redes quadradas e retangulares. Nas redes retangulares, as elipses estão um pouco mais próximas quando comparadas com redes quadradas. Assim, a influência da inversão de magnetização que a elipse central exerce sobre a magnetização das outras é maior para rede retangular e, em geral, encontramos valores menores para o índice de coerência. Podemos ver também que para matrizes de elipses com maior razão de aspecto, a influência no índice de coerência devido à presença das outras nano-elipses

é menor, quando comparada a matrizes com menor razão de aspecto.

Conforme mencionado anteriormente, a configuração da magnetização das elipses vizinhas à elipse que estamos aplicando o campo magnético pode ajudar ou impedir a reversão. Novamente, considerando os outros casos (2, 3 e 4), é evidente que em uma situação real não seria prático verificar a magnetização das elipses próximas à elipse em que se deseja causar a reversão para podermos então escolher um campo ideal para isso. A escolha de campo, para este caso absurdo, deve ser feita com muito cuidado porque se o campo aplicado for muito pequeno, a reversão não ocorre. Se o campo for muito grande, duas ou mais reversões podem ocorrer. Para uma melhor aceitação tecnológica, devemos garantir que a inversão aconteça, seja única e que o campo aplicado seja o menor possível. Afinal, como esse conjunto de elipses tem como aplicação o armazenamento de dados e a direção dos momentos magnéticos é usado como bit de informação, os 4 casos estudados para cada configuração de elipses aparecerão à medida que as reversões de magnetização acontecem. Embora seja interessante saber como as elipses vizinhas influenciam no índice de coerência, este índice também não é um bom parâmetro para quantificar a força de acoplamento dipolar. Nos sistemas em que a configuração dos momentos magnéticos dificulta a reversão da magnetização, a distância mínima para que a reversão aconteça pode ser maior que $80nm$ (distância máxima entre as elipses em que pode ocorrer influência no índice de coerência).

A melhor solução é alterar as distâncias entre as nano-elipses para encontrar o valor mínimo de b_x de forma que o campo mínimo para reverter a magnetização da elipse central na matriz coincida com o campo mínimo para reverter a magnetização de uma única elipse mostrada na Tabela 4.1. Assim, a estabilidade do estado de magnetização não é comprometida e a mesma intensidade do campo magnético pode ser usada para mudar a magnetização de qualquer estado magnético. Para mudar a magnetização da elipse central e para determinar o espaçamento mínimo no qual as elipses são desacopladas, todas as matrizes foram submetidas a um único pulso de campo magnético. A Figura 4.9 mostra o diagrama de controlabilidade de magnetização da elipse central em matrizes de elipses com domínio único. A partir desses diagramas, é possível saber o espaçamento mínimo em que as elipses são desacopladas.

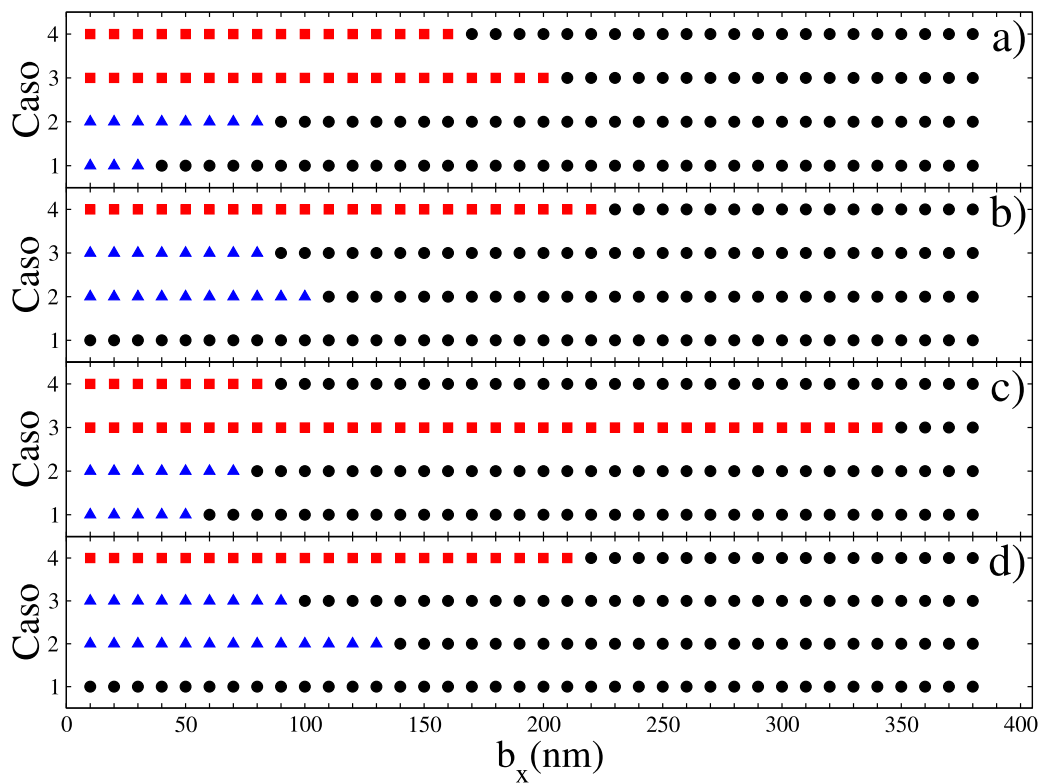


Figura 4.9 – Diagrama de controlabilidade de magnetização da elipse central em matrizes de domínios únicos. Círculos pretos representam situações em que as matrizes são desacopladas, portanto, ocorre uma única reversão. Quadrados vermelhos representam situações em que as matrizes são fortemente acopladas e a distribuição da magnetização dificulta a inversão da magnetização, assim a dinâmica de magnetização é realizada sem reversão. Os triângulos azuis representam situações em que as matrizes são fortemente acopladas e a distribuição da magnetização auxilia a reversão da magnetização. Matrizes contendo 9 elipses de dimensões: **a)** $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ dispostas numa rede retangular, **b)** $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ dispostas numa rede quadrada, **c)** $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ dispostas numa rede retangular, **d)** $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ dispostas numa rede quadrada.

Por exemplo, considerando elipses de tamanho $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ dispostas em uma matriz retangular, o espaçamento mínimo em que todas as distribuições de magnetização são desacopladas é $b_x^{\text{min}} = 210 \text{ nm}$. Se as mesmas nano-elipses de domínio único forem organizadas em uma matriz quadrada, o espaçamento mínimo será $b_x^{\text{min}} = 230 \text{ nm}$. Por outro lado, considerando elipses de tamanho $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ dispostas em uma matriz retangular, o espaçamento mínimo em que todas as distribuições de magnetização são desacopladas é $b_x^{\text{min}} = 350 \text{ nm}$. Se as mesmas nano-elipses de domínio único forem organizadas em uma matriz quadrada, o espaçamento mínimo será $b_x^{\text{min}} = 220 \text{ nm}$. Podemos perceber que as elipses que apresentam a maior razão de aspecto organizada em uma rede retangular permanecem fortemente acopladas para valores maiores de b_x . Isso se deve ao fato de que as elipses são mais compactadas em uma matriz retan-

gular do que numa matriz quadrada, considerando o mesmo valor de b_x . Não foi abordado neste trabalho, mas poderíamos considerar uma distribuição retangular em que a separação vertical seja menor que as aqui utilizadas, de modo que podem afetar qualitativamente as conclusões para b_x^{min} . Assim, se em uma matriz retangular na qual a configuração de magnetização das elipses vizinhas à elipse central impede a sua comutação, esse efeito será mais evidente por serem mais compactos do que nas matrizes aqui consideradas. Sendo mais compacta, a interação dipolar é mais forte.

4.2 RESULTADO: MRAM COM TRÊS TERMINAIS

O dispositivo de memória de acesso aleatório magnetorresistivo (MRAM) com três terminais, proposto neste trabalho, é baseado no movimento da parede do domínio numa fita ferromagnética, que é fixada por defeitos geométricos denominados “anti-notches”. O princípio de funcionamento de tal dispositivo é baseado em um pulso de corrente curto aplicado nas bordas do dispositivo a fim de destacar a parede de domínio transversal do primeiro “anti-notch” para ser atraído pelo segundo. Veja a Figura 4.10.

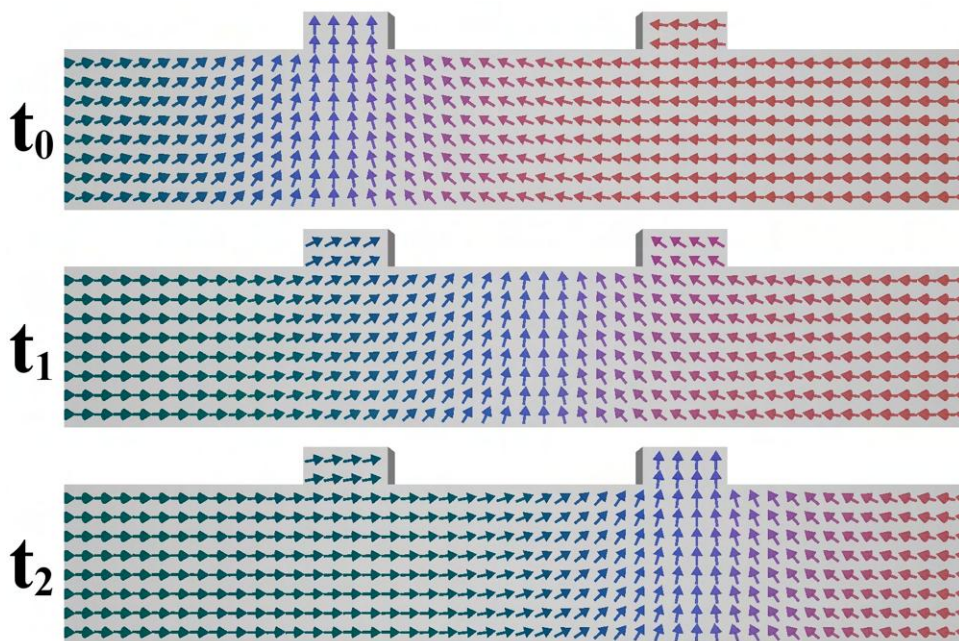


Figura 4.10 – Sequência temporal do movimento da parede de domínio na nanofita. Em t_0 a parede encontra-se fixa no primeiro “anti-notch”. Em t_1 a parede está se deslocando para o segundo “anti-notch” devido a aplicação do pulso de corrente. Em t_2 , encontra-se fixa no segundo “anti-notch”.

Semelhante ao que foi desenvolvido para matrizes de elipses, os dispositivos considerados são feitos de Permalloy-79 ($P_y - 79$), de modo que o Hamiltoniano que descreve este material ferromagnético macio é tal que

$$H = J^{cel} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \right\} \quad (4.8)$$

onde \hat{m}_i e \hat{m}_j são vetores unitários que representam os momentos magnéticos localizados nos locais i e j , r_{ij} é a distância entre eles e a representa o parâmetro da rede, conforme visto anteriormente. O primeiro termo da equação (4.8) descreve o acoplamento ferromagnético, enquanto o segundo descreve as interações dipolo-dipolo, responsáveis pela origem da anisotropia da forma. O termo Zeeman ($-\sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext}$) foi suprimido por não haver aplicação de campo magnético externo. Lembrando também este sistema também não possui impurezas, de modo que $J_{ij}^{cel}/J^{cel} = 1$. Então, a Hamiltonia adimensional fica:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ \mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_i \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ \mathcal{H} &= -\sum_i \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij}) - (\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j)]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\ \mathcal{H} &= -\sum_i \hat{m}_i \cdot \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_j + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \hat{m}_j]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \right\} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Como $\mathcal{H} = -\sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{h}_i^{eff}$, o campo efetivo adimensional resultante no sítio i é dado por:

$$\vec{h}_i^{eff} = \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \hat{m}_j + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \hat{m}_j]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \quad (4.10)$$

Conforme dito anteriormente, na formulação micromagnética há um limite superior para o tamanho da célula de trabalho. Cada célula micromagnética hospeda um momento magnético efetivo $\vec{m}_i = (M_s v_{cel}) \hat{m}_i$ alinhado à direção em que os momentos atômicos são saturados. Para escolher um tamanho adequado para a célula de trabalho, precisamos estimar os comprimentos das características, que dependem dos parâmetros do material.

Como na seção anterior, foram utilizados os parâmetros para Permalloy-79 ($Ni_{79}Fe_{21}$): magnetização de saturação $M_s = 8,6 \times 10^5 A/m$, constante de rigidez de troca $A = 1,3 \times 10^{-11} J/m$, parâmetro de amortecimento $\alpha = 0,01$ e comprimento de troca $\lambda_{exc} \approx 5,3 nm$. Usamos novamente o método das diferenças finitas, que subdividem a geometria simulada em células cúbicas, ou seja, $v_{cel} = a^3$. Os nanofios planares foram espacialmente discretizados em uma grade de células cúbicas, e o tamanho da célula de trabalho foi escolhido como $v_{cel} = 2 \times 2 \times 2 nm^3$, o que é preciso o suficiente para o estudo atual. Nesta parte foram escolhidas células menores, pois estamos interessados em estudar a dinâmica da magnetização com mais detalhes. Neste contexto, a renormalização das constantes de interação magnética é dada por $J^{cel} = 2aA = 5,2 \times 10^{-20} J$ e $(a/\lambda_{exc})^2 = (2nm/5,3nm)^2 \approx 0,14$. Este tamanho para a célula micromagnética é adequada, afinal $a = 2nm < \lambda_{exc}$.

A dinâmica da magnetização é governada pela equação Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Para mover a parede do domínio de um “anti-notch” para outro, como ilustrado na Figura 4.10, um pulso de corrente elétrica é aplicado paralelamente ao eixo principal do nanofio. Assim, a dinâmica da parede do domínio impulsionada pela corrente polarizada em spin aplicada ao longo da direção x pode ser descrita por

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = & -\frac{1}{(\alpha^2 + 1)} \left[\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} + \alpha \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} + \beta \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \right. \\ & \left. + (\alpha\beta + 1) \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \alpha \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right] \end{aligned} \quad (4.11)$$

onde os dois primeiros termos levam em consideração os torques de precessão e amortecimento, enquanto os dois últimos termos levam em consideração o torque devido à aplicação da corrente elétrica polarizada em spin. Parâmetros magnéticos típicos para Permalloy-79 foram

utilizados: $\alpha = 0,01$ e $\beta = 0,015$. A conexão entre as coordenadas espaço-temporais e sua correspondência adimensional é dada por $\Delta\chi = \Delta x/a$ e $\Delta\tau = \omega_0\Delta t$, onde $\omega_0 = (\lambda_{exc}/a)^2\gamma\mu_0M_s = (5,3nm/2nm)^2 \cdot 1,76 \times 10^{11}[T \cdot s]^{-1} \cdot 4\pi \times 10^{-7}[J/A^2m] \cdot 8,6 \times 10^5[A/m] \approx 1,33 \times 10^{12}s^{-1}$ é um fator de escala com dimensão inversa do tempo, sendo para Permalloy, $\mu_0M_s = 1,0T$. Assim, o tempo $\Delta\tau = 0,01$ utilizado nas simulações numéricas corresponde a $\Delta t = 7,5 \times 10^{-15}s$. Para o Permalloy, $\eta = (g\mu_B)/(2eM_s) = (9,27 \times 10^{-24}[J/T])/(1,60 \times 10^{-19}[C] \cdot 8,6 \times 10^5[A/m]) \approx 6,74 \times 10^{-11}[m^3/C]$ e $v_j = \eta j_e P$, onde j_e é a componente x do vetor densidade de corrente elétrica (no nosso caso, $\vec{j}_e = j_e\hat{x}$, de modo que $\vec{v}_j = v_j\hat{x}$ é um vetor velocidade direcionado ao longo da direção do movimento do elétron). O parâmetro adimensional P é a taxa de polarização do spin. Utilizamos $P = 0,5$; o que equivale aos valores relatados em nanofios de Permalloy de espessuras semelhantes.

Devido a anisotropia de forma de uma nanofita magneticamente macia, os momentos magnéticos tendem a se alinhar de maneira uniforme e paralela ao comprimento do nanofio. Conforme aumentamos as dimensões do sistema, o equilíbrio entre a energia de troca e a energia magnetostática minimiza a energia livre e as bordas colaboram para o surgimento de paredes de domínio do tipo vórtice ou transversal (Figura 4.11), que podem ser transportadas para diferentes regiões (19).

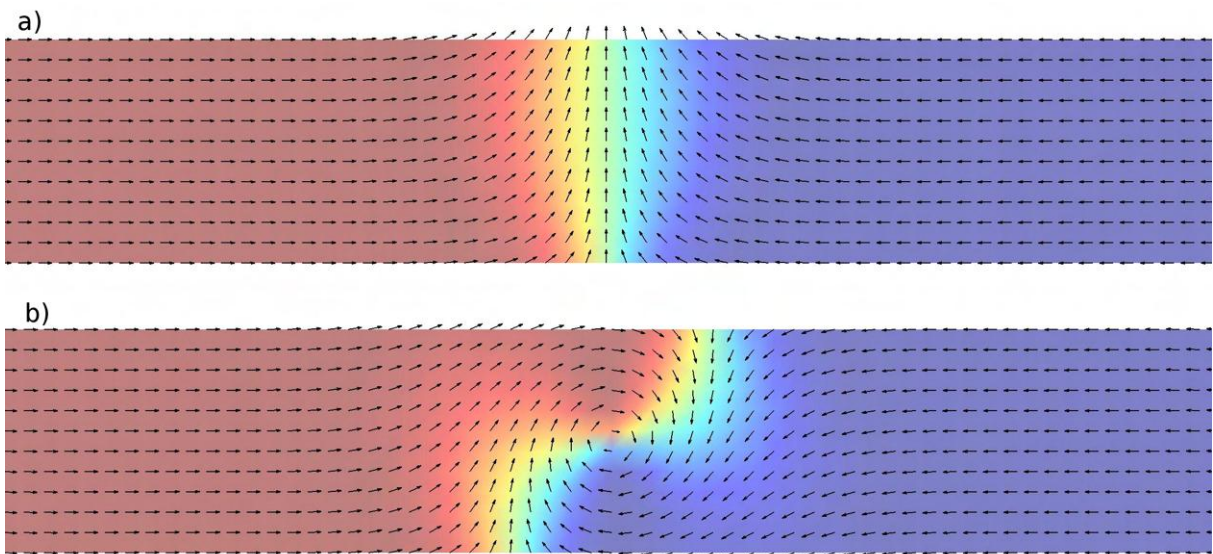


Figura 4.11 – Temos em a) uma representação gráfica de uma nanofita com uma parede de domínio do tipo transversal, e em b), uma parede do tipo vórtice.

O diagrama de fases da Figura 4.12 mostra a relação entre dimensões da fita com o tipo de parede que é propícia de existir em cada configuração geométrica:

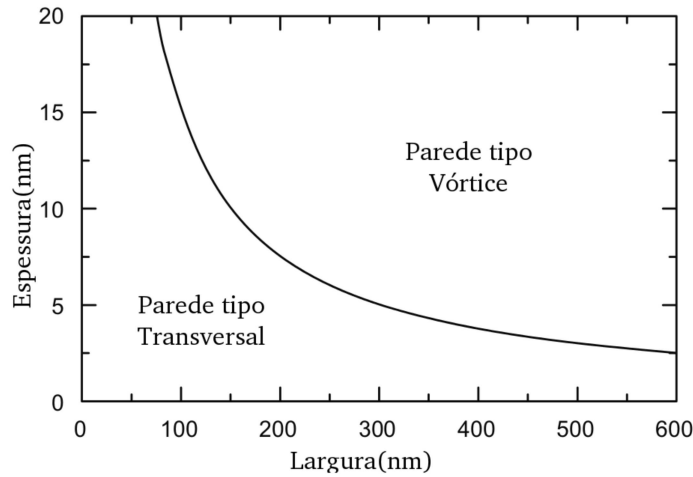


Figura 4.12 – Diagrama de fase que mostra a relação entre dimensões da fita com o tipo de parede que é propícia de existir em cada configuração geométrica. Figura retirada de (19).

Vários testes foram realizados e decidimos considerar o comprimento $L = 152 \text{ nm}$ e largura $W = 16 \text{ nm}$ fixos e variamos a espessura de $t = 2 \text{ nm}$ a $t = 6 \text{ nm}$ para o nanofio. Devido às dimensões consideradas, nosso dispositivo favorece o aparecimento de parede de domínio tipo transversal. Para encontrar a configuração de relaxamento da parede de domínio transversal, basta integrar a equação LLG sem considerar os termos referentes ao torque da corrente. Ao encontrar esta configuração de relaxamento da parede do domínio transversal, obtemos uma parede de domínio em forma de V. Esta configuração em V é observada experimentalmente. Uma configuração de magnetização aproximada que descreve uma única parede de domínio transversal (TDW) em um nanofio, alinhado ao longo da direção x pode ser escrita como (121):

$$\begin{cases} m_i^x = C_{TDW} \cdot \tanh \left[\frac{(x_i - X_{TDW})}{\Delta} \right] \\ m_i^y = P_{TDW} \cdot \text{sech} \left[\frac{(x_i - X_{TDW})}{\Delta} \right] \\ m_i^z = 0 \end{cases}$$

onde X_{TDW} é a posição da TDW ao longo do eixo mais longo do nanofio. Como a TDW está confinada no plano-xy, a magnetização da parede pode apontar no sentido positivo ($P_{TDW} = +1$) ou para baixo ($P_{TDW} = -1$) em relação ao eixo y . Essa propriedade estrutural pode ser chamada

de polaridade da TDW. Os vetores de magnetização dos domínios magnéticos ao redor da parede são antiparalelos, porém existem duas possibilidades: “head-to-head” ($C_{TDW} = +1$) ou “tail-to-tail” ($C_{TDW} = -1$); essa propriedade estrutural pode ser chamada de carga da TDW.

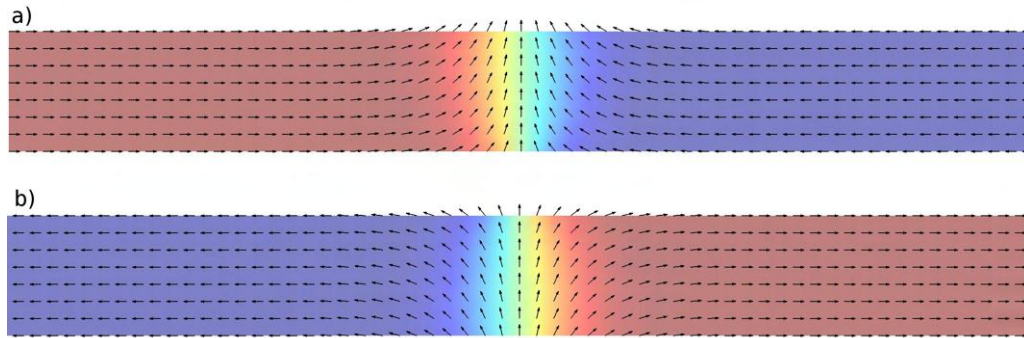


Figura 4.13 – Representação gráfica de uma nanofita com a) regiões de domínio “head-to-head” separadas por uma parede de domínio do tipo transversal e com b) regiões de domínio “tail-to-tail”.

Neste trabalho consideramos apenas a configuração “head-to-head”, embora ambas apresentem a mesma configuração energética. Antes de estudar as células de armazenamento da memória de acesso aleatório proposta neste trabalho, precisamos conhecer o comportamento dinâmico da parede de domínio transversal numa nanofita Permalloy-79, quando submetido a uma corrente polarizada em spin e ao mecanismo de aprisionamento dessas paredes devido à presença de “anti-notches”.

Inicialmente, analisamos o comportamento da energia de interação entre a TDW e um “anti-notch”, considerando diferentes posições deste “anti-notch” ao longo do eixo-x. É importante ressaltar que a distância considerada nesta análise da energia de interação é a distância entre o centro do “anti-notch” e o centro da TDW, como mostra a Figura 4.14.

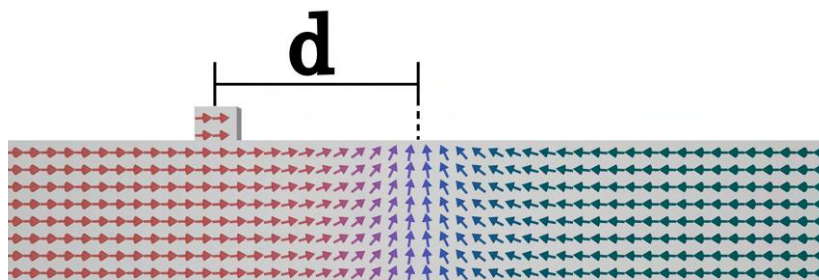


Figura 4.14 – Representação de como foi considerada a distância d entre o centro do “anti-notch” e o centro da TDW na nanofita. O gradiente de cor nas setas representa as direções dos momentos magnéticos.

As Figuras 4.15 (a), 4.15 (b) e 4.15 (c), mostram o comportamento da energia de interação como uma função da distância d entre o centro do “anti-notch” e o centro da TDW à medida que variamos o comprimento, a largura e a espessura do “anti-notch”.

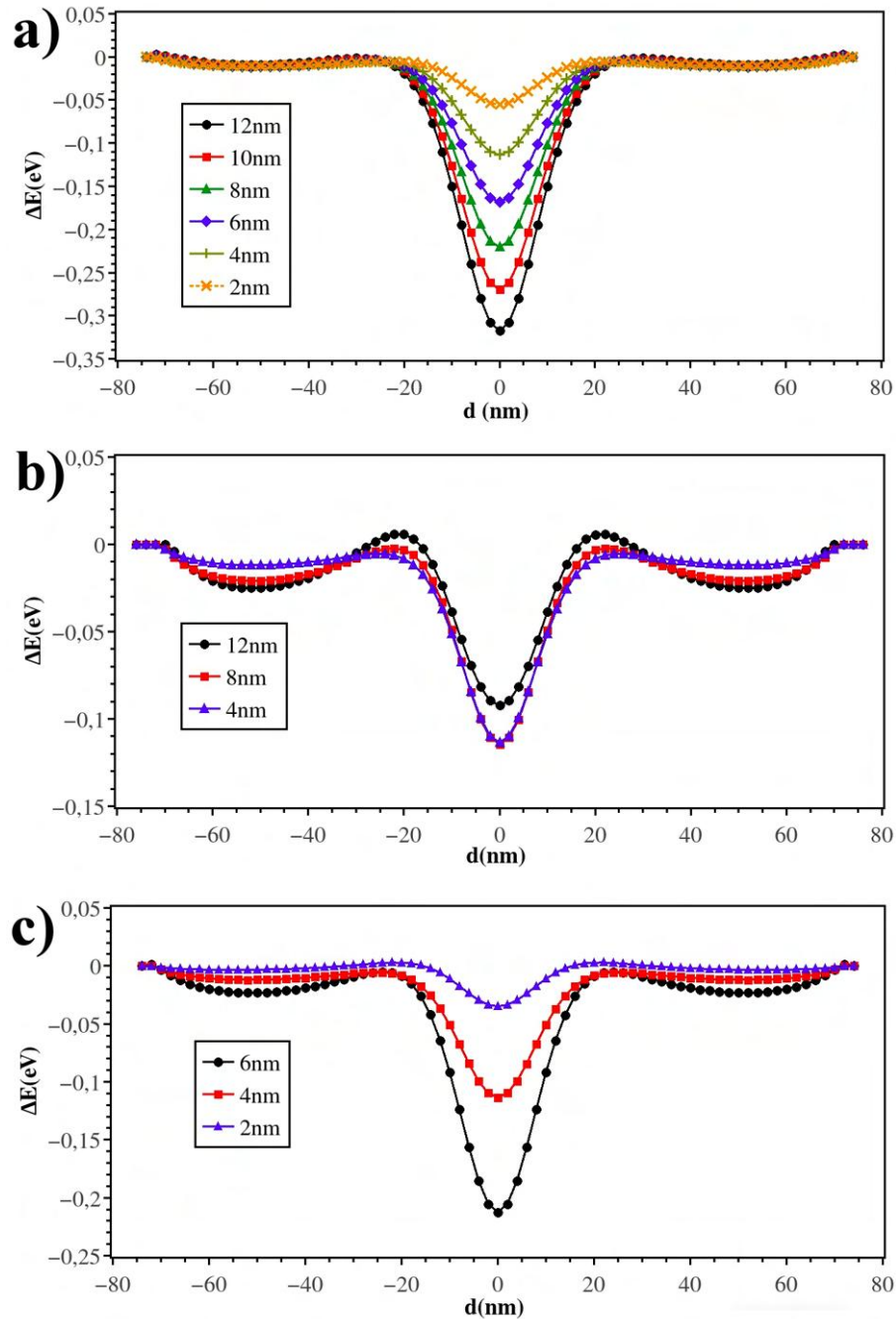


Figura 4.15 – Nós analisamos a energia de interação como uma função da distância entre o centro do “anti-notch” e o centro do TDW variando (a) a largura do “anti-notch” (W_{not}), considerando o comprimento do “anti-notch” constante $L_{not} = 4\text{nm}$ e a espessura $T = 4\text{nm}$, (b) comprimento do “anti-notch” (L_{not}), considerando largura do “anti-notch” constante $W_{not} = 4\text{nm}$ e espessura $T = 4\text{nm}$ e (c) espessura T , considerando comprimento do “anti-notch” constante $L_{not} = 4\text{nm}$ e largura $W_{not} = 4\text{nm}$.

Na Figura 4.16 encontra-se representado uma visão esquemática de como definimos as dimensões dos “anti-notches”, L_{not} , W_{not} e T .

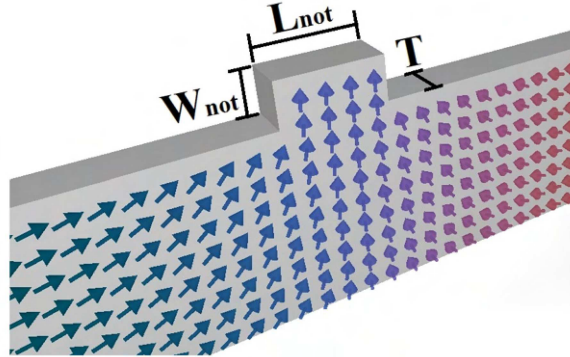


Figura 4.16 – Visão esquemática de como definimos L_{not} , W_{not} e T .

Conforme mencionado anteriormente, a energia de interação (ΔE) é estimada subtraindo os valores de energia nas configurações em que o “anti-notch” está em qualquer posição x no nanofio (E_i), pelo valor energético na configuração em que o “anti-notch” está na fronteira do nanofio (E_0), para as i configurações ($\Delta E_i = E_i - E_0$). Observando os resultados apresentados na Figura 4.15, podemos afirmar que a interação aumenta conforme aumentamos a largura (W_{not}) e a espessura (T) do “anti-notch”, mas diminui conforme aumentamos o comprimento do “anti-notch” (L_{not}). Essas observações são importantes para otimizar as configurações do dispositivo proposto.

Posteriormente, foram considerados dois “anti-notches” no nanofio, conforme ilustrado na Figura 4.17. Obtivemos as configurações de equilíbrio magnéticas ao integrar a equação LLG sem aplicação de corrente elétrica, variando a distância entre os “anti-notches” (x_{not}). O bit de informação é definido de acordo com a magnetização do “anti-notch”, se for alinhado paralelamente ou perpendicularmente ao eixo fácil do nanofio. É fundamentalmente importante que a magnetização deste “anti-notch” não esteja alinhada numa direção intermediária. Isso dificultaria a leitura da informação no dispositivo, diminuindo o sinal da magnetorresistência (TMR). Mas para algumas configurações testadas, após o sistema atingir o estado de equilíbrio magnético, podemos observar que se os “anti-notches” estiverem suficientemente próximos, sua magnetização estará alinhada em uma direção intermediária, como mostrado na Figura 4.17.

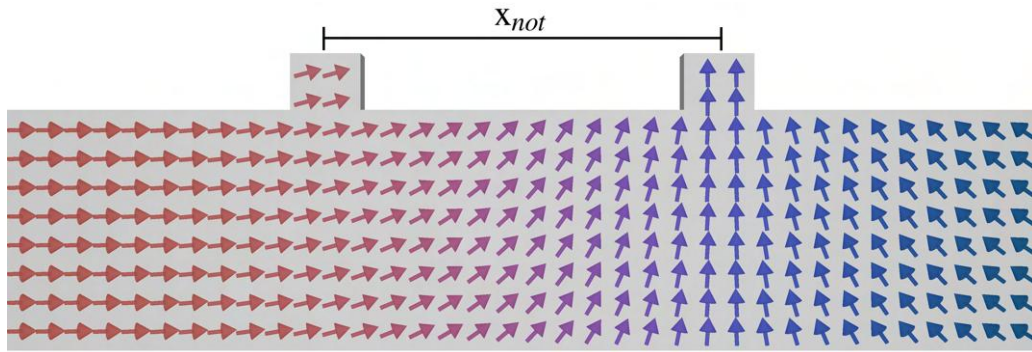


Figura 4.17 – Visão esquemática de um nanofio contendo dois “anti-notches”. O “anti-notch” no lado direito, possui magnetização perpendicularmente alinhada ao eixo fácil. O “anti-notch” no lado esquerdo deveria exibir magnetização paralela ao eixo fácil, mas devido à sua proximidade com o outro “anti-notch”, sua magnetização é alinhada em uma direção intermediária.

Aumentamos a distância entre os “anti-notches”, para que a magnetização do “anti-notch” que não possui parede de domínio esteja pelo menos 99,5% alinhada paralelamente ao seu eixo fácil. Considerando apenas essas configurações em que os estados estão bem definidos e aplicamos pulsos de corrente polarizada em spin no nanofio.

O procedimento foi realizado da seguinte forma: aplicamos um pulso com densidade de corrente de intensidade $j_e = 3 \times 10^9 \text{ A/cm}^2$ durante o tempo $t = 0,25 \text{ ns}$, suficiente para a TDW alcançar o outro “anti-notch”. Esperamos que o sistema atingisse um estado de equilíbrio magnético durante o tempo $t = 7 \text{ ns}$. Em seguida, aplicamos outro pulso com densidade de corrente $j_e = -3 \times 10^9 \text{ A/cm}^2$ durante o tempo $t = 0,25 \text{ ns}$, de modo que a TDW retorne ao “anti-notch” inicial. Repetimos este procedimento mais algumas vezes, conforme ilustrado no gráfico da Figura 4.18.

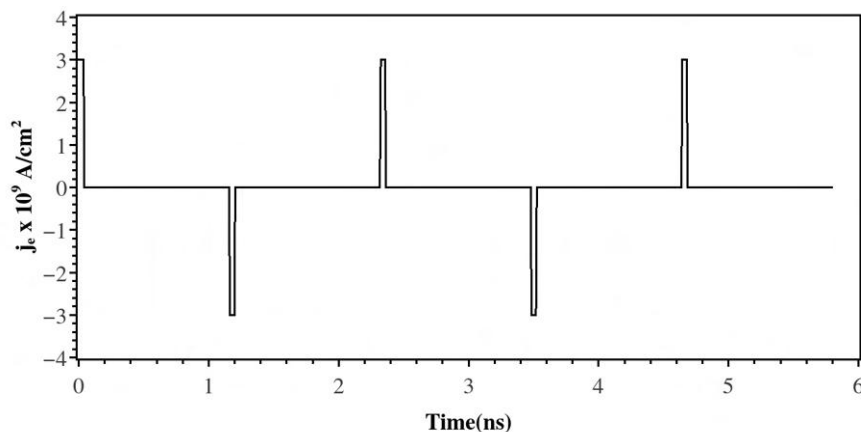


Figura 4.18 – Sequência de pulsos de corrente ao longo do eixo-x utilizado para mover a parede do domínio.

Depois de aplicar esta sequência de pulsos de corrente, precisamos verificar em quais configurações a TDW não foi expelida do nanofio. Embora o “anti-notch” tenha um caráter atrativo, as bordas do nanofio são altamente atrativas e algumas configurações não conseguirão manter a TDW na nanofita. A Figura 4.19 é um diagrama de eventos que mostra o comportamento da magnetização sob a influência da distância entre os “anti-notches” e o pulso de corrente. Analisando esta figura, pode-se notar que um controle preciso da TDW

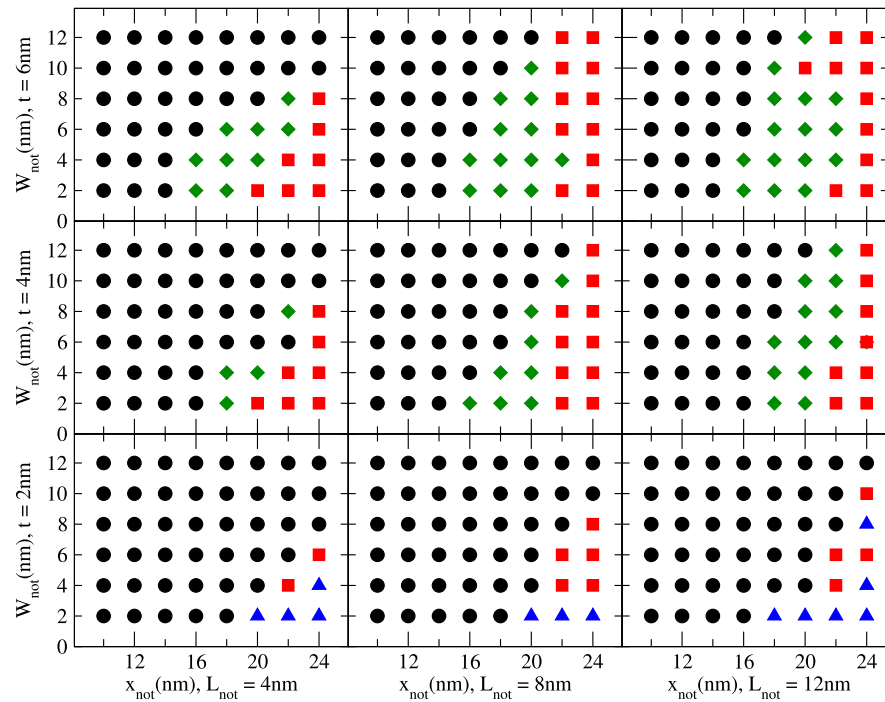


Figura 4.19 – Diagrama de controlabilidade da TDW em uma nanofita contendo dois “anti-notches”. Os círculos pretos correspondem às configurações nas quais, antes de aplicar o pulso de corrente, o “anti-notch” inicial não apresenta magnetização alinhada paralela ao eixo fácil. Os triângulos azuis correspondem às configurações nas quais, antes de aplicar o pulso de corrente, a TDW foi expulsa do nanofio. Os quadrados vermelhos correspondem às configurações em que, após aplicar o pulso de corrente, a TDW foi expulsa do nanofio. Os diamantes verdes correspondem às configurações nas quais observamos um controle preciso dos estados de magnetização.

só é possível quando a distância entre o centro dos “anti-notches” está entre $x_{not} = 16nm$ e $x_{not} = 22nm$, para o tamanho do nanofio investigado. Os círculos pretos correspondem às configurações nas quais, antes de aplicar o pulso de corrente, o “anti-notch” do lado esquerdo não apresenta magnetização alinhada paralela ao eixo fácil. Os triângulos azuis correspondem às configurações nas quais, antes de aplicar o pulso de corrente, a TDW foi expulsa do nanofio. Os quadrados vermelhos correspondem às configurações em que, após o pulso de corrente ser

aplicado, a TDW foi expulsa do nanofio. Os diamantes verdes correspondem às configurações nas quais observamos um controle preciso dos estados de magnetização.

A partir daqui, consideraremos apenas as configurações que permitiram um controle preciso dos estados de magnetização. Como explicado anteriormente, no dispositivo de memória estudado neste artigo, o elemento de armazenamento que contém o bit de informação é uma junção túnel magnética (MTJ), consistindo em duas camadas ferromagnéticas (camadas de armazenamento e de referência), separadas por uma fina camada isolante. Nós fixamos a distância entre camadas $d_{lay} = 2 \text{ nm}$, que é uma boa aproximação para espessura média utilizada em geral nas MTJs. Devido à anisotropia de forma, a magnetização da camada de referência permanece sempre alinhada paralelamente ao eixo fácil desta camada. É possível observar uma oscilação desta magnetização durante o movimento da TDW, mas é insignificante. Os “anti-notches” são inseridos na camada de armazenamento e seus dois estados lógicos (“0” e “1”) correspondem a duas possíveis orientações de magnetização. A MTJ é conectada a um transistor de seleção e, após a leitura, uma pequena corrente elétrica flui através do MTJ e o bit de informação corresponderia à resistência da MTJ. A Figura 4.20 a) mostra a TDW no “anti-notch” distante

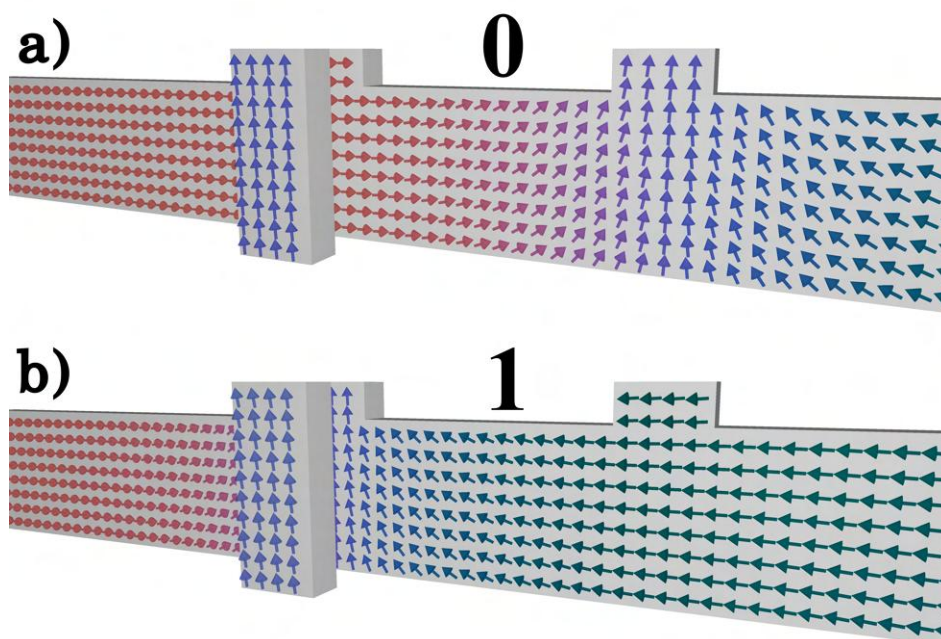


Figura 4.20 – Visão esquemática dos estados possíveis de magnetização de camadas com (a) estado no qual a TDW está no “anti-notch” longe da camada de referência “0” (antes da aplicação do primeiro pulso de corrente) e (b) no estado em que a TDW está no “anti-notch” próximo à camada de referência “1” (logo após a aplicação do primeiro pulso de corrente).

da camada de referência (antes da aplicação do primeiro pulso de corrente) e na Figura 4.20 **b)** mostra a TDW no “anti-notch” próximo à camada de referência (logo após a aplicação do primeiro pulso de corrente).

A TDW mantém sua forma e os domínios permanecerem uniformemente magnetizados ao longo do eixo da fita, de modo que a velocidade da parede pode ser obtida da média da magnetização de todo elemento:

$$v(t) = \frac{L}{2} \frac{d \langle M_x(t) \rangle}{dt} \quad (4.12)$$

onde M_x é a magnetização na direção x . Durante o pulso de corrente, a TDW atinge uma velocidade de aproximadamente 1km/s ao longo da direção do eixo- x do nanofio, conforme mostrado na Figura 4.21:

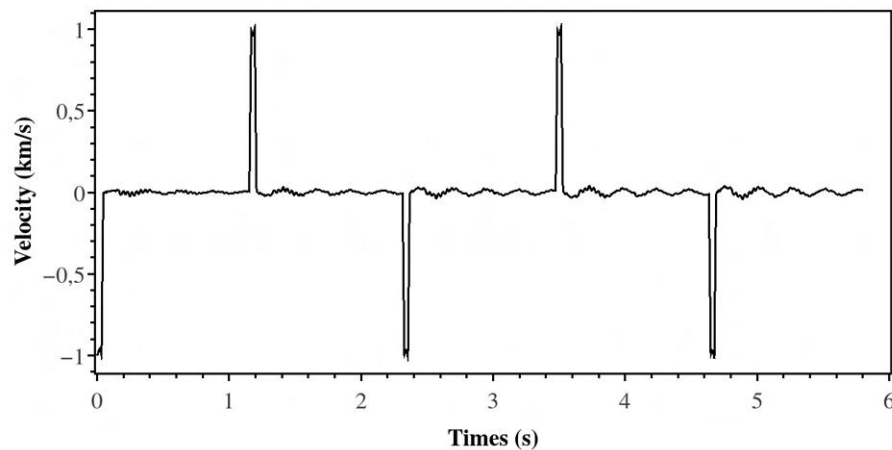


Figura 4.21 – Velocidade da TDW em função do tempo em uma nanofita com espessura $T = 4\text{nm}$, comprimento do “anti-notch” $L_{\text{not}} = 4\text{nm}$, largura do “anti-notch” $W_{\text{not}} = 4\text{nm}$ e distância entre “anti-notches” $x_{\text{not}} = 18\text{nm}$. O pulso de densidade de corrente aplicado possui a amplitude $j_e = 3 \times 10^9 \text{A/cm}^2$ e duração $t = 0,25\text{ns}$.

Podemos observar na Figura 4.21 que quando a TDW alcança o outro “anti-notch” após a aplicação do pulso de corrente, sua posição oscila próximo a este “anti-notch”. A configuração apresentada nesta figura foi a que apresentou menor amplitude de oscilação e maior velocidade. Devido à maior capacidade de controle, usaremos somente essa configuração a partir de agora. A magnetocondutância túnel local (TMG), que é apenas o inverso da magnetorresistência túnel (TMR), é dada pelo produto escalar dos momentos magnéticos em ambos os lados da barreira,

de modo que a TMG normalizada é expressa pela equação (4.13):

$$TMG = \frac{\sum \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j}{n} \quad (4.13)$$

onde \hat{m}_i e \hat{m}_j são os momentos magnéticos opostos nas camadas de armazenamento e de referência, e n é o número total de momentos magnéticos em uma camada (2). A TMG varia entre 0 e 1 e sua evolução temporal para a configuração considerada encontra-se apresentada na Figura 4.22.

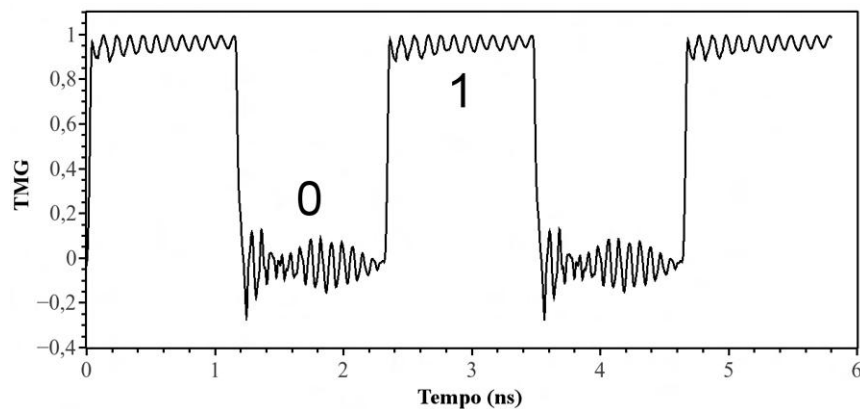


Figura 4.22 – Evolução da TMG normalizada.

Podemos observar que a flutuação do sinal para o estado 0 é maior que a do estado 1. Isso acontece devido à anisotropia da forma, pois a magnetização na camada de referência permanece alinhada ao eixo principal. A direção do eixo principal da camada de referência é perpendicular ao eixo fácil da camada de gravação, mas é paralela à direção de magnetização da parede do domínio. Assim, quando a parede atinge o “anti-notch” com a camada de referência (estado “1”), a interação entre a camada de referência e a parede do domínio favorece o alinhamento paralelo de suas magnetizações, diminuindo a flutuação. Durante a mudança de estado, a variação da TMG apresenta flutuações de sinal devido à pequena oscilação de magnetização.

Embora existam flutuações no sinal, observa-se então que a TMG é bastante alta, o que resultaria num curto tempo de acesso de leitura, ideal para aplicações práticas. Estes valores grandes do sinal TMG são esperados, já que o alinhamento paralelo local quase completo pode ser obtido quando a parede de domínio se encontra fixada no “anti-notch” que contém a MTJ. O aprisionamento estável da TDW permite um armazenamento de informações muito rápido.

4.3 RESULTADO: SKYRMIONS NUMA NANOFITA

Utilizamos simulações micromagnéticas para estudar a dinâmica de skyrmions magnéticos em nanofitas magnéticas feitas de *Co/Pt*. Mais especificamente, pretendemos criar um mecanismo para controlar o chamado efeito-Hall de skyrmion, que é uma deflexão na trajetória do skyrmion. Nosso estudo consiste em nanofios de multicamadas *Co/Pt* hospedando um único skyrmion com a configuração tipo “hedgehog”.

Em nosso estudo envolvendo nanofita magnética com região de domínio tipo Skyrmion, utilizamos uma Hamiltoniana que contém as interações de troca, anisotropia magnetocristalina, Dzyaloshinskii-Moriya e dipolo-dipolo. Assim, estamos interessados num modelo que descreva materiais anisotrópicos com interações quirais. Ademais, consideramos também que nossas nanofitas possuem impurezas magnéticas. Desse modo, a Hamiltoniana que descreve a nanofita de interface *Co/Pt* é:

$$H = J^{cel} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \sum_i \frac{K_i^{cel}}{J^{cel}} (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \right\} \quad (4.14)$$

Observe que o termo Zeeman ($-\sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext}$) foi suprimido por não haver aplicação de campo magnético externo. Aqui o termo J_{ij}^{cel}/J^{cel} não foi suprimido pois o sistema pode conter impurezas, então J_{ij}^{cel} poderá ter mais de um valor.

Como a constante de troca micromagnética é da forma $J = 2aA$, teremos três valores para a constante de rigidez de troca: A para a interação entre os sítios da rede, A'' para a interação entre os sítios de impureza e A' para a interação na interface entre os dois materiais ferromagnéticos (rede-impureza). A média geométrica é adotada para os parâmetros de interface para permitir que os parâmetros magnéticos variem gradualmente: $A' = \sqrt{A \cdot A''}$ (para melhor entendimento, relembre a representação gráfica da Figura 3.2). Observe o valor da constante de rigidez de troca A' na interface permanece entre os valores de A e A'' . Para o caso em que $A'' < A$ ($A'' < A' < A$), a região de impureza comporta-se como uma armadilha de aprisionamento para o Skyrmion. Ou

seja, a interação entre a impureza e a quasipartícula tem caráter atrativo. Em contrapartida, para o caso em que $A'' > A$ ($A'' > A' > A$), a região de impureza comporta-se como uma armadilha de bloqueio para o skyrmion. Ou seja, a interação entre a impureza e a quasipartícula tem caráter repulsivo. Este comportamento foi detalhadamente explicado na referência (79).

Neste trabalho a impureza é caracterizada apenas pela variação da constante da rigidez de troca. Assim, consideramos que o valor do parâmetro da interação Dzyaloshinskii-Moria D e a constante anisotrópica K para a rede, sejam iguais para a impureza. Existe um caso especial em que anulamos a magnitude da interação DM fora da fita de impurezas. Neste caso especial, a constante D' referente à interação DM na interface também será anulada. Lembremos que $D^{cel} = Da^2N_f$. A Hamiltoniana adimensional fica:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{J_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \frac{K^{cel}}{J^{cel}} \sum_i (\hat{m}_i \cdot \hat{z})^2 + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{D_{ij}^{cel}}{J^{cel}} \hat{m}_i \cdot (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \\
&\quad + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{i,j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\
\mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{\langle j \rangle} \frac{2aA_{ij}}{2aA} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \frac{a^3K}{2aA} \sum_i (\hat{m}_i \cdot \hat{z})(\hat{m}_i \cdot \hat{z}) + \frac{1}{2} \cdot \sum_i \sum_{\langle j \rangle} a^2N_f \frac{D_{ij}}{2aA} \hat{m}_i \cdot (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \\
&\quad + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_i \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[(\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\
\mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_i \hat{m}_i \cdot \sum_{\langle j \rangle} \frac{A_{ij}}{A} \hat{m}_j - \frac{a^2K}{2A} \sum_i \hat{m}_i \cdot (\hat{m}_i \cdot \hat{z}) \hat{z} + \frac{aN_f}{4A} \cdot \sum_i \hat{m}_i \cdot \sum_{\langle j \rangle} D_{ij} (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \\
&\quad - \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_i \hat{m}_i \cdot \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij}) \hat{r}_{ij} - \hat{m}_j]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \\
\mathcal{H} &= -\sum_i \hat{m}_i \cdot \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{A_{ij}}{A} \hat{m}_j + \frac{a^2K}{2A} (\hat{m}_i \cdot \hat{z}) \hat{z} - \left(\frac{aN_f}{4A} \right) \sum_{\langle j \rangle} D_{ij} (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{\substack{j \\ j>i}} \frac{[3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij}) \hat{r}_{ij} - \hat{m}_j]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \right\} \quad (4.15)
\end{aligned}$$

A partir da equação (4.15), considerando a expressão $\mathcal{H} = -\sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{h}_i^{eff}$, o campo efetivo adimensional resultante no sítio i , \vec{h}_i^{eff} , é dado por:

$$\begin{aligned} \vec{h}_i^{eff} = & \frac{1}{2} \sum_{\langle j \rangle} \frac{A_{ij}}{A} \hat{m}_j + \frac{a^2 K}{2A} (\hat{m}_i \cdot \hat{z}) \hat{z} - \left(\frac{aN_f}{4A} \right) \sum_{\langle j \rangle} D_{ij} (\hat{m}_j \times \hat{d}_{ij}) + \\ & + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{exc}} \right)^2 \sum_{j>i} \frac{[3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij}) \hat{r}_{ij} - \hat{m}_j]}{(|\vec{r}_{ij}|/a)^3} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Cada célula micromagnética hospeda um momento magnético efetivo $\vec{m}_i = (M_s v_{cel}) \hat{m}_i$ alinhado à direção em que os momentos atômicos são saturados. A dinâmica da magnetização é governada pela equação Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Para mover um skyrmion, um pulso de corrente elétrica é aplicado paralelamente ao eixo principal do nanofio. Assim, o skyrmion impulsionado pela corrente elétrica polarizada em spin aplicada ao longo da direção x pode ser descrita por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = & -\frac{1}{(\alpha^2 + 1)} \left[\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} + \alpha \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} + \beta \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \right. \\ & \left. + (\alpha\beta + 1) \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \alpha \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right] \end{aligned} \quad (4.17)$$

de modo que conexão entre as coordenadas espaço-temporais e sua correspondência adimensional é dada por $\Delta\chi = \Delta x/a$ e $\Delta\tau = \omega_0 \Delta t$, onde $\omega_0 = (\lambda_{exc}/a)^2 \gamma \mu_0 M_s$ é um fator de escala com dimensão inversa do tempo. Para cobalto, $\mu_0 M_s \approx 0,73T$.

Encontramos na literatura, constante de rigidez de troca $A = 15,0 \times 10^{-12} J/m$ e magnetização de saturação $M_s = 5,8 \times 10^5 A/m$, para o cobalto. A anisotropia magnetocristalina, a constante de interação DM e o parâmetro de amortecimento podem variar conforme as características da amostra, oscilando, respectivamente, como $6,0 \times 10^5 J/m^3 < K < 12,0 \times 10^5 J/m^3$; $2,5 \times 10^{-3} J/m^2 < D < 7,0 \times 10^{-3} J/m^2$ e $0,1 < \alpha < 0,3$ (79, 104, 122, 123). Nas referências (79) e (122) vemos que conforme variamos K e D obtemos skyrmions com tamanhos diferentes. Escolhemos então duas configurações que diferem em anisotropia magnetocristalina e na interação DM, conforme apresentado nas Tabelas 4.2 e 4.3:

Tabela 4.2 – Parâmetros utilizados na simulação dos skyrmions - **conf.1**.

conf.1	
Parâmetro	Valor
Constante de rigidez de troca (A)	$15,0 \times 10^{-12} \text{J/m}$
Magnetização de saturação (M_s)	$5,8 \times 10^5 \text{A/m}$
Constante anisotrópica (K)	$6,0 \times 10^5 \text{J/m}^3$
Parâmetro da interação DM (D)	$3,0 \times 10^{-3} \text{J/m}^2$
Constante de amortecimento (α)	0,1
Constante não adiabática (β)	0,35
Polarização (P)	0,7

Tabela 4.3 – Parâmetros utilizados na simulação dos skyrmions - **conf.2**.

conf.2	
Parâmetro	Valor
Constante de rigidez de troca (A)	$15,0 \times 10^{-12} \text{J/m}$
Magnetização de saturação (M_s)	$5,8 \times 10^5 \text{A/m}$
Constante anisotrópica (K)	$12,0 \times 10^5 \text{J/m}^3$
Parâmetro da interação DM (D)	$4,0 \times 10^{-3} \text{J/m}^2$
Constante de amortecimento (α)	0,1
Constante não adiabática (β)	0,35
Polarização (P)	0,7

Uma maneira bastante conhecida de controlar a anisotropia perpendicular é através da irradiação de íons He^+ em multicamadas de Co/Pt , causando uma redução desta interação (124). Também é bastante conhecida a influência da combinação das espessuras das camadas de Co e Pt na interação DM, detalhadamente discutida na referência (104). O intuito de usar configurações diferentes é estudar a dinâmica de skyrmions com diâmetros diferentes.

Conforme mencionado anteriormente, para escolhermos a dimensão da célula micromagnética de um material ferromagnético que possui anisotropia magnetocristalina e interação DM, precisamos analisar três constantes: o comprimento de troca λ_{exc} , o parâmetro de largura da parede de domínio de Bloch Δ e o comprimento associado à interação DM ξ .

$$\lambda_{exc} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,5 \times 10^{-11} \text{J/m}}{4\pi \times 10^{-7} \text{H/M} (5,8 \times 10^5 \text{A/m})^2}} \approx 8,42 \text{nm} \quad (4.18)$$

$$\Delta_{conf.1} = \sqrt{\frac{A}{K}} = \sqrt{\frac{1,5 \times 10^{-11} \text{J/m}}{6,0 \times 10^5 \text{J/m}^3}} = 5,00 \text{nm} \quad (4.19)$$

$$\Delta_{conf.2} = \sqrt{\frac{A}{K}} = \sqrt{\frac{1,5 \times 10^{-11} J/m}{12,0 \times 10^5 J/m^3}} \approx 3,53 nm \quad (4.20)$$

$$\xi_{conf.1} = \frac{2A}{D} = \frac{2 \cdot 1,5 \times 10^{-11} J/m}{3,0 \times 10^{-3} J/m^2} = 10,00 nm \quad (4.21)$$

$$\xi_{conf.2} = \frac{2A}{D} = \frac{2 \cdot 1,5 \times 10^{-11} J/m}{4,0 \times 10^{-3} J/m^2} = 7,50 nm \quad (4.22)$$

de modo que, para o cobalto, a escolha do parâmetro de rede a da célula micromagnética deve ser feita de modo que $a < \Delta$. Em nossas simulações, usamos como parâmetro de rede para o cobalto $a = 2nm$, de modo a satisfazer ambas configurações. Perceba que nas simulações todos os parâmetros (exceto o da interação DM), bem como todos os fenômenos observados, estão relacionados unicamente à camada de cobalto. A respeito da camada de platina nos interessa apenas o efeito da interação DM que ela causa na camada de cobalto. Conforme observado por Yang (104), existe uma dependência da espessura do *Co* e da *Pt* na intensidade da interação DM. Em geral, a influência da espessura da *Pt* na intensidade da interação DM é fraca. A constante D , como corresponde a uma média da interação DM no filme de Co, mostra a diminuição esperada com a espessura do Co. Aqui, estamos utilizando fitas com espessura fixa de $T = 2nm = a$, de modo que o número de camadas micromagnéticas é $N_f = 1$. Neste contexto, a renormalização das constantes de interação magnética é dada por:

$$J = 2aA = 2 \cdot 2nm \cdot 1,5 \times 10^{-11} J/m = 6,0 \times 10^{-20} J \quad (4.23)$$

O fator de escala é dado por:

$$\omega_0 = \left(\frac{\lambda_{exc}}{a} \right)^2 \gamma \mu_0 M_s$$

$$\omega_0 = \left(\frac{8,42nm}{2nm} \right)^2 \cdot 1,76 \times 10^{11} [T \cdot s]^{-1} \cdot 4\pi \times 10^{-7} [J/A^2m] \cdot 5,8 \times 10^5 [A/m]$$

$$\omega_0 \approx 2,27 \times 10^{12} s^{-1} \quad (4.24)$$

Assim, o tempo $\Delta\tau = 0,01$ utilizado nas simulações numéricas corresponde a $\Delta t = 4,39 \times 10^{-14} s$. Para o cobalto, temos:

$$\eta = \frac{g\mu_B}{2eM_s} = \frac{9,27 \times 10^{-24} [J/T]}{1,60 \times 10^{-19} [C] \cdot 5,8 \times 10^5 [A/m]} \approx 9,99 \times 10^{-11} [m^3/C] \quad (4.25)$$

Temos também que $v_j = \eta j_e P$, onde j_e é a componente x do vetor densidade de corrente elétrica. O parâmetro adimensional P é a taxa de polarização do spin.

Na primeira etapa, iniciamos gerando uma nanofita magnética com dimensões fixas, tal que o comprimento $L = 600nm$, largura $W = 60nm$ e espessura $T = 2nm$. A configuração inicial da magnetização é dada pela expressão (3.42), discutida anteriormente, que gera um padrão característico (skyrmion isolado) de um skyrmion tipo Néel, como apresentado na Figura 4.23:

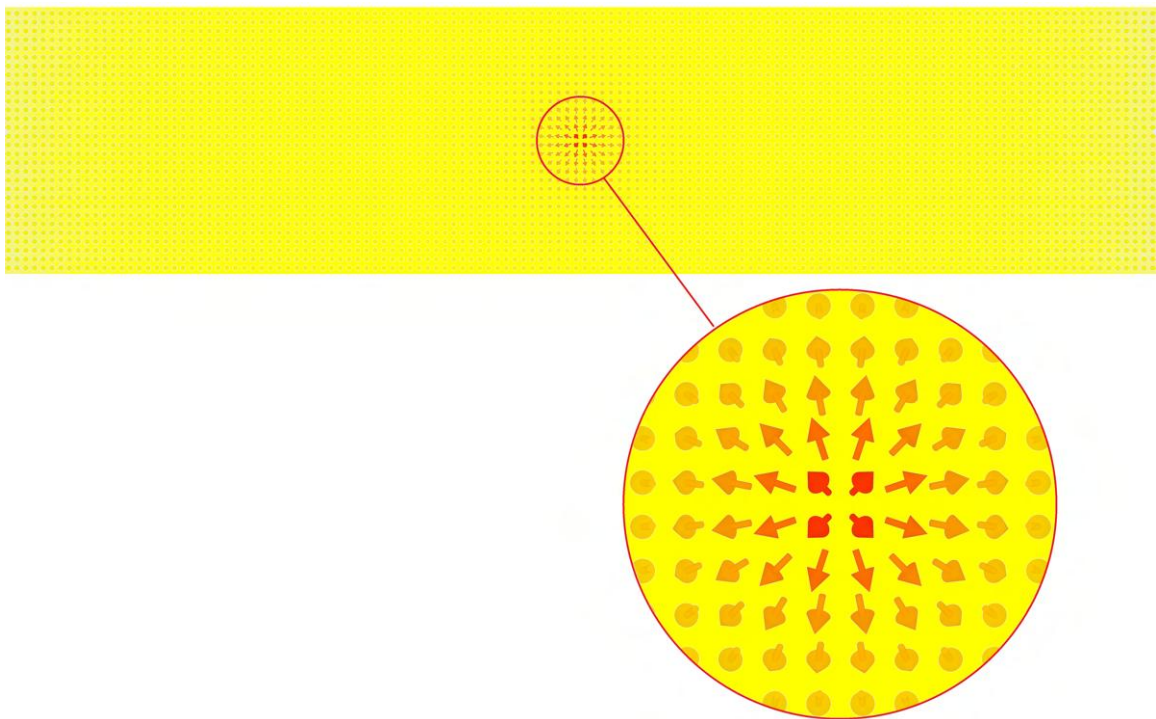


Figura 4.23 – Representação gráfica da configuração inicial de um skyrmion num nanofio. Os momentos magnéticos orientados na direção $+z$ encontram-se representados na cor vermelha. Os momentos orientados na direção $-z$ encontram-se representados na cor amarela. Os momentos orientados em direções intermediárias encontram-se representados em tons de laranja.

Antes de buscar por resultados inéditos, precisamos recriar resultados já obtidos em trabalhos anteriores para garantir a confiabilidade do programa após as modificações feitas para simular dinâmica do skyrmion. Integrando a equação LLG sem a aplicação de corrente, obtivemos as configurações de equilíbrio magnéticas. Veja a Figura 4.24:

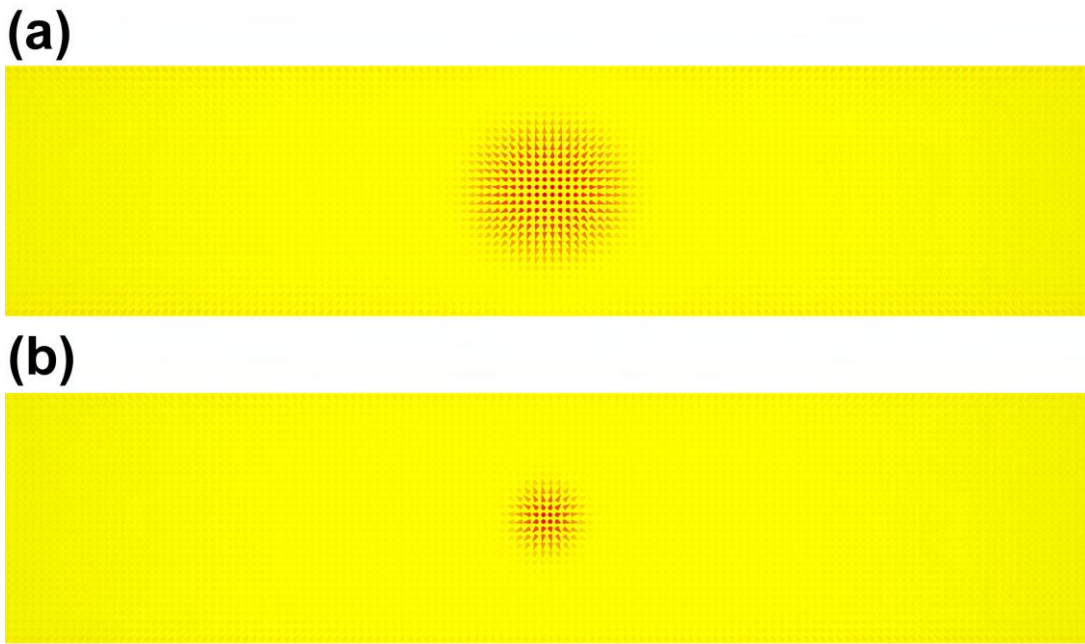


Figura 4.24 – Estado de equilíbrio magnético de nanofita feita de Co/Pt referente às configurações **(a)** conf.1 com $A = 15,0 \times 10^{-12} \text{ J/m}$; $M_s = 5,8 \times 10^5 \text{ A/m}$; $\alpha = 0,1$; $K = 6,0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ e $D = 3,0 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$; e **(b)** conf.2 com $A = 15,0 \times 10^{-12} \text{ J/m}$; $M_s = 5,8 \times 10^5 \text{ A/m}$; $\alpha = 0,1$; $K = 12,0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ e $D = 4,0 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$.

Conforme pode ser visto em estudos anteriores, o diâmetro do skyrmion não depende das dimensões da nanofita, mas sim de suas propriedades magnéticas (desde que sua largura W seja grande o suficiente para hospedar o skyrmion sem que seja deformada). Estes resultados estão consistentes com os relatados nas referências (79, 125).

Os skyrmions exibem uma variedade de fenômenos topológicos únicos. Um exemplo é o efeito Hall topológico induzido pelo campo magnético emergente dos skyrmions nos elétrons de condução (63). O Efeito Hall é um fenômeno bastante conhecido que descreve a deflexão de partículas carregadas na presença de campo magnético. Podemos observar que skyrmions, mesmo que não tenha carga elétrica, mas tenha uma carga topológica bem definida, mostra um deslocamento transversal semelhante ao efeito Hall das partículas. O efeito Hall de skyrmion (SkHE: Skyrmion Hall Effect) pode vir a ser um obstáculo para sua aplicação em dispositivos de memória, pois as trajetórias do skyrmion se desviam e, em geometrias restritas, podem ser destruídos ao tocar nas bordas da amostra. Existindo a possibilidade dos skyrmions magnéticos poderem ser destruídos nas bordas dos nanofios, a distância que um skyrmion pode ser movido reduz drasticamente à medida que o nanofio se torna mais estreito (70, 71).

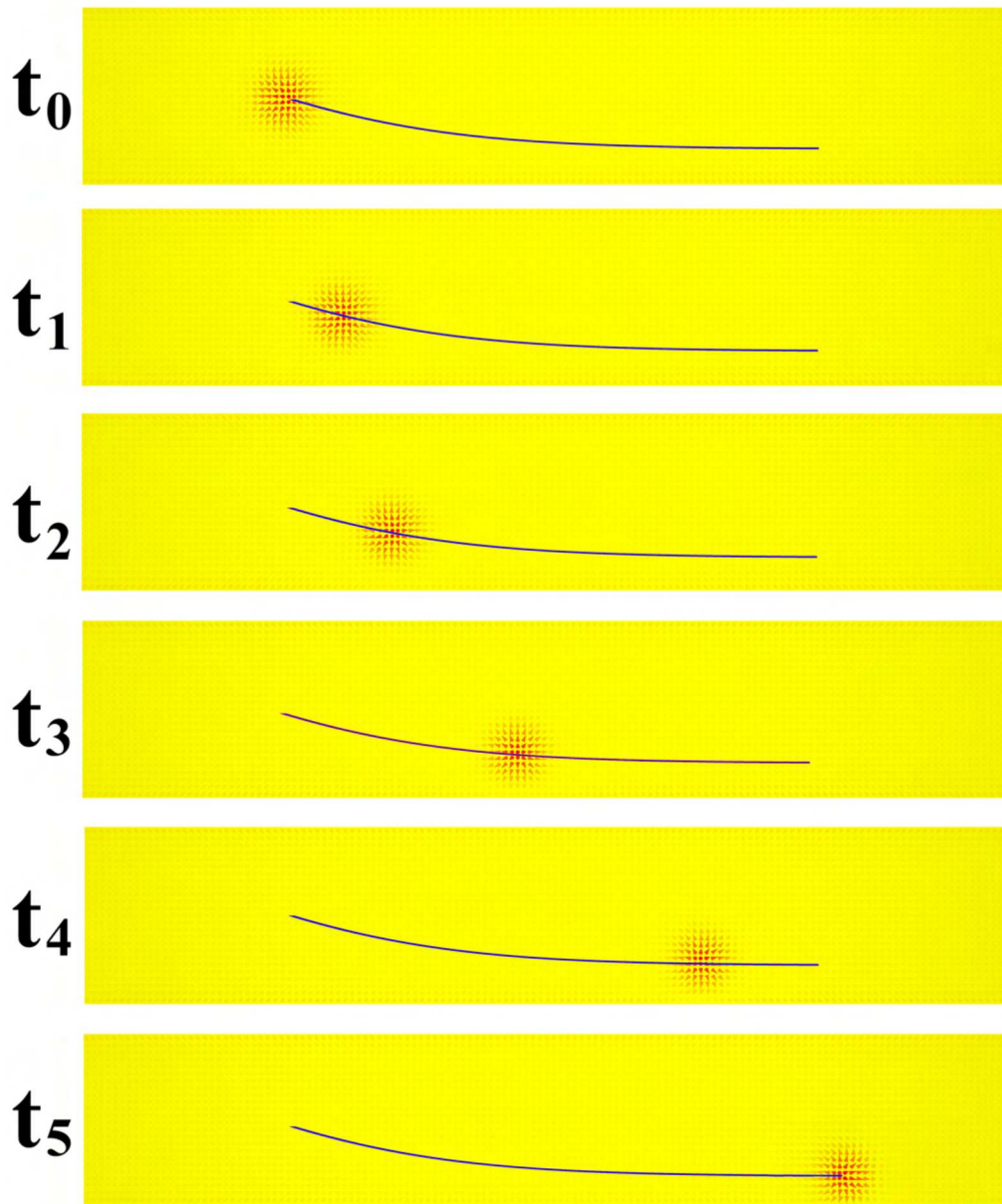


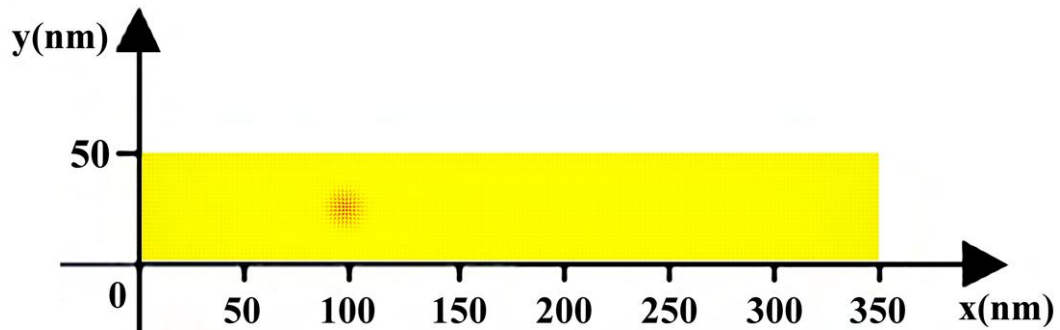
Figura 4.25 – Representação gráfica da evolução temporal do sistema, no qual pode ser observado o efeito Hall de skyrmion devido à aplicação de corrente polarizada em spin. A faixa azul representa a trajetória do skyrmion e foi inserida para facilitar a visualização de sua deflexão.

Trabalhos anteriores mostraram como a relação entre o parâmetro de amortecimento α e a constante não-adiabática β , presentes na equação LLG com o acréscimo dos termos de corrente, influencia na deflexão do skyrmion durante seu movimento (126). Lembrando que esta relação pode ser prevista analiticamente pela equação (4.23). Reproduzimos as simulações feitas por Zhang *et al.* (126) e para que nossos resultados se aproximem dos encontrados pelos mesmos, utilizamos os parâmetros adotados no artigo. Os parâmetros desta terceira configuração **conf.3**, utilizada no trabalho de Zhang *et al.* (126), encontram-se apresentados na tabela 4.4:

Tabela 4.4 – Parâmetros utilizados na simulação dos skyrmions - **conf.3**.

conf.3	
Parâmetro	Valor
Constante de rigidez de troca (A)	$15,0 \times 10^{-12} \text{J/m}$
Magnetização de saturação (M_s)	$5,8 \times 10^5 \text{A/m}$
Constante anisotrópica (K)	$8,0 \times 10^5 \text{J/m}^3$
Parâmetro da interação DM (D)	$3,0 \times 10^{-3} \text{J/m}^2$
Constante de amortecimento (α)	0,1
Constante não adiabática (β)	0,35
Polarização (P)	0,7

A largura $W = 50\text{nm}$ da fita também é a mesma utilizada pelos autores. O comprimento não foi mencionado no artigo, mas utilizamos $l = 500\text{nm}$ que é mais que suficiente para reproduzir os resultados. As diferenças estão na discretização e a espessura. No artigo, os autores utilizaram célula de dimensões $2 \times 2 \times 1\text{nm}^3$ e aqui utilizamos células cúbicas de dimensões $2 \times 2 \times 2\text{nm}^3$, de modo que a espessura da fita utilizada no artigo foi $T = 1\text{nm}$ e aqui utilizamos espessura $T = 2\text{nm}$. Assim como os autores, deslocamos a fita do centro do sistema de coordenadas, com o skyrmion partindo da posição $x = 100\text{nm}$, conforme mostrado na Figura 4.26:

**Figura 4.26** – Visão esquemática da posição da nanofita em relação ao sistema de coordenadas.

A partir equação da carga topológica S , vamos definir uma quantidade denominada densidade de carga topológica s , de modo que:

$$S = \frac{1}{4\pi} \int \vec{n} \cdot \left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{n}}{\partial y} \right) dx dy = \frac{1}{4\pi} \int s dx dy$$

$$s = \vec{n} \cdot \left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{n}}{\partial y} \right) \quad (4.26)$$

onde \vec{n} são os vetores da magnetização normalizados. É evidente que a carga topológica magnética, pelo fato de o sistema ser discretizado e não contínuo, não apresentará um valor exato. Assim, obteremos $S \approx 1$. Uma maneira de verificar se o SkHE está presente na dinâmica do skyrmion é calculando sua posição em cada passo de simulação. Embora não exista uma medida absoluta óbvia da posição do skyrmion, podemos rastrear sua posição fazendo um cálculo apresentado por Moutafis (127):

$$R_x = \frac{\int x(i)sdV}{\int sdV}, R_y = \frac{\int y(i)sdV}{\int sdV} \quad (4.27)$$

onde R_x e R_y são as coordenadas da posição do skyrmion, $x(i)$ e $y(i)$ são as coordenadas dos sítios da rede e s é a densidade topológica dada pela equação (4.26).

A Figura 4.27 mostra trajetória do skyrmion que se move ao longo do nanofio e como a relação entre as co

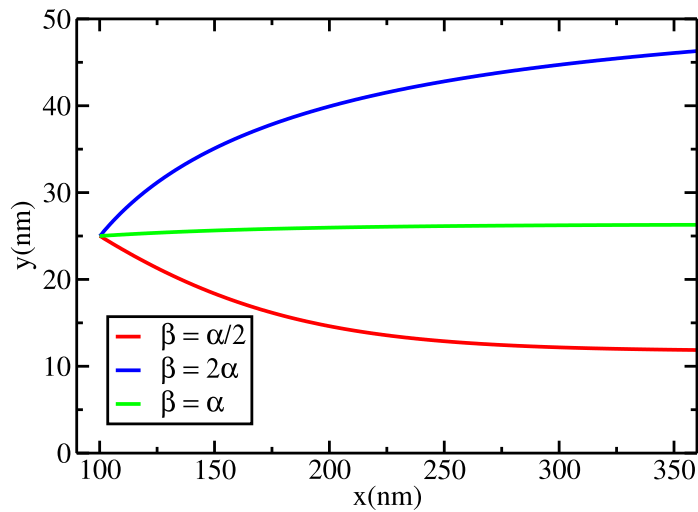


Figura 4.27 – Trajetória do skyrmion que se move ao longo do nanofio com $\beta = \alpha/2 = 0,15$, $\beta = \alpha = 0,3$ e $\beta = 2\alpha = 0,6$.

Durante o deslocamento do skyrmion, podemos observar que ele se move ao longo da linha central do nanofio quando $\beta = \alpha$. Porém, devido ao efeito hall de skyrmion (SkHE), podemos observar uma deflexão transversal em direção às bordas inferior e superior quando da nanofita quando $\beta = \alpha/2$ e $\beta = 2\alpha$, respectivamente. Tal resultado está de acordo com o trabalho referido (126) e nos mostra que as alterações feitas no programa para simular os skyrmions são capazes de descrever adequadamente o SkHE.

Podemos ainda calcular a carga topológica do skyrmion durante seu movimento. Mas antes, precisamos fazer algumas considerações. Nosso sistema é discretizado, de modo que existe um erro computacional que não permitirá que a carga topológica apresente o valor inteiro que encontramos em cálculos analíticos. O gráfico da Figura 4.28 mostra a evolução da carga topológica do skyrmion enquanto sai de seu estado inicial, semelhante ao apresentado na Figura 4.23, e vai para o estado de menor energia. Para isso consideramos os parâmetros apresentados na Tabela 4.4

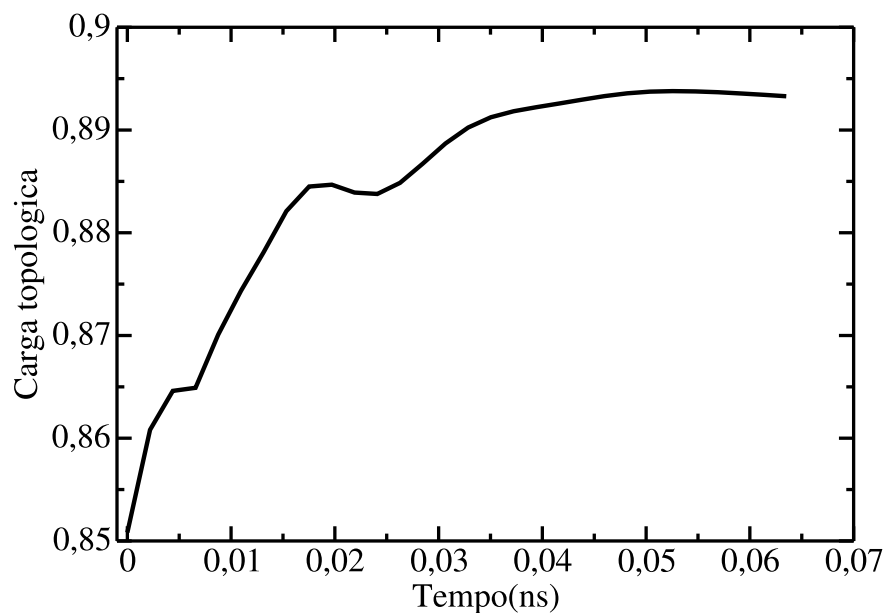


Figura 4.28 – Evolução da carga topológica para corrente e campo externo iguais a zero.

Observe que a carga topológica se estabiliza num valor próximo à $S_{eq} \approx 0,89$, de modo que esta carga jamais terá um valor acima desse S_{eq} encontrado. Para ficar mais fácil de analisar os gráficos de carga topológica, trabalharemos com valores normalizados da carga topológica S_n , dada pela razão da evolução carga S_{ev} e o valor máximo encontrado após atingir o estado de menor energia ($S_n = S_{ev}/S_{eq}$). Assim, nossos gráficos de evolução da carga topológica, durante a aplicação da corrente polarizada em spin, partirão de seu valor máximo $S_n = 1$. O gráfico da Figura 4.29 mostra a evolução da carga topológica durante a aplicação da corrente polarizada em spin com $\beta = \alpha/2 = 0,15$, $\beta = \alpha = 0,3$ e $\beta = 2\alpha = 0,6$.

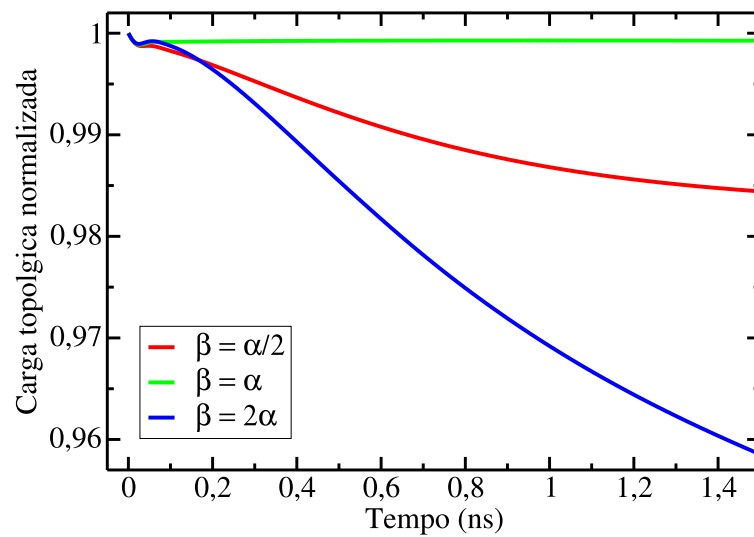


Figura 4.29 – Evolução da carga topológica normalizada durante a aplicação da corrente polarizada em spin com $\beta = \alpha/2 = 0,15$, $\beta = \alpha = 0,3$ e $\beta = 2\alpha = 0,6$.

É evidente que a deflexão do skyrmion está diretamente relacionada à carga topológica. Podemos observar que a carga topológica do skyrmion diminui um pouco conforme se aproxima da borda, tendendo a um valor constante. O mapeamento da carga topológica durante a dinâmica do skyrmion pode nos ajudar a conferir se nossa quasi-partícula continua sendo um skyrmion. Devido essa redução da carga topológica ter sido pequena, mesmo na presença de uma perturbação, também reforça um dado encontrado na literatura que certifica como característica chave dos skyrmions o fato de serem topologicamente protegidos (128).

Observando novamente a Figura 4.27 podemos perceber que conforme o skyrmion se aproxima da borda, a deflexão diminui. Isto nos indica que a interação entre o skyrmion e a borda é repulsiva. Esta hipótese pode ser verificada analisando o comportamento do potencial de interação entre o skyrmion e a borda no nanofio, considerando diferentes posições deste skyrmion ao longo do eixo-x. O gráfico da Figura 4.30 mostra o comportamento desta interação. Verificamos através deste gráfico que realmente a interação entre o skyrmion e a borda possui caráter repulsivo. Esta análise foi feita considerando várias configurações nas quais o skyrmion era colocado em diferentes posições da nanofita. Após o sistema atingir a configuração de equilíbrio, guardamos a energia desta configuração. Semelhante ao que fizemos para os “anti-notches”, a energia de interação (ΔE) é estimada subtraindo os valores de energia nas configurações em que o skyrmion está em qualquer posição x no nanofio (E_i), pelo

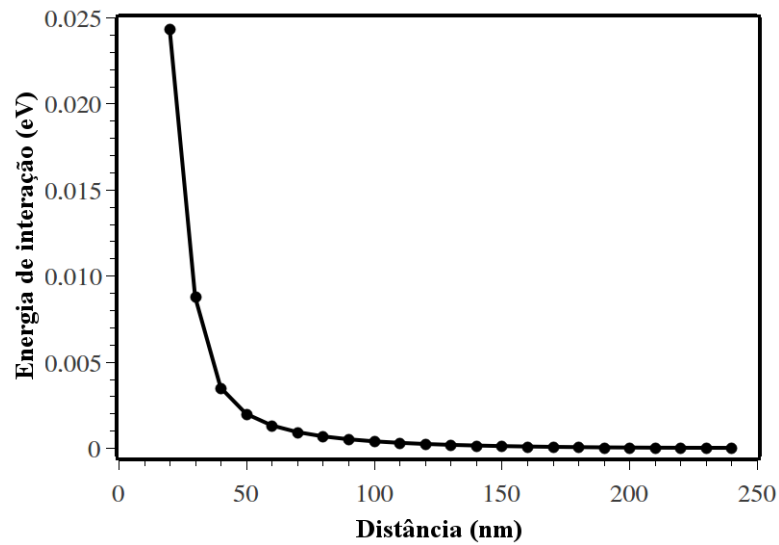


Figura 4.30 – Evolução da energia de interação como uma função da distância entre o centro do skyrmion e a borda lateral. Para esta evolução consideramos uma fita de dimensões $L = 500\text{nm}$, $W = 40\text{nm}$ e $T = 2\text{nm}$. Utilizamos os parâmetros: $A = 15,0 \times 10^{-12}\text{J/m}$, $D = 4 \times 10^{-3}\text{J/m}^2$, $K = 12 \times 10^5\text{J/m}^3$, $M_S = 5,8 \times 10^5\text{A/m}$ e $\alpha = 0,1$ (conf.2 citada anteriormente).

valor energético na configuração em que o skyrmion está no centro do nanofio (E_0), para as i configurações ($\Delta E_i = E_i - E_0$). Para distâncias muito pequenas em relação à borda, o skyrmion não consegue se estabilizar. Estas configurações não constam no gráfico. Este aspecto repulsivo da interação do skyrmion com a borda também pode ser encontrado na literatura (129).

Outra informação já conhecida que podemos observar neste gráfico é a estabilidade e controlabilidade se comparado à parede de domínio transversal. Os skyrmions podem facilmente serem criados e estabilizados próximo à borda. Para o estudo de nanofios de Permalloy com parede de domínio transversal, os sítios de aprisionamento servem não apenas para definir o tamanho da região de domínio magnético, mas também para evitar que o dispositivo “expulse” esta parede. Ao ser retirada do centro da nanofita, gera-se uma magnetização resultante em $\pm \vec{x}$ (considerando que o eixo maior da fita é paralelo ao eixo- x) e “empurra” esta parede em direção à uma das bordas, tornando-a altamente atrativa neste caso. Publicamos um trabalho (130) no qual estudamos um mecanismo de aprisionamento da parede de domínio transversal utilizando sítios de impureza e deslocada mediante aplicação corrente polarizada em spin. Através de irradiação de íons localizados, pode-se introduzir discontinuidades em propriedades magnéticas, em particular uma variação local no acoplamento de troca. Desse modo, defeitos

magnéticos podem ser intencionalmente incorporados em nanomagnetos para alterar as propriedades magnéticas de áreas selecionadas.

A demanda por maior estabilidade e controlabilidade do bit de informação tem impulsionado os estudos relacionados aos skyrmions. No artigo (79), os autores estudaram quatro maneiras de construir armadilhas para skyrmions magnéticos utilizando defeitos magnéticos. Conforme dito anteriormente, a interação entre o skyrmion e a região de impureza possui um caráter atrativo se a razão entre o parâmetro de troca da impureza for menor que o parâmetro de troca da rede ($J''/J < 1$). Foi averiguado que a eficiência da armadilha é comprometida se o tamanho do defeito for menor que o tamanho do skyrmion, porque eles interagem fracamente. Dependendo do tamanho dessa armadilha, o skyrmion pode inclusive ser destruído. É possível propor um mecanismo de controle do SkHE mediante o uso de fita de impureza localizada ao longo do eixo- x do nanofio.

Para isso, consideramos as duas configurações **conf.1** e **conf.2** presentes nas tabelas 4.2 e 4.3. Além disso, consideramos dois tipos de montagens diferentes para cada uma dessas configurações. Na primeira montagem **Mont.1**, consideramos que o parâmetro da interação DM é nulo além dos limites da fita de impureza ($D = 0$). Na segunda montagem **Mont.2**, consideramos que o parâmetro da interação DM é o mesmo em todo o nanofio ($D \neq 0$). Na Figura 4.31 apresentamos uma ilustração das montagens **Mont.1** e **Mont.2**. Lembrando que d_{imp} é a largura da fita de impurezas.



Figura 4.31 – Representação gráfica de como foram concebidas as montagens **Mont-1** e **Mont-2**.

Combinando estas condições, temos então quatro composições: configuração **conf.1** com montagem **Mont-1**, configuração **conf.1** com montagem **Mont-2**, configuração **conf.2** com montagem **Mont-1** e configuração **conf.2** com montagem **Mont-2**. Para cada composição variamos o parâmetro de troca da impureza J'' e a largura da fita de impurezas d_{imp} . Na Figura 4.32 mostramos um diagrama de eventos no qual é possível observar em quais composições o skyrmion não sofre o que chamamos anteriormente de efeito Hall de skyrmion (SkHE).

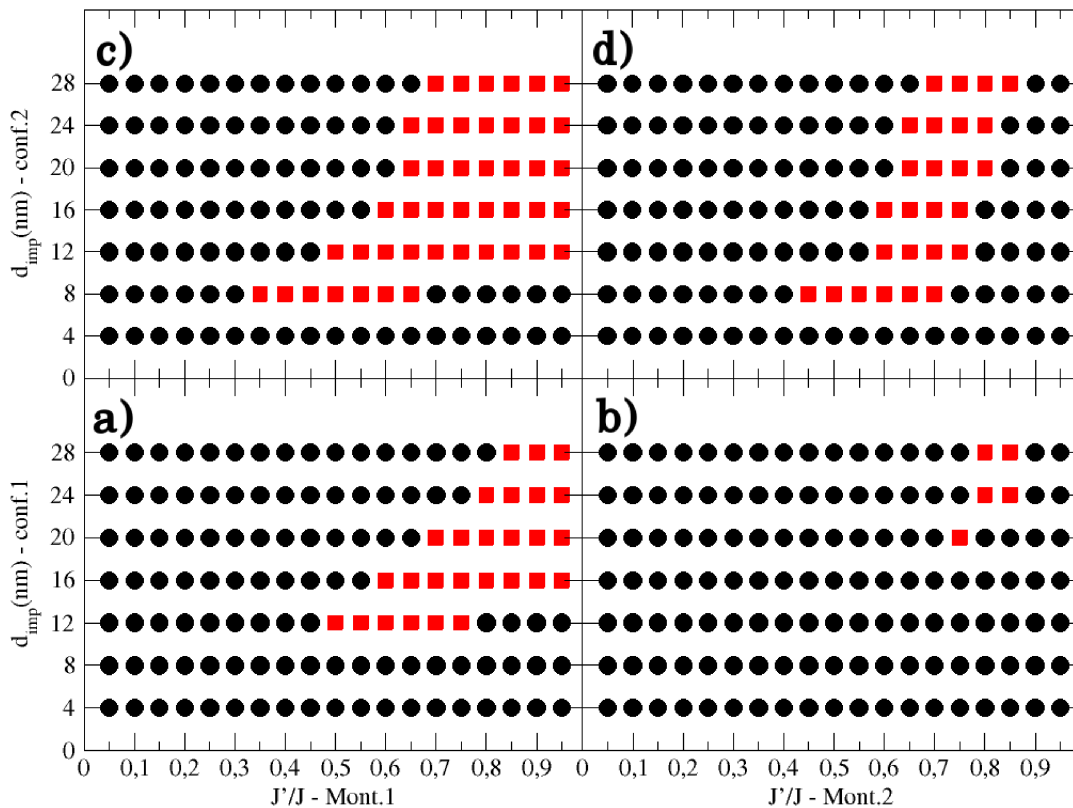


Figura 4.32 – Diagrama de controlabilidade do movimento do skyrmion numa nanofita de cobalto com impureza magnética, cuja razão da constante de troca da impureza pela constante de troca da rede varia como $0,05 \leq J''/J \leq 0,95$. Consideramos quatro composições: **a)** configuração **conf.1** com montagem **Mont-1**, **b)** configuração **conf.1** com montagem **Mont-2**, **c)** configuração **conf.2** com montagem **Mont-1** e **d)** configuração **conf.2** com montagem **Mont-2**. Os círculos pretos representam as configurações em que não foi possível controlar o SkHE. Os quadrados vermelhos representam as configurações em que foi possível controlar o SkHE.

Para movimentar o skyrmion consideramos aplicação de corrente elétrica na direção do eixo maior (eixo- x) da fita, com densidade de corrente $j_e = 1 \times 10^{12} \text{A/m}^2$, polarização $P = 0,7$ e parâmetro não adiabático $\beta = 0,35$. De início, podemos observar uma razão J''/J e largura da fita de impureza d_{imp} mínimas capazes de controlar o SkHE. Conforme esperado, baseado das

observações da referência (79), como a configuração **conf.1** gera um skyrmion com diâmetro maior que a configuração **conf.2**, apenas as fitas com largura de impureza d_{imp} maiores são capazes de controlar o SkHE. Afinal, conforme observado nesta referência, a interação entre skyrmion e impureza é fraca se a largura d_{imp} da impureza for menor que o diâmetro do skyrmion. Além disso, se a largura d_{imp} da impureza for próxima do diâmetro do skyrmion, este tende a ajustar seu diâmetro para igualar à d_{imp} . É importante enfatizar que a referência (79) utilizou apenas a montagem **Mont.2** em suas simulações. Podemos ver pelo diagrama da Figura 4.32 que a montagem **Mont.1** foi significativamente mais efetiva no controle do SkHE que a montagem **Mont.2**. Isso acontece porque na montagem **Mont.2** o skyrmion não é destruído fora da região abrangida pela impureza. Na montagem **Mont.1** isto não acontece, pois a interação DM fora da impureza é nula. Desse modo, impõe-se ao skyrmion uma condição mais restrita, na qual ele apenas existirá se permanecer na região abrangida pela impureza. Isso gera barreira de energia muito maior na fronteira entre as regiões com e sem impureza na montagem **Mont.1**. Skyrmions que possuem diâmetro maior que a largura da impureza, são obrigados a se deformarem para caberem neste trilho, mesmo que d_{imp} seja muito menor que o diâmetro do skyrmion. Esta deformação precisa ser muito bem investigada, afinal precisamos que nossa partícula continue tendo as características de um skyrmion.

Utilizando a equação (4.27), podemos mapear o SkHE presente na dinâmica do skyrmion calculando sua posição em cada passo de simulação. Nos testes iniciais, observamos que a razão J''/J influencia menos na deflexão do skyrmion que d_{imp} , de modo que podemos escolher qualquer valor de J''/J (das composições em que o skyrmion não sofre o SkHE) para cada d_{imp} . Na Figura 4.33, apresentamos a evolução temporal da posição do skyrmion, variando largura da fita de impureza d_{imp} e utilizando uma razão J''/J intermediária. Neste diagrama, fica evidente que, no início do movimento, os skyrmions sofrem uma pequena deflexão. A magnitude desta deflexão aumenta conforme aumentamos a largura do trilho de impureza d_{imp} . Após esta deflexão no início de sua dinâmica, fica evidente nos gráficos que o skyrmion mantém um movimento retilíneo. O skyrmion sofrerá outra deflexão apenas quando estiver próxima da borda.

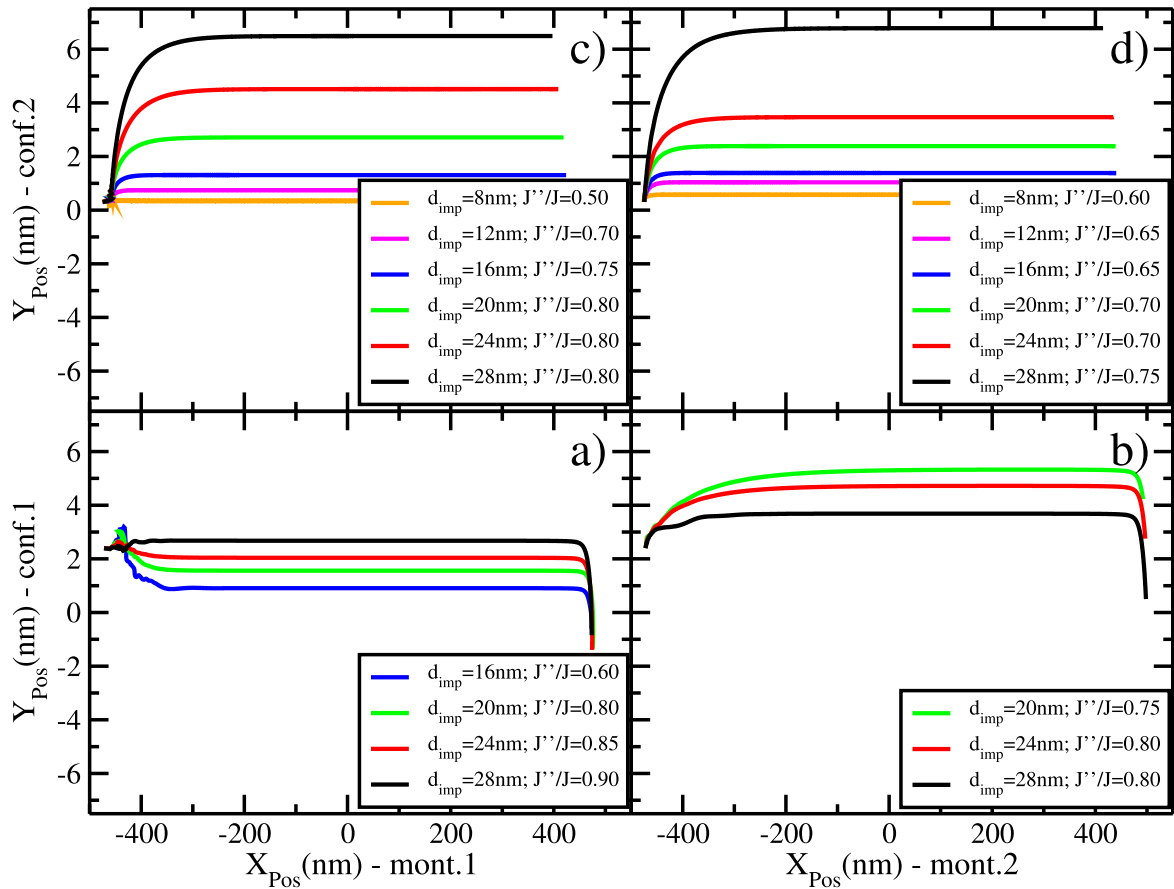


Figura 4.33 – Evolução temporal da posição do skyrmion, variando largura da fita de impureza d_{imp} e utilizando uma razão J''/J intermediária. Novamente, consideramos quatro composições: **a)** configuração **conf.1** com montagem **Mont-1**, **b)** configuração **conf.1** com montagem **Mont-2**, **c)** configuração **conf.2** com montagem **Mont-1** e **d)** configuração **conf.2** com montagem **Mont-2**.

Este resultado pode ser aproveitado para calcular a velocidade do skyrmion em cada passo.

Fizemos este cálculo utilizando a definição da derivada, apresetada na equação (4.28).

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{s}}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{s}(t + \Delta t) - \vec{s}(t)}{\Delta t} \quad (4.28)$$

Na Figura 4.34, apresentamos a evolução temporal do valor da velocidade do skyrmion em algumas configurações nas quais o SkHE foi cancelado. No início do movimento do skyrmion é possível observar uma grande oscilação na velocidade. Neste intervalo de tempo, o skyrmion se ajusta para caber no trilho. Após esta oscilação, o skyrmion se move com velocidade constante até chegar próximo à borda. Podemos observar que, para um mesmo valor de corrente elétrica, apenas as configurações magnéticas influenciam na velocidade. Para a configuração conf.1, após o skyrmion ajustar seu diâmetro, ele atinge uma velocidade constante de $v = 225m/s$.

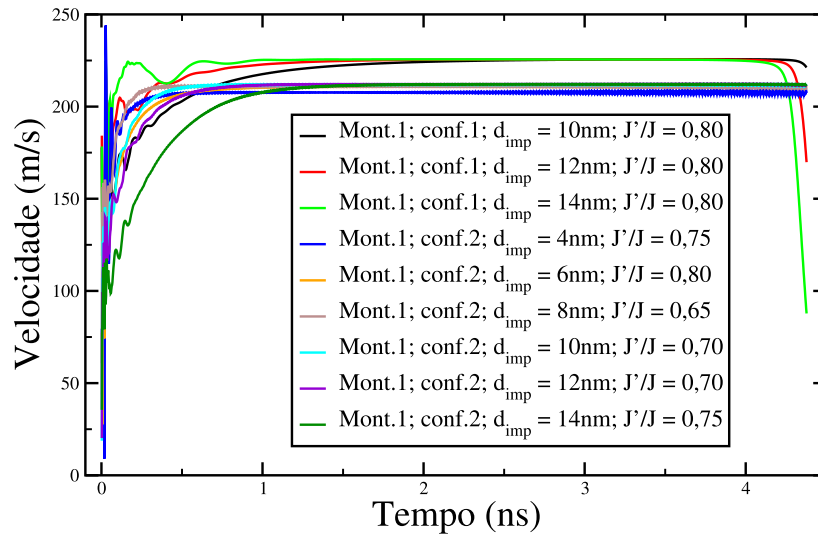


Figura 4.34 – Evolução temporal da posição da velocidade do skyrmion. Variamos as configurações magnéticas (conf.1 e conf.2), a largura do trilho de impureza d_{imp} e a razão das constantes de troca da impureza com a da rede J'/J .

Para a configuração conf.2, após o skyrmion ajustar seu diâmetro, ele atinge uma velocidade constante de $v = 210m/s$.

Conforme informado anteriormente, na montagem **Mont-1** os skyrmions são obrigados a se deformarem para caberem no trilho de impureza. Certamente, isto influencia diretamente na evolução temporal da carga topológica. Na Figura 4.33-a), apresentamos nanofitas com configuração **conf.1** e montagem **Mont-1**. Desse modo, obtemos um skyrmion com diâmetro maior no início, mas que, devido à montagem, ele é obrigado a se deformar de modo diminuir seu diâmetro. Isto não acontece na Figura 4.33-b), na qual apresentamos nanofitas com configuração **conf.1** e montagem **Mont-2**. Com a montagem **Mont-2** o skyrmion só ajusta suas dimensões se seu diâmetro for próximo da largura da fita de impurezas d_{imp} . Comparando então as figuras 4.32-a), 4.32-b), 4.33-a) e 4.33-b), observamos que embora a montagem **Mont-1** seja mais eficiente que a montagem **Mont-2** para controlar o SkHE, as deformações que o skyrmion experimenta na montagem **Mont-1** pode comprometer suas características topológicas, deixando assim de ser um skyrmion. Assim, este trabalho estará completo após este estudo detalhado do comportamento da carga topológica.

Ao calcular a carga topológica dos skyrmions logo após atingir a configuração de menor energia, o skyrmion relacionado à configuração magnética **conf.1** (skyrmion com diâmetro

maior) apresentou um valor de carga topológica maior ($S \approx 0,918$) que da configuração **conf.2** ($S \approx 0,883$). É bastante provável que isso acontece porque o skyrmion maior, por conter uma quantidade maior de sítios, ele se assemelha mais à um skyrmion contínuo ($S = 1$). Assim como feito anteriormente, apresentaremos o comportamento da carga topológica normalizada S_{Norm} ao invés carga topológica S , a fim de obter um resultado comparativo. Na Figura 4.35 apresentamos a evolução temporal da carga topológica normalizada, variando largura da fita de impureza d

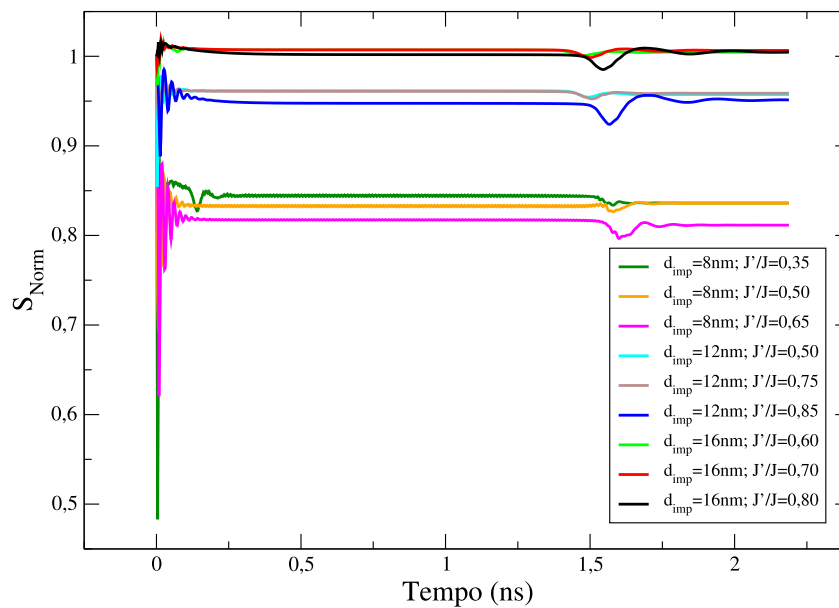


Figura 4.35 – Evolução temporal da carga topológica normalizada, variando largura da fita de impureza d_{imp} e a razão J'/J , e fixando a configuração **conf.2** e a montagem **Mont.1**.

Podemos observar uma grande oscilação da carga topológica no início do movimento do skyrmion. Neste início do movimento o skyrmion sofre uma grande deformação causada pela presença da impureza, afinal o skyrmion tende a ajeitar seu diâmetro conforme a largura d_{imp} . Após esta oscilação, a carga topológica mantém um valor constante até o skyrmion alcançar a borda do nanofio. Ao se chocar com a borda, o skyrmion novamente sofre uma deformação, causando assim uma outra oscilação na carga topológica (no gráfico acontece em aproximadamente $t \approx 1,6ns$). Após esta pequena oscilação, o skyrmion tende a retornar às características topológicas que tinha antes desta deformação devido à colisão com a borda. Observemos também que a largura da fita de impureza d_{imp} influencia mais na carga topológica que a razão J'/J .

Na Figura 4.36 apresentamos a evolução temporal da carga topológica normalizada, variando largura da fita de impureza d_{imp} e a constante de interação de troca da impureza J' . A razão J'/J influencia menos no valor da carga topológica que d_{imp} , de modo que podemos escolher qualquer valor de J'/J (das composições em que o skyrmion não sofre o SkHE) para cada d_{imp} .

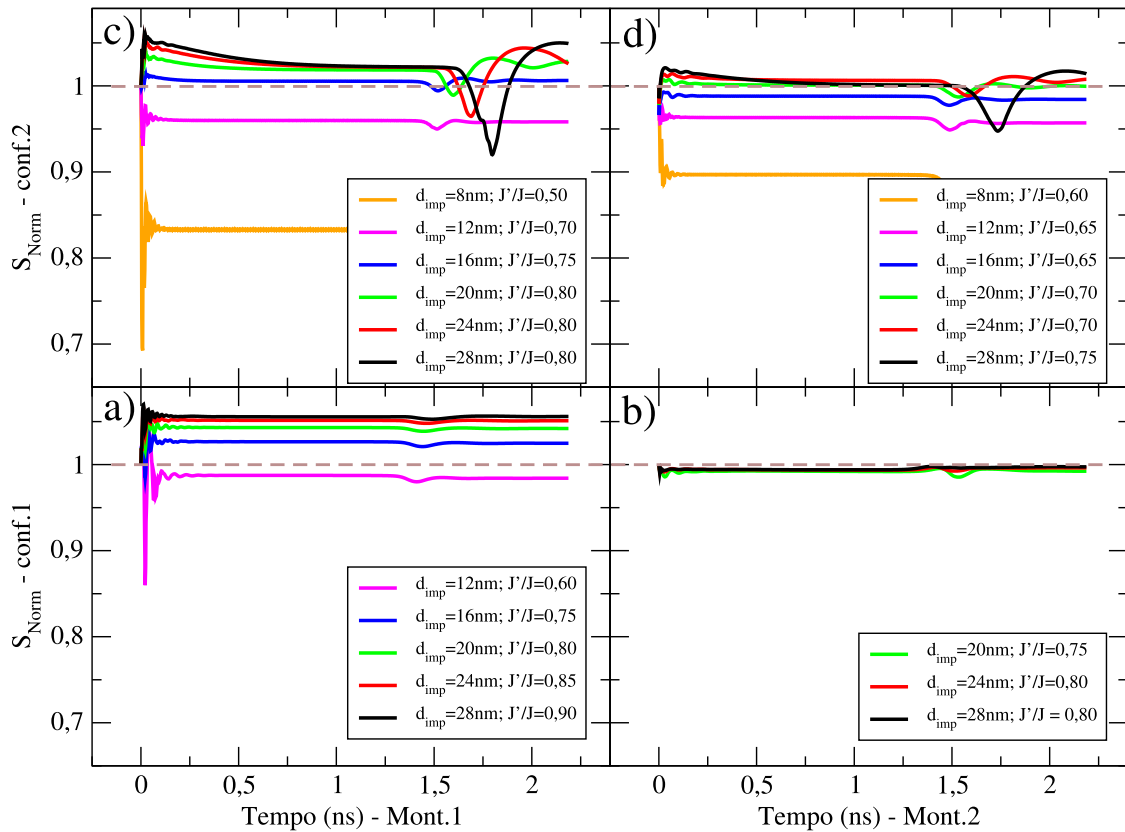


Figura 4.36 – Evolução temporal da carga topológica normalizada, variando largura da fita de impureza d_{imp} e utilizando uma razão J'/J intermediária. Novamente, consideramos quatro composições: **a)** configuração *conf.1* com montagem *Mont-1*, **b)** configuração *conf.1* com montagem *Mont-2*, **c)** configuração *conf.2* com montagem *Mont-1* e **d)** configuração *conf.2* com montagem *Mont-2*.

Uma dúvida pode surgir a respeito do cancelamento da interação DM em algumas regiões. Embora o dispositivo seja composto por camadas de cobalto e platina, todas as simulações são realizadas considerando que os momentos magnéticos pertencem apenas à camada de cobalto. A platina tem como única função causar a interação DM na camada de cobalto. Utilizar múltiplas camadas intercalando *Pt/Co/Pt*, permite ajustar de maneira mais acurada a amplitude da interação DM, além de evitar oxidação da camada de cobalto. Camadas com interfaces assimétricas de *Pt/Co/Pt*, de modo que as camadas de platina possuem espessuras diferentes,

forneem interações DM interfaciais aditivas. Interfaces simétricas, de modo que as camadas de platina possuem espessuras iguais, mostraram um cancelamento não completo da interação DM que pode levar a uma interação global muito pequena (73).

Na montagem **Mont-1** é depositado sobre o cobalto uma superfície mista, de modo que a parte que possui impureza localiza-se logo abaixo da camada antissimétrica e a parte que não possui impureza localiza-se acima da camada simétrica. Aqui consideramos uma aproximação em que a parte em que há camada simétrica, a interação Dzyaloshinskii-Moriya é cancelada ($D = 0$). Deste modo, a interação DM só ocorre na região que possui impureza magnética. Na montagem **Mont-2** o cobalto é depositado sobre uma superfície composta por camadas de platina antissimétricas, de modo que a interação DM se manifesta em todo material. Veja a Figura 4.37. A camada de cobalto está representada pela cor amarela e as camadas de platina

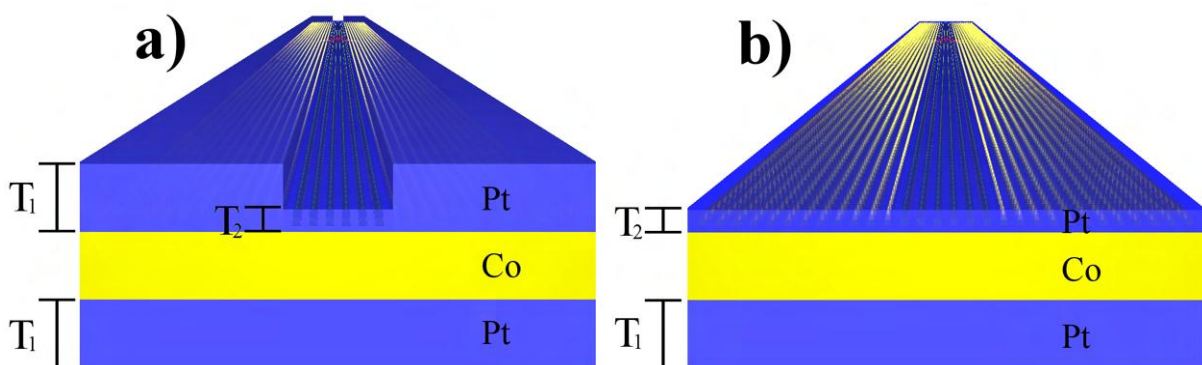


Figura 4.37 – Representação gráfica de como foram concebidas as montagens **Mont-1** e **Mont-2**. A camada de cobalto está representada pela cor amarela e as camadas de platina representadas pela cor azul. Consideramos que a relação entre as espessuras T_1 e T_2 é tal que $T_1 > T_2$.

representadas pela cor azul. Consideramos que a relação entre as espessuras T_1 e T_2 é tal que $T_1 > T_2$. Então, espera-se que com este sistema, seja possível cancelar localmente a interação DM na montagem **Mont.1**.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

5.1 CONCLUSÕES

Uma parte importante deste trabalho envolve modificações realizadas no programa desenvolvido por nosso grupo de simulação. Este programa foi escrito na linguagem Fortran 90 e vem sendo utilizado pelo grupo nos últimos anos.

Inicialmente, realizamos simulações micromagnéticas para investigar o acoplamento dipolar entre nanoelipses de domínio único feitas de Permalloy, dispostas em redes retangulares e quadradas. Estimamos o espaçamento mínimo entre as partículas nas quais as elipses de domínio único se tornam um sistema magnético que não-interagente. As separações mínimas observadas são da ordem de aproximadamente $3L_x$ e dependem fortemente das dimensões da elipse, da proporção delas e do arranjo da matriz. Foi observado que nossos resultados concordam qualitativamente com o comportamento dos resultados experimentais das referências (36) e (37). Vale enfatizar que elipses com proporções maiores são facilmente dissociadas quando dispostas em uma grade quadrada e não em uma grade retangular. Do ponto de vista tecnológico, as interações dipolo-dipolo entre partículas em uma matriz de nano-elipses de domínio único idênticas impõem uma restrição sobre até que ponto a miniaturização de dispositivos spintrônicos pode chegar. Embora tenhamos considerado uma matriz finita de alguns elementos elípticos, o arranjo escolhido é a base de muitas aplicações em potencial, nas quais as elipses são consideradas como não-interagentes.

Na sequência, as condições de fixação da parede do domínio foram mapeadas com e sem

pulso de corrente aplicado em função de um conjunto de parâmetros do “anti-notch”. Além disso, encontramos uma geometria ideal tão pequena quanto as dimensões usadas em vários MRAM investigados na literatura. Na geometria investigada, observamos um movimento rápido da parede do domínio entre “anti-notches” com pulso de corrente curto com duração de $\Delta t \approx 0,04ns$. A magnitude da corrente considerada neste trabalho é semelhante à já utilizada em outros dispositivos investigados (131, 132), o que demonstra que não caracterizaria danos a um dispositivo em tão pouco tempo operacional. O aprisionamento estável e a estabilização da magnetização em $\Delta t \approx 1,12ns$, permite armazenamento de informações bastante rápido, em comparação com um MRAM rápido descrito na literatura (133). Em trabalhos recentes, os autores realizaram comutação da magnetização com intervalo de tempo da ordem de $\Delta t \approx 1,5ns$ (133). Grandes valores do sinal TMG foram encontrados, afinal o alinhamento paralelo local quase completo foi obtido no estado em que a parede de domínio se encontrava fixada no “anti-notch” que contém a MTJ. O aprisionamento estável da TDW permite um armazenamento de informações muito rápido, tendo em vista que o tempo para estabilização será curto, da ordem de poucos nanossegundos, devido à esta estabilidade.

Por fim, estudamos a dinâmica de skyrmions em nanofios de Co/Pt . O início da pesquisa baseou-se na reprodução de resultados conhecidos na literatura, a fim de testar a confiabilidade do programa. Inicialmente, foi possível estabilizar um skyrmion numa nanofita de Co/Pt utilizando os parâmetros encontrados. Foram consideradas duas configurações e duas montagens diferentes. Os resultados relacionados à evolução temporal da carga topológica conforme mudamos a relação entre os parâmetros α e β , estão de acordo com os dados encontrados na literatura (126). Como era esperado, em sistemas discretizados, o valor da carga topológica não é inteiro. Porém, observa-se que este valor oscila muito próximo de 1. Outro dado encontrado na literatura que foi observado é a característica repulsiva das bordas do nanofio. O diagrama de eventos mostra que cancelar o parâmetro da interação DM fora da fita de impurezas, torna o controle do movimento do skyrmion mais eficiente. Assim, o fato de não existir interação DM fora da impureza impõe uma restrição que obriga o skyrmion a permanecer naquela região. Mas, ao impor ao skyrmion a condição para que ele fique preso ao trilho de impurezas, afeta

sua carga topológica. Tal assunto é bastante abrangente, que merece um estudo detalhado em trabalhos futuros.

Podemos afirmar que as modificações realizadas no programa desenvolvido pelo grupo apresentaram resultados satisfatórios e úteis para futuras pesquisas. Importante mencionar também que todas as simulações realizadas nesta tese representam sistemas reais, visto que são consideradas todas as características magnéticas das amostras, de modo que nossos resultados computacionais estão de acordo com resultados experimentais.

5.2 PERSPECTIVAS FUTURAS

Para concluir este trabalho, precisamos ainda responder algumas perguntas importantes, principalmente com relação ao comportamento da carga topológica. Primeira análise que se pretende fazer é com relação ao gráfico da Figura 4.27. Foram utilizados neste trabalho as relações $\beta = \alpha/2$, $\beta = \alpha$ e $\beta = 2\alpha$. Utilizando configurações intermediárias, poderíamos estabelecer uma relação entre β , $\alpha/2$ e a evolução temporal do skyrmion. Pela lógica, tendemos a pensar que a evolução temporal tenha um comportamento linear se comparado com as relações entre β e α . Porém, observando os gráficos de evolução da carga temporal, não podemos afirmar se é possível encontrar tal linearidade.

Talvez fosse mais interessante para um próximo trabalho, não considerar a fita central com impureza atrativa, e sim as bordas como impureza repulsiva. Assim, conserva-se os parâmetros originais da interface Co/Pt na região onde o skyrmion se movimenta. Outra coisa importante para se verificar é se largura da fita é adequada para esse estudo. Como o skyrmion se molda conforme as dimensões do meio, precisamos de um diâmetro mínimo que não influencia, mesmo que muito remotamente, a carga topológica. Assim, uma melhoria nos cálculos que pode ser sugerida como perspectiva futura seria o aumento no diâmetro da nanofita, caso seja necessário.

APÊNDICE A – Modelo de Heisenberg - Interação de Troca

Neste apêndice demonstramos os cálculos que derivam a expressão da interação de troca.

Consideremos um metal ferromagnético. Segundo o princípio de Pauli, os elétrons com spins paralelos (ou seja, se eles pertencem à mesma faixa de energia e com isso o mesmo conjunto de números quânticos) não chegam muito perto uns dos outros, o que leva a uma redução da repulsão de Coulomb de partículas de carga semelhante. Isto implica na propriedade adicional (e fundamental) que as funções de onda devem obedecer: a simetria ou anti-simetria de acordo com o tipo de partícula. Como estamos estudando interação entre elétrons, a função de onda total (envolvendo também os graus de liberdade de spin) deve ser anti-simétrica (86).

Vamos demonstrar primeiramente como o princípio do Pauli pode levar a efeitos magnéticos. Os dois elétrons são férmions idênticos, de modo que a função de onda total deve ser anti-simétrica. Estes elétrons interagem via potencial coulombiano

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} \quad (\text{A.1})$$

onde $r_{12} = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ é a distância entre os elétrons.

A função de onda $|\Psi\rangle$ deve ser um produto da parte espacial e pela parte de spin:

$$|\Psi\rangle = |q^{(\pm)}\rangle |S; m_S\rangle^{(\mp)} \quad (\text{A.2})$$

de modo que para um sistema de dois elétrons temos duas possibilidades: $S = 0$ e $S = 1$.

Para este sistema de duas partículas, existem quatro estados possíveis de spin: $|\uparrow\uparrow\rangle$, $|\uparrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\downarrow\rangle$, de modo que podemos representar os estados de singleto e tripleto por:

$$\chi_A \text{ (singlete)} \rightarrow |0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$$

$$\chi_S \text{ (triplete)} \rightarrow \begin{cases} |1, 1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle \\ |1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle] \\ |1, -1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases}$$

A simetria da parte de spin corrige a simetria da parte correspondente ao espaço $|q\rangle$, uma vez que a função de onda total de $|\Psi\rangle$ deve ser anti-simétrica. Teremos então quatro autossoluções:

$$\begin{aligned} |\Psi_1\rangle &= |q^{(+)}\rangle|0;0\rangle \\ |\Psi_2(m_S)\rangle &= |q^{(-)}\rangle|1;m_S\rangle \\ m_S &= 0, \pm 1 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Podemos definir um Hamiltoniano \mathcal{H} que opera apenas na parte espacial:

$$\mathcal{H}|q\rangle^{(\pm)} = E^\pm|q\rangle^{(\pm)} \tag{A.4}$$

de modo que, se $E^+ \neq E^-$, necessariamente existe um ordenamento magnético espontâneo. Isto indica então que podemos definir um Hamiltoniano efetivo $\hat{\mathcal{H}}$ que opera exclusivamente nos spins dos elétrons, de modo que (86):

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}|0;0\rangle &= E^+|0;0\rangle \\ \hat{\mathcal{H}}|1;m_S\rangle &= E^-|1;m_S\rangle \end{aligned} \tag{A.5}$$

- Resolvendo a parte correspondente ao spin:

Nos cursos de mecânica quântica vemos que, dado um sistema de duas partículas de spin $1/2$, considerando apenas seu spin como grau de liberdade e fazendo \vec{S}_1 e \vec{S}_2 os operadores de spin dessas duas partículas, podemos definir um spin total \vec{S} tal que:

$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 \tag{A.6}$$

Os vetores $|S, m_S\rangle$ satisfazem às equações:

$$\vec{S}_1^2 |S, m_S\rangle = \vec{S}_2^2 |S, m_S\rangle = \frac{3}{4} \hbar^2 |S, m_S\rangle \quad (\text{A.7})$$

$$\vec{S}^2 |S, m_S\rangle = S(S+1) \hbar^2 |S, m_S\rangle \quad (\text{A.8})$$

Vemos então que:

$$\vec{S}^2 = (\vec{S}_1 + \vec{S}_2)^2 = \vec{S}_1^2 + \vec{S}_2^2 + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (\text{A.9})$$

uma vez que \vec{S}_1 e \vec{S}_2 comutam. Então podemos fazer:

$$\vec{S}^2 |S, m_S\rangle = \vec{S}_1^2 |S, m_S\rangle + \vec{S}_2^2 |S, m_S\rangle + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 |S, m_S\rangle$$

$$S(S+1) \hbar^2 |S, m_S\rangle = \frac{3}{4} \hbar^2 |S, m_S\rangle + \frac{3}{4} \hbar^2 |S, m_S\rangle + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 |S, m_S\rangle$$

$$S(S+1) \hbar^2 |S, m_S\rangle = \frac{3}{2} \hbar^2 |S, m_S\rangle + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 |S, m_S\rangle$$

$$S(S+1) \hbar^2 |S, m_S\rangle = \left(\frac{3}{2} \hbar^2 + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \right) |S, m_S\rangle$$

$$S(S+1) \hbar^2 = \frac{3}{2} \hbar^2 + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \frac{1}{2} \left[S(S+1) \hbar^2 - \frac{3}{2} \hbar^2 \right] \quad (\text{A.10})$$

→ Se estamos nos referindo ao estado de singlete ($S = 0$):

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \frac{1}{2} \left[0(0+1) \hbar^2 - \frac{3}{2} \hbar^2 \right] = -\frac{3}{4} \hbar^2 \quad (\text{A.11})$$

→ Se estamos nos referindo ao estado de tripleto ($S = 1$):

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \frac{1}{2} \left[1(1+1) \hbar^2 - \frac{3}{2} \hbar^2 \right] = \frac{1}{2} \left[2\hbar^2 - \frac{3}{2} \hbar^2 \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \hbar^2 \right] = \frac{1}{4} \hbar^2 \quad (\text{A.12})$$

Como consequência, o operador Hamiltoniano ficará da forma:

$$\hat{\mathcal{H}} \equiv \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - (E^+ - E^-) \frac{1}{\hbar^2} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (\text{A.13})$$

onde E^+ e E^- são valores médios de energia de interação nos estados simétrico e anti-simétrico referentes à parte espacial, que serão estudados mais a frente (86).

• Resolvendo a parte correspondente ao espaço:

Para resolver a parte espacial vamos utilizar o método de Heitler-London para o sistema de 2 elétrons de molécula de H_2 . Sejam $\phi_1(\vec{r}_1)$ e $\phi_2(\vec{r}_2)$ funções de onda de elétrons individuais. As funções de onda espaciais simétricas e anti-simétricas para o sistema de dois elétrons são:

$$\begin{cases} |q^{(+)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\phi_1(\vec{r}_1)\rangle|\phi_2(\vec{r}_2)\rangle + |\phi_1(\vec{r}_2)\rangle|\phi_2(\vec{r}_1)\rangle] \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [|q_1\rangle + |q_2\rangle] (\text{simétrica}) \\ |q^{(-)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\phi_1(\vec{r}_1)\rangle|\phi_2(\vec{r}_2)\rangle - |\phi_1(\vec{r}_2)\rangle|\phi_2(\vec{r}_1)\rangle] \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [|q_1\rangle - |q_2\rangle] (\text{anti-simétrica}) \end{cases}$$

Sejam os valores médios da energia de interação calculada nos estados simétrico e anti-simétrico definidos por:

$$\begin{aligned} \rightarrow E^+ &\equiv \langle U(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rangle^+ = \langle q^+ | U | q^+ \rangle = (\langle q_1 | + \langle q_2 |) U (|q_1\rangle + |q_2\rangle) \\ &= \langle q_1 | U | q_1 \rangle + \langle q_1 | U | q_2 \rangle + \langle q_2 | U | q_1 \rangle + \langle q_2 | U | q_2 \rangle \end{aligned}$$

Mas como $\langle q_1 | U | q_1 \rangle = \langle q_2 | U | q_2 \rangle$ e $\langle q_1 | U | q_2 \rangle = \langle q_2 | U | q_1 \rangle$, temos:

$$\begin{aligned} E^+ &= \langle q_1 | U | q_1 \rangle + \langle q_1 | U | q_2 \rangle + \langle q_1 | U | q_2 \rangle + \langle q_1 | U | q_1 \rangle = 2(\langle q_1 | U | q_1 \rangle + \langle q_1 | U | q_2 \rangle) \\ &= 2 \left\{ \int \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1^*(\vec{r}_1) \phi_2^*(\vec{r}_2) \right] U \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1(\vec{r}_1) \phi_2(\vec{r}_2) \right] d^3 r_1 d^3 r_2 \right. \\ &\quad \left. + \int \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1^*(\vec{r}_1) \phi_2^*(\vec{r}_2) \right] U \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1(\vec{r}_2) \phi_2(\vec{r}_1) \right] d^3 r_1 d^3 r_2 \right\} \\ &= 2 \left\{ \frac{1}{2} \int \phi_1^*(\vec{r}_1) \phi_2^*(\vec{r}_2) U \phi_1(\vec{r}_1) \phi_2(\vec{r}_2) d^3 r_1 d^3 r_2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \int \phi_1^*(\vec{r}_1) \phi_2^*(\vec{r}_2) U \phi_1(\vec{r}_2) \phi_2(\vec{r}_1) d^3 r_1 d^3 r_2 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E^+ &= \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2)d^3r_1d^3r_2 \\
&+ \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_2)\phi_2(\vec{r}_1)d^3r_1d^3r_2
\end{aligned} \tag{A.14}$$

$$\begin{aligned}
\rightarrow E^- &\equiv \langle U(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rangle^- = \langle q^- | U | q^- \rangle = (\langle q_1 | - \langle q_2 |) U (|q_1\rangle - |q_2\rangle) \\
&= \langle q_1 | U | q_1 \rangle - \langle q_1 | U | q_2 \rangle - \langle q_2 | U | q_1 \rangle + \langle q_2 | U | q_2 \rangle
\end{aligned}$$

Mas como $\langle q_1 | U | q_1 \rangle = \langle q_2 | U | q_2 \rangle$ e $\langle q_1 | U | q_2 \rangle = \langle q_2 | U | q_1 \rangle$, temos:

$$\begin{aligned}
E^- &= \langle q_1 | U | q_1 \rangle - \langle q_1 | U | q_2 \rangle - \langle q_1 | U | q_2 \rangle + \langle q_1 | U | q_1 \rangle = 2(\langle q_1 | U | q_1 \rangle - \langle q_1 | U | q_2 \rangle) \\
&= 2 \left\{ \int \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2) \right] U \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2) \right] d^3r_1d^3r_2 \right. \\
&\quad \left. - \int \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2) \right] U \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1(\vec{r}_2)\phi_2(\vec{r}_1) \right] d^3r_1d^3r_2 \right\} \\
&= 2 \left\{ \frac{1}{2} \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2)d^3r_1d^3r_2 \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_2)\phi_2(\vec{r}_1)d^3r_1d^3r_2 \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E^- &= \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2)d^3r_1d^3r_2 \\
&- \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_2)\phi_2(\vec{r}_1)d^3r_1d^3r_2
\end{aligned} \tag{A.15}$$

Definindo K e J de modo que:

$$\begin{cases} E^+ = K + J \\ E^- = K - J \end{cases}$$

onde:

$$K \equiv \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2)d^3r_1d^3r_2 \tag{A.16}$$

$$J \equiv \int \phi_1^*(\vec{r}_1)\phi_2^*(\vec{r}_2)U\phi_1(\vec{r}_2)\phi_2(\vec{r}_1)d^3r_1d^3r_2 \tag{A.17}$$

tal que K é o termo direto e J é o termo de troca (exchange). K representa a energia coulombiana média do sistema. Seria o único termo presente se não levássemos em conta o princípio de exclusão de Pauli, ou seja, a condição anti-simétrica das funções de onda. J é um termo extra que aparece devido ao princípio da exclusão de Pauli e é chamado “integral de troca”. Enfim, podemos também escrever

$$2J = E^+ - E^- \quad (\text{A.18})$$

Retornando à equação (A.13), temos:

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - (E^+ - E^-) \frac{1}{\hbar^2} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (\text{A.19})$$

Vamos agora provar a veracidade desta expressão. Conforme dito anteriormente, a função de onda total de $|\Psi\rangle$ deve ser anti-simétrica. De modo que, se aplicarmos um estado de spin simétrico, a energia média referente ao espaço deve ser anti-simétrico e vice-versa.

→ Seja $|\psi_A\rangle$ um estado de spin anti-simétrico:

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathcal{H}} \rangle &= \langle \psi_A | \hat{\mathcal{H}} | \psi_A \rangle = \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - (E^+ - E^-) \frac{1}{\hbar^2} \langle \psi_A | \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 | \psi_A \rangle \\ &= \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - (E^+ - E^-) \frac{1}{\hbar^2} \left(-\frac{3}{4} \hbar^2 \right) \langle \psi_A | \psi_A \rangle \\ &= \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) + \frac{3}{4}(E^+ - E^-) = E^+ \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

→ Seja $|\psi_S\rangle$ um estado de spin simétrico:

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathcal{H}} \rangle &= \langle \psi_S | \hat{\mathcal{H}} | \psi_S \rangle = \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - (E^+ - E^-) \frac{1}{\hbar^2} \langle \psi_S | \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 | \psi_S \rangle \\ &= \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - (E^+ - E^-) \frac{1}{\hbar^2} \frac{1}{4} \hbar^2 \langle \psi_S | \psi_S \rangle \\ &= \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - \frac{1}{4}(E^+ - E^-) = E^- \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Comparando (A.20) e (A.21), temos que:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{4}(E^+ + 3E^-) - 2J \frac{1}{\hbar^2} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (\text{A.22})$$

Para fins de simplificação, utilizaremos \mathcal{H} ao invés de $\hat{\mathcal{H}}$. Redefinindo o zero de energia e estendendo o tratamento para um sistema com N spins, podemos reescrever (A.19) como

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{i,j>i} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (\text{A.23})$$

onde \vec{S}_α ($\alpha = i, j$) representa os operadores de spins localizados nos sítios do cristal e a soma é realizada sobre os primeiros vizinhos, já que a integral de troca envolve a superposição de funções de onda que decrescem muito rapidamente para partículas distantes e são apreciáveis somente até os limites dos primeiros vizinhos.

APÊNDICE B – Interação dipolar

Neste apêndice demonstramos os cálculos que derivam a expressão da energia dipolar.

Da lei de Biot-Savart, temos que se $d\vec{l}$ é um elemento de comprimento de um fio que carrega uma corrente I e \vec{x} é o vetor coordenada do elemento de comprimento para um ponto de observação P , então a densidade de fluxo elementar $d\vec{B}$ no ponto P é dado por:

$$d\vec{B} = kI \frac{d\vec{l} \times \vec{x}}{|\vec{x}|^3} \quad (\text{B.1})$$

onde $k = \mu_0/4\pi$ no SI.

Pode-se escrever a indução magnética numa forma geral para uma densidade de corrente $\vec{j}(\vec{x})$, conforme citado em (105):

$$\vec{B}(\vec{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \vec{j}(\vec{x}') \times \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3x' \quad (\text{B.2})$$

onde temos uma indução magnética no ponto P devido ao à região localizada em \vec{x}' , representado graficamente na figura B.1.

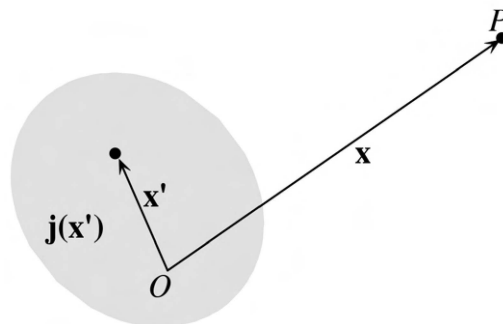


Figura B.1 – Representação gráfica da densidade de corrente $\vec{j}(\vec{x}')$ que dá origem a uma indução magnética no ponto P . Figura adaptada de (105).

Observe que:

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right) = \frac{0 \cdot |\vec{r}| - 1}{|\vec{r}|^2} \hat{r} = -\frac{1}{|\vec{r}|^2} \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} = -\frac{\vec{r}}{|\vec{r}|^3}$$

de modo que:

$$\frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} = -\vec{\nabla} \left(\frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) \quad (\text{B.3})$$

Substituindo B.3 em B.2:

$$\begin{aligned} \vec{B}(\vec{x}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int \vec{j}(\vec{x}') \times \left[-\vec{\nabla} \left(\frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) \right] d^3x' = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \vec{\nabla} \times \vec{j}(\vec{x}') \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \\ \vec{B}(\vec{x}) &= \vec{\nabla} \times \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \int \frac{\vec{j}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Do eletromagnetismo clássico, define-se a relação entre indução magnética \vec{B} e o potencial vetor \vec{A} por:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (\text{B.5})$$

Então a expressão para o potencial vetor \vec{A} no espaço é tal que:

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \quad (\text{B.6})$$

Considerando $|\vec{x}| \gg |\vec{x}'|$, expandimos o denominador em potências de \vec{x}' :

$$\frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} = \frac{1}{|\vec{x}|} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{x}'}{|\vec{x}|^3} + \dots \quad (\text{B.7})$$

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \vec{j}(\vec{x}') \left(\frac{1}{|\vec{x}|} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{x}'}{|\vec{x}|^3} + \dots \right) d^3x' \quad (\text{B.8})$$

de modo que uma dada componente A_i do potencial vetor terá a expansão:

$$\begin{aligned} A_i(\vec{x}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int j_i(\vec{x}') \left(\frac{1}{|\vec{x}|} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{x}'}{|\vec{x}|^3} + \dots \right) d^3x' \\ A_i(\vec{x}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{|\vec{x}|} \int j_i(\vec{x}') d^3x' + \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \cdot \int j_i(\vec{x}') \vec{x}' d^3x' + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Vamos considerar agora duas funções $f(\vec{x}')$ e $g(\vec{x}')$ bem comportadas. Se \vec{j} for localizada, conforme citado em (105), temos a identidade:

$$\int (f\vec{j} \cdot \vec{\nabla}'g + g\vec{j} \cdot \vec{\nabla}'f + fg\nabla' \cdot \vec{j})d^3x' = 0 \quad (\text{B.10})$$

Considerando $f = 1$ e $g = x'_i$, e divergência nula ($\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$), a identidade B.10 fica:

$$\begin{aligned} \int (1 \cdot \vec{j} \cdot \vec{\nabla}'x'_i + x'_i\vec{j} \cdot \vec{\nabla}'1 + 1 \cdot x'_i \cdot 0)d^3x' &= \int (\vec{j} \cdot \vec{\nabla}'x'_i)d^3x' = 0 \\ \int [j_i(\vec{x}')]d^3x' &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

De modo que, observando a equação B.9 percebemos que o primeiro termo, referente ao monopolo, é nulo.

Considerando $f = x'_i$ e $g = x'_j$, e divergência nula ($\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$), a identidade B.10 fica:

$$\begin{aligned} \int (x'_i \cdot \vec{j} \cdot \vec{\nabla}'x'_j + x'_j\vec{j} \cdot \vec{\nabla}'x'_i + x'_i \cdot x'_j \cdot 0)d^3x' &= \int (x'_ij_j + x'_jj_i)d^3x' = 0 \\ \int x'_jj_id^3x' &= - \int x'_ij_jd^3x' \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

A integral no segundo termo de B.9 pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \vec{x} \cdot \int \vec{x}' j_i(\vec{x}')d^3x' &= \sum_j x_j \int x'_j j_i(\vec{x}')d^3x' = \sum_j x_j \left[\frac{1}{2} \int x'_j j_i(\vec{x}')d^3x' + \frac{1}{2} \int x'_j j_i(\vec{x}')d^3x' \right] \\ &= \frac{1}{2} \sum_j x_j \left[- \int x'_i j_j(\vec{x}')d^3x' + \int x'_j j_i(\vec{x}')d^3x' \right] = \frac{1}{2} \sum_j x_j \int [-x'_i j_j(\vec{x}') + x'_j j_i(\vec{x}')]d^3x' \\ &= -\frac{1}{2} \sum_j x_j \int [x'_i j_j(\vec{x}') - x'_j j_i(\vec{x}')]d^3x' = -\frac{1}{2} \sum_j x_j \int [\vec{x}' \times \vec{j}]_k d^3x' \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{jk} \epsilon_{ijk} x_j \int [\vec{x}' \times \vec{j}]_k d^3x' = -\frac{1}{2} \left[\vec{x} \times \int (\vec{x}' \times \vec{j})d^3x' \right]_i \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

De modo que:

$$A_i \approx -\frac{\mu_0}{8\pi|\vec{x}|^3} \left[\vec{x} \times \int \vec{x}' \times \vec{j}d^3x' \right]_i \quad (\text{B.14})$$

É costume definir a densidade de momento magnético ou magnetização como:

$$\vec{M} = \frac{1}{2}(\vec{x} \times \vec{j}) \quad (\text{B.15})$$

e sua integral de volume como o momento magnético $\vec{\mu}$:

$$\vec{\mu} = \int \vec{M}(\vec{x}') d^3x' = \frac{1}{2} \int \vec{x}' \times \vec{j}(\vec{x}') d^3x' \quad (\text{B.16})$$

de modo que o potencial vetor do dipolo magnético será:

$$A_i = -\frac{\mu_0}{8\pi|\vec{x}|^3} \left[\vec{x} \times \int (\vec{x}' \times \vec{j}) d^3x' \right]_i = -\frac{\mu_0}{4\pi|\vec{x}|^3} [\vec{x} \times \vec{\mu}]_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\vec{\mu} \times \vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right]_i$$

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\vec{\mu} \times \vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right] \quad (\text{B.17})$$

Então a indução magnética será:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} \times \left[\left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \frac{\vec{\mu} \times \vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right] \quad (\text{B.18})$$

Usando a identidade vetorial

$$\vec{\nabla} \times (\vec{a} \times \vec{b}) = \vec{a}(\vec{\nabla} \cdot \vec{b}) - \vec{b}(\vec{\nabla} \cdot \vec{a}) + (\vec{b} \cdot \vec{\nabla})\vec{a} - (\vec{a} \cdot \vec{\nabla})\vec{b} \quad (\text{B.19})$$

temos (para μ constante):

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{\nabla} \times \left[\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\vec{\mu} \times \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right) \right] = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\vec{\mu} \left(\vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right) - \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\mu}) + \left(\frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{\mu} - (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right] \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\vec{\mu} \left(\vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right) - (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right] = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\vec{\mu} \left\{ \vec{\nabla} \cdot \left[-\vec{\nabla} \left(\frac{1}{|\vec{x}|} \right) \right] \right\} - (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right] \\ &= -\frac{\mu_0}{4\pi} \left[\vec{\mu} \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{|\vec{x}|} \right) + (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right] = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left[\vec{\mu} \vec{\nabla}^2 \left(\frac{1}{|\vec{x}|} \right) + (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \right] = -\frac{\mu_0}{4\pi} (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} \end{aligned}$$

pois $\vec{\nabla}^2 \left(\frac{1}{|\vec{x}|} \right) = 0$ para $\vec{x} \neq 0$.

$$\vec{B} = -\frac{\mu_0}{4\pi} (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^3} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left[\left(\frac{1}{|\vec{x}|^3} \right) (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \vec{x} + \vec{x} (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \left(\frac{1}{|\vec{x}|^3} \right) \right] \quad (\text{B.20})$$

$$\begin{aligned} \bullet (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \vec{x} &= \left(\mu_x \frac{\partial}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial}{\partial z} \right) (x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k}) \\ &= \mu_x \hat{i} + \mu_y \hat{j} + \mu_z \hat{k} = \vec{\mu} \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

$$\begin{aligned}
\bullet(\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \left(\frac{1}{|\vec{x}|^3} \right) &= \left(\mu_x \frac{\partial}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right) \\
&= -\frac{3x\mu_x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} - \frac{3y\mu_y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} - \frac{3z\mu_z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} \\
&= -\frac{3(x\mu_x + y\mu_y + z\mu_z)}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} = -\frac{3(\vec{\mu} \cdot \vec{x})}{|\vec{x}|^5}
\end{aligned} \tag{B.22}$$

$$\vec{B} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\vec{\mu}}{|\vec{x}|^3} - \frac{3(\vec{\mu} \cdot \vec{x})\vec{x}}{|\vec{x}|^5} \right] = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{\mu} \cdot \hat{x})|\vec{x}|\hat{x}}{|\vec{x}|^5} - \frac{\vec{\mu}}{|\vec{x}|^3} \right] = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{\mu} \cdot \hat{x})\hat{x}|\vec{x}|^2}{|\vec{x}|^5} - \frac{\vec{\mu}}{|\vec{x}|^3} \right]$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{\mu} \cdot \hat{x})\hat{x}}{|\vec{x}|^3} - \frac{\vec{\mu}}{|\vec{x}|^3} \right] = \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{x}|^3} [3(\vec{\mu} \cdot \hat{x})\hat{x} - \vec{\mu}] \tag{B.23}$$

APÊNDICE C – Torque de Spin na Magnetização

Neste apêndice demonstramos os cálculos que derivam a expressão do torque de spin na magnetização.

A magnetização de um nanomagnetito pode ser manipulada através da aplicação de corrente elétrica, sem auxílio de campo magnético. Luc Berger previu em 1978 (134) que uma corrente de spin polarizada deveria aplicar um torque numa parede de domínio magnético. Seguindo um modelo proposto por Zener (135) para materiais ferromagnéticos, assumimos que os elétrons “d” são localizados (abaixo do mar de Fermi) e os “s” são itinerantes (no nível de Fermi ou perto dele) (110, 136) e o acoplamento de spin entre eles tendem a alinhar dos spins dos orbitais “d” incompletos de uma maneira ferromagnética (135). De modo que, embora seja impossível separar elétrons de transporte dos elétrons localizados num ferromagneto real, estes podem ser modelados numa Hamiltoniana “s-d” (110):

$$\mathcal{H}_{sd} = -J_{ex}\vec{s}\cdot\vec{S} \quad (\text{C.1})$$

onde \vec{s} e \vec{S} são os spins (adimensionais) dos elétrons itinerantes e elétrons localizados, respectivamente, e J_{ex} é a constante de acoplamento entre eles. Utilizaremos este modelo “s-d” para calcular o torque que o spin do elétron de condução exerce no spin localizado, trataremos o spin itinerante \vec{s} como um operador quântico local cuja equação de movimento é governada por uma equação de transporte e aproximaremos \vec{S} como um vetor de magnetização clássico.

Conforme vimos anteriormente, o momento magnético do spin do elétron localizado está relacionado ao momento de spin por $\vec{\mu} = -\gamma\vec{S}$, de modo que:

$$\frac{\vec{\mu}}{|\vec{\mu}|} = \frac{\vec{M}/V}{|\vec{M}/V|} = \frac{\vec{M}}{M_s} = \frac{-\gamma\vec{S}}{|-\gamma\vec{S}|} = \frac{-\gamma\vec{S}}{\gamma S} = \frac{-\vec{S}}{S}$$

$$\vec{S} = -\frac{S\vec{M}}{M_s} \quad (\text{C.2})$$

onde $|\vec{M}| = M_s$ é a magnetização de saturação (110).

Substituindo a equação (C.2) na (C.1), temos:

$$\mathcal{H}_{sd} = -J_{ex}\vec{s} \cdot \vec{S} = -J_{ex}\vec{s} \cdot \left(-\frac{S\vec{M}}{M_s}\right) = \frac{SJ_{ex}}{M_s}\vec{s} \cdot \vec{M}(\vec{r}, t) \quad (\text{C.3})$$

O operador de spin do elétron de condução satisfaz à equação de spin generalizada

$$\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \hat{J} = \frac{1}{i\hbar}[\vec{s}, \mathcal{H}_{sd}] - \vec{\Gamma}_{re}(\vec{s}) \quad (\text{C.4})$$

onde \hat{J} é o operador de corrente de spin e $\Gamma_{re}(\vec{s})$ representa a relaxação devido ao espalhamento com impurezas, elétrons, etc. Esta expressão representa a equação de Heisenberg para descrever a dinâmica do operador de spin do elétron de condução e acrescida de termos relacionados à fonte e relaxação (elétrons de condução de não-equilíbrio). Faremos a média sobre todos os estados ocupados e definiremos $\vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) = \langle \vec{s} \rangle$ como a densidade de spin do elétron e $\mathcal{J}(\vec{r}, t) = \langle \hat{J} \rangle$ como densidade de corrente de spin. Assim, $\langle \vec{s} \rangle = Tr(\rho s)$ é o traço sobre todos os estados de spin, onde ρ é o operador densidade. O torque exercido num momento magnético $\vec{\mu}$ por um campo efetivo local $\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{\mu}}$ é $\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{H}_{eff}$. Desse modo, considerando a relação (C.3), podemos escrever a equação de spin generalizada (C.5) da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \mathcal{J} &= -\frac{SJ_{ex}}{\hbar M_s} \vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} - \langle \vec{\Gamma}(\vec{s}) \rangle \\ \frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \mathcal{J} &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} - \langle \vec{\Gamma}(\vec{s}) \rangle \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

onde definimos $\tau_{ex} = \frac{\hbar}{SJ_{ex}}$, que podemos interpretar como o tempo necessário para que ocorra a interação de troca \mathcal{H}_{sd} .

Pela teoria da resposta linear, podemos separar a densidade de spin induzida $\vec{\mathcal{M}}$ em dois termos:

$$\vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{M}}_0(\vec{r}, t) + \partial \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) = n_0 \frac{M(\vec{r}, t)}{M_s} + \partial \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \quad (\text{C.6})$$

onde n_0 é a densidade de spin local cuja direção é paralela à magnetização. O primeiro termo representa a densidade de spin adiabática (processo quase estático) quando o spin do elétron de condução relaxa ao seu valor de equilíbrio e o segundo termo representa o desvio da magnetização deste processo adiabático (perturbação devido à aplicação da corrente). De maneira semelhante, podemos representar a densidade de corrente de spin como:

$$\mathcal{J}(\vec{r}, t) = \mathcal{J}_0(\vec{r}, t) + \delta \mathcal{J}(\vec{r}, t) = - \left(\frac{\mu_B P}{e} \right) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta \mathcal{J}(\vec{r}, t) \quad (\text{C.7})$$

onde μ_B é o magneton de Bohr, e é a carga do elétron, \vec{j}_e é a densidade de corrente e P é a polarização da corrente de spin. O primeiro termo representa a corrente de spin cuja polarização é paralela à magnetização local $\vec{M}(\vec{r}, t)$ e o segundo termo, a densidade de corrente não adiabática (110).

Podemos usar uma aproximação para modelar o termo de relaxação da equação (C.5), referente aos elétrons de condução de não-equilíbrio, através do tempo de relaxação:

$$\langle \Gamma(\vec{s}) \rangle = \frac{\partial \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \quad (\text{C.8})$$

onde τ_{sf} é o tempo de relaxação de “flip” do spin. Utilizando uma teoria semiclássica de transporte e o formalismo da lei de Fourier, para uma pequena variação da densidade de spin, temos que relação entre a densidade de spin não adiabática $\delta \mathcal{J}$ e a densidade de spin de não equilíbrio $\delta \vec{\mathcal{M}}$ é tal que:

$$\delta \mathcal{J} = -D_0 \nabla \delta \vec{\mathcal{M}} \quad (\text{C.9})$$

onde D_0 é a constante de difusão. Fazemos esta aproximação para obter uma expressão analítica simples. Inserindo as relações (C.6), (C.7) e (C.8) em cada termo da equação de spin generalizada (C.5), obtemos as relações:

$$\bullet \frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left[n_0 \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \right] = \frac{n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t)$$

Uma outra aproximação que podemos fazer é considerar apenas a resposta linear de $\delta \vec{\mathcal{M}}$ à corrente elétrica j_e e à derivada da magnetização no tempo $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$. Termos de ordem superior

$(\delta\partial\vec{\mathcal{M}}/\partial t, \partial^2\vec{\mathcal{M}}/\partial t^2, \text{etc.})$ serão descartados.

$$\frac{\partial\vec{\mathcal{M}}}{\partial t} \approx \frac{n_0}{M_s} \frac{\partial\vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{C.10})$$

$$\begin{aligned} \bullet \vec{\nabla} \cdot \mathcal{J}(\vec{r}, t) &= \vec{\nabla} \cdot \left[-\left(\frac{\mu_{BP}}{e}\right) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta \mathcal{J}(\vec{r}, t) \right] \\ &= -\left(\frac{\mu_{BP}}{e}\right) (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \vec{\nabla} \cdot [\delta \mathcal{J}(\vec{r}, t)] = -\frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \vec{\nabla} \cdot (-D_0 \vec{\nabla} \delta \vec{\mathcal{M}}) \\ \vec{\nabla} \cdot \mathcal{J}(\vec{r}, t) &= -\frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} - D_0 \nabla^2 \delta \vec{\mathcal{M}} \\ \vec{\nabla} \cdot \mathcal{J}(\vec{r}, t) &\approx -\frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

$$\begin{aligned} \bullet -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \left[n_0 \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \right] \times \vec{M}(\vec{r}, t) \\ -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

$$\bullet \langle \Gamma(\vec{s}) \rangle = \frac{\delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \quad (\text{C.13})$$

Assim, podemos reescrever a equação de spin generalizada (C.5) como:

$$\begin{aligned} \frac{n_0}{M_s} \frac{\partial\vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} - \frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) - \frac{\delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \\ \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) + \frac{\delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} &= -\frac{n_0}{M_s} \frac{\partial\vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

Definindo $\vec{\phi}$ como um vetor qualquer, tal que:

$$\begin{aligned} \vec{\phi} &\equiv -\frac{n_0}{M_s} \frac{\partial\vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} \\ \vec{\phi} &= \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) + \frac{\delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \\ (\tau_{ex} M_s) \vec{\phi} &= (\tau_{ex} M_s) \left[\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) + \frac{\delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \right] \\ \tau_{ex} M_s \vec{\phi} &= \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) + \left(\frac{\tau_{ex}}{\tau_{sf}} \right) M_s \delta \vec{\mathcal{M}}(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

Definindo $\beta \equiv \tau_{ex}/\tau_{sf}$:

$$\begin{aligned}\tau_{ex}M_s\vec{\phi} &= \delta\vec{\mathcal{M}}(\vec{r},t) \times \vec{M}(\vec{r},t) + \beta M_s\delta\vec{\mathcal{M}}(\vec{r},t) \\ \left(\frac{\beta}{M_s}\right)\tau_{ex}M_s\vec{\phi} &= \left(\frac{\beta}{M_s}\right)\left[\delta\vec{\mathcal{M}}(\vec{r},t) \times \vec{M}(\vec{r},t) + \beta M_s\delta\vec{\mathcal{M}}(\vec{r},t)\right] \\ \beta\tau_{ex}\vec{\phi} &= \frac{\beta}{M_s}\delta\vec{\mathcal{M}}(\vec{r},t) \times \vec{M}(\vec{r},t) + \beta^2\delta\vec{\mathcal{M}}(\vec{r},t)\end{aligned}\quad (C.16)$$

Vamos reservar esta equação. Agora fazendo o produto vetorial $\vec{M} \times$ (C.16), obteremos:

$$\begin{aligned}\vec{M} \times (M_s\tau_{ex}\vec{\phi}) &= \vec{M} \times (\delta\vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} + \beta M_s\delta\vec{\mathcal{M}}) \\ M_s\tau_{ex}\vec{M} \times \vec{\phi} &= \vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} + \beta M_s\vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}}\end{aligned}$$

Das propriedades do produto vetorial, $\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = (\vec{a} \cdot \vec{c})\vec{b} - (\vec{a} \cdot \vec{b})\vec{c}$:

$$\begin{aligned}M_s\tau_{ex}\vec{M} \times \vec{\phi} &= (\vec{M} \cdot \vec{M})\delta\vec{\mathcal{M}} - (\vec{M} \cdot \delta\vec{\mathcal{M}})\vec{M} + \beta M_s\vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}} \\ M_s\tau_{ex}\vec{M} \times \vec{\phi} &= (|\vec{M}|^2)\delta\vec{\mathcal{M}} - (\vec{M} \cdot \delta\vec{\mathcal{M}})\vec{M} + \beta M_s\vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}}\end{aligned}$$

Mas $\vec{M} \cdot \delta\vec{\mathcal{M}} = 0$, então:

$$\begin{aligned}M_s\tau_{ex}\vec{M} \times \vec{\phi} &= M_s^2\delta\vec{\mathcal{M}} + \beta M_s\vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}} \\ \frac{1}{M_s^2}(M_s\tau_{ex}\vec{M} \times \vec{\phi}) &= \frac{1}{M_s^2}(M_s^2\delta\vec{\mathcal{M}} + \beta M_s\vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}}) \\ \frac{\tau_{ex}}{M_s}\vec{M} \times \vec{\phi} &= \delta\vec{\mathcal{M}} + \frac{\beta}{M_s}\vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}}\end{aligned}\quad (C.17)$$

Somando as equações (C.16) e (C.17), obtemos:

$$\begin{aligned}\beta\tau_{ex}\vec{\phi} + \frac{\tau_{ex}}{M_s}\vec{M} \times \vec{\phi} &= \frac{\beta}{M_s}\delta\vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} + \beta^2\delta\vec{\mathcal{M}} + \delta\vec{\mathcal{M}} + \frac{\beta}{M_s}\vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}} \\ \frac{\tau_{ex}}{M_s}\vec{M} \times \vec{\phi} + \beta\tau_{ex}\vec{\phi} &= \frac{\beta}{M_s}\delta\vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} - \frac{\beta}{M_s}\delta\vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} + (\beta^2 + 1)\delta\vec{\mathcal{M}} \\ \tau_{ex}\left(\frac{1}{M_s}\vec{M} \times \vec{\phi} + \beta\vec{\phi}\right) &= (\beta^2 + 1)\delta\vec{\mathcal{M}} \\ \delta\vec{\mathcal{M}} &= \frac{\tau_{ex}}{(\beta^2 + 1)}\left(\frac{1}{M_s}\vec{M} \times \vec{\phi} + \beta\vec{\phi}\right)\end{aligned}\quad (C.18)$$

Substituindo a expressão encontrada para $\vec{\phi}$, (C.15), na equação (C.18), temos:

$$\begin{aligned}\delta\vec{\mathcal{M}} &= \frac{\tau_{ex}}{(\beta^2+1)} \left\{ \frac{1}{M_s} \vec{M} \times \left[-\frac{n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}}{M_s} \right] + \beta \left[-\frac{n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}}{M_s} \right] \right\} \\ \delta\vec{\mathcal{M}} &= \frac{\tau_{ex}}{(\beta^2+1)} \left[-\frac{n_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\mu_{BP}}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} - \frac{\beta n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\beta \mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}}{M_s} \right] \quad (C.19)\end{aligned}$$

A densidade de spin apresentada nesta equação (C.19) exerce um torque de spin na magnetização. Este torque, utilizando as equações (2.29) e (C.3) e considerando a média feita sobre os estados ocupados, é dado por:

$$\begin{aligned}\vec{T} &= \vec{\mu} \times \vec{H}_{eff} = \frac{SJ_{ex}}{M_s \hbar} \vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} = \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{\mathcal{M}} \times \vec{M} = -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \vec{\mathcal{M}} \\ \vec{T} &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \left[n_0 \frac{\vec{M}}{M_s} + \delta\vec{\mathcal{M}} \right] = -\frac{n_0}{\tau_{ex} M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} - \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}} \\ \vec{T} &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \delta\vec{\mathcal{M}} \quad (C.20)\end{aligned}$$

Substituindo a equação (C.19) na equação (C.20), obtemos:

$$\begin{aligned}\vec{T} &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \left\{ \frac{\tau_{ex}}{(\beta^2+1)} \left[-\frac{n_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\mu_{BP}}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} - \frac{\beta n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\beta \mu_{BP}}{e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \frac{\vec{M}}{M_s} \right] \right\} \\ T &= \frac{1}{(\beta^2+1)} \left\{ \frac{n_0}{M_s^3} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) - \frac{\mu_{BP}}{e M_s^3} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\beta n_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\beta \mu_{BP}}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \right\} \quad (C.21)\end{aligned}$$

Pelas propriedades do produto vetorial, $\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = (\vec{a} \cdot \vec{c})\vec{b} - (\vec{a} \cdot \vec{b})\vec{c}$, temos:

$$\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) = \vec{M} \left(\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) - \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} (\vec{M} \cdot \vec{M}) = -\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} |\vec{M}|^2 = -\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} M_s^2$$

Então, a equação para o torque (C.21) fica:

$$\begin{aligned}\vec{T} &= \frac{1}{(\beta^2+1)} \left\{ -\frac{n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\beta n_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_{BP}}{e M_s^3} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \right] + \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta \mu_{BP}}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \right\}\end{aligned}$$

$$\vec{T} = -\frac{n_0}{M_s(\beta^2 + 1)} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\beta n_0}{M_s^2(\beta^2 + 1)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{eM_s^3(\beta^2 + 1)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \right] +$$

$$-\frac{\beta \mu_B P}{eM_s^2(\beta^2 + 1)} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \quad (\text{C.22})$$

Esta equação de torque (C.22) apresenta quatro termos: os dois primeiros possuem variação da magnetização no tempo e os dois últimos possuem variação da magnetização no espaço. Observe que apenas os dois últimos termos dependem da corrente, de modo que representam os efeitos da corrente polarizada em spin no material (110).

Conforme vimos anteriormente, a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert padrão (2.34) consiste de um termo precessional devido a um campo efetivo e um termo de amortecimento fenomenológico. Podemos acrescentar na equação Landau-Lifshitz-Gilbert padrão o termo de torque encontrado em (C.22):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \vec{T} \quad (\text{C.23})$$

Observe que os dois primeiros termos da equação obtida para o torque (C.22) possuem variação da magnetização em função do tempo, assim como os dois termos da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert padrão (2.34). Desse modo, estes dois termos de (C.22) podem ser completamente absorvidos na equação (2.34), apenas redefinindo a razão giromagnética e da constante de amortecimento (110):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{eM_s^3(\beta^2 + 1)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right] +$$

$$-\frac{\beta \mu_B P}{eM_s^2(\beta^2 + 1)} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}$$

Assumindo a direção-x como a direção da corrente aplicada, temos (110):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{eM_s^3(\beta^2 + 1)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times (j_e \hat{e}_x \cdot \nabla) \vec{M} \right] +$$

$$-\frac{\beta \mu_B P}{eM_s^2(\beta^2 + 1)} \vec{M} \times (j_e \hat{e}_x \cdot \nabla) \vec{M}$$

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P j_e}{e M_s^3 (\beta^2 + 1)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right] + \frac{\beta \mu_B P j_e}{e M_s^2 (\beta^2 + 1)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (C.24)$$

Para simplificar a expressão (C.24), vamos definir:

$$\eta \equiv \frac{g \mu_B}{2e M_s} \text{ e } v_j \equiv \eta j_e P \quad (C.25)$$

Temos enfim que, a equação de LLG na qual existe uma corrente polarizada aplicada num material ferromagnético macio:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left[\frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right] \quad (C.26)$$

A polarização P não é bem conhecida mas varia entre 0,4 e 0,7 (108).

APÊNDICE D – CÁLCULO COMPLEMENTAR DA ADIMENSIONALIZAÇÃO DA EQUAÇÃO L.L.G.

Neste apêndice faremos os cálculos necessários para obter a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional. Na seção 2.8, encontramos a seguinte equação dinâmica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{1}{(1+\beta^2)} \left[\frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right] \\ \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{1}{(1+\beta^2)} \left[\frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (D.1)$$

Fazendo o produto vetorial de \vec{M} com a equação (D.1), obtemos:

$$\begin{aligned} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\ &\quad - \frac{v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] \end{aligned}$$

mas veja que, pela propriedade de produto vetorial $\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = (\vec{a} \cdot \vec{c})\vec{b} - (\vec{a} \cdot \vec{b})\vec{c}$, temos:

$$\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) = \vec{M} \left(\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) - \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} (\vec{M} \cdot \vec{M}) = -\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} |\vec{M}|^2 = -\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} M_s^2$$

de modo que:

$$\begin{aligned} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) - \alpha M_s \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\ &\quad - \frac{v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (D.2)$$

Substituindo a equação (D.2) em (D.1), obtemos:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \left\{ \gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) - \alpha M_s \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \right. \\
&\quad \left. - \frac{v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] \right\} - \frac{v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \\
\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha \gamma}{M_s} \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) - \alpha^2 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\alpha \beta v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\
&\quad - \frac{\alpha v_j}{M_s^3(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] - \frac{v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \\
\alpha^2 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha \gamma}{M_s} \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) - \frac{\alpha \beta v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\
&\quad - \frac{\alpha v_j}{M_s^3(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] - \frac{v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \\
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha \gamma}{M_s} \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) - \frac{\alpha \beta v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\
&\quad - \frac{\alpha v_j}{M_s^3(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] - \frac{v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \\
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha \gamma}{M_s} \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) - \frac{(\alpha \beta + 1) v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\
&\quad - \frac{\alpha v_j}{M_s^3(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] - \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (D.3)
\end{aligned}$$

Dividindo a equação (D.3) por γ , obtemos:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\gamma} (\alpha^2 + 1) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= -\frac{1}{\gamma} \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{1}{\gamma} \frac{\alpha \gamma}{M_s} \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} \times \vec{M}) - \frac{1}{\gamma} \frac{(\alpha \beta + 1) v_j}{M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\
&\quad - \frac{1}{\gamma} \frac{\alpha v_j}{M_s^3(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] - \frac{1}{\gamma} \frac{\beta v_j}{M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \\
\frac{(\alpha^2 + 1)}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= -\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\beta v_j}{\gamma M_s(1+\beta^2)} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \\
&\quad - \frac{\alpha v_j}{\gamma M_s^3(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \right] - \frac{(\alpha \beta + 1) v_j}{\gamma M_s^2(1+\beta^2)} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \quad (D.4)
\end{aligned}$$

Conforme citamos anteriormente, precisamos encontrar uma equação dinâmica adimensional.

Vamos então fazer algumas alterações:

- Podemos reescrever a equação (D.4) considerando a dinâmica dos momentos das células micromagnéticas e não mais a magnetização.

$$\vec{m}_i = v_{cel}\vec{M}_i = v_{cel}M_s\hat{m}_i = m_{cel}\hat{m}_i$$

Então:

$$\vec{M}_i = M_s\hat{m}_i \quad (D.5)$$

$$M_s = \frac{m_{cel}}{v_{cel}} \quad (D.6)$$

- Devemos fazer também a alteração do campo local efetivo, de modo que agora iremos trabalhar com o campo local efetivo adimensional.

$$\vec{H}_{eff} = \frac{J_{cel}}{m_{cel}}\vec{h}_i^{eff} \quad (D.7)$$

Desse modo a equação (D.4) fica:

$$\begin{aligned} \frac{(\alpha^2 + 1)}{\gamma} \frac{\partial M_s \hat{m}_i}{\partial t} = & -M_s \hat{m}_i \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} M_s \hat{m}_i \times (M_s \hat{m}_i \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\beta v_j}{\gamma M_s (1 + \beta^2)} M_s \hat{m}_i \times \frac{\partial M_s \hat{m}_i}{\partial x} + \\ & - \frac{\alpha v_j}{\gamma M_s^3 (1 + \beta^2)} M_s \hat{m}_i \times \left[M_s \hat{m}_i \times \left(M_s \hat{m}_i \times \frac{\partial M_s \hat{m}_i}{\partial x} \right) \right] - \frac{(\alpha \beta + 1) v_j}{\gamma M_s^2 (1 + \beta^2)} M_s \hat{m}_i \times \left(M_s \hat{m}_i \times \frac{\partial M_s \hat{m}_i}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_s \frac{(\alpha^2 + 1)}{\gamma} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t} = & -M_s \hat{m}_i \times \vec{H}_{eff} - M_s \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{H}_{eff}) - M_s \frac{\beta v_j}{\gamma (1 + \beta^2)} \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} + \\ & - M_s \frac{\alpha v_j}{\gamma M_s^3 (1 + \beta^2)} M_s^3 \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \right) \right] - M_s \frac{(\alpha \beta + 1) v_j}{\gamma M_s^2 (1 + \beta^2)} M_s^2 \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{(\alpha^2 + 1)}{\gamma} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t} = & -\hat{m}_i \times \left(\frac{J_{cel}}{m_{cel}} \vec{h}_i^{eff} \right) - \alpha \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\frac{J_{cel}}{m_{cel}} \vec{h}_i^{eff} \right) \right] - \frac{\beta v_j}{\gamma (1 + \beta^2)} \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} + \\ & - \frac{\alpha v_j}{\gamma (1 + \beta^2)} \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \right) \right] - \frac{(\alpha \beta + 1) v_j}{\gamma (1 + \beta^2)} \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t} = & -\hat{m}_i \times \left(\frac{J_{cel} \gamma}{m_{cel}} \right) \vec{h}_i^{eff} - \alpha \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\frac{J_{cel} \gamma}{m_{cel}} \right) \vec{h}_i^{eff} \right] + \\
& - \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left\{ \beta v_j \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} + \alpha v_j \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \right) \right] + \right. \\
& \left. + (\alpha \beta + 1) v_j \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \right) \right\} \quad (D.8)
\end{aligned}$$

Vamos definir incremento de tempo computacional adimensional $\partial \tau$ e incremento de espaço computacional adimensional $\partial \chi$ como:

$$\begin{cases} \partial \tau = \omega_0 \partial t \\ \partial \chi = \frac{1}{a} \partial x \rightarrow \partial x = a \partial \chi \end{cases}$$

em que adimensionalizamos o intervalo de tempo dt de acordo com fator de escala ω_0 :

$$\omega_0 = \frac{J_{cel} \gamma}{m_{cel}} = \frac{2aA}{M_s v_{cel}} \gamma = \frac{2aA}{M_s a^3} \gamma = \frac{2A}{M_s a^2} \gamma = \frac{2A}{M_s} \frac{1}{a^2} \gamma = \frac{2A}{M_s} \frac{1}{a^2} \gamma \frac{\mu_0 M_s}{\mu_0 M_s} = \frac{2A}{\mu_0 M_s^2} \frac{1}{a^2} \gamma \mu_0 M_s$$

$$\omega_0 = \left(\frac{\lambda_{exc}}{a} \right)^2 \mu_0 M_s \gamma \quad (D.9)$$

onde ω_0 tem dimensão de inverso de tempo. Temos então:

$$\begin{aligned}
(\alpha^2 + 1) \omega_0 \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = & -\hat{m}_i \times (\omega_0) \vec{h}_i^{eff} - \alpha \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times (\omega_0) \vec{h}_i^{eff} \right] - \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left\{ \beta v_j \hat{m}_i \times \frac{1}{a} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \right. \\
& \left. + \alpha v_j \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\frac{1}{a} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right] + (\alpha \beta + 1) v_j \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{1}{a} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = & -\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} - \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff}) - \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left\{ \beta \left(\frac{v_j}{a \omega_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \right. \\
& \left. + \alpha \left(\frac{v_j}{a \omega_0} \right) \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right] + (\alpha \beta + 1) \left(\frac{v_j}{a \omega_0} \right) \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right\} \quad (D.10)
\end{aligned}$$

Observe que existe um termo com produto vetorial quádruplo na equação D.10. Simplificando este termo, usando a propriedade $\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{b}(\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b})$, temos:

$$\hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right] = \hat{m}_i \left[\hat{m}_i \cdot \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right] - \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) (\hat{m}_i \cdot \hat{m}_i)$$

onde o vetor resultante do produto $\left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right)$ é pendicular a \hat{m}_i , de modo que o primeiro termo

será nulo. Então:

$$\hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right] = - \left(\hat{m} \times \frac{\partial \hat{m}}{\partial \chi} \right) (\hat{m} \cdot \hat{m}) = -\hat{m} \times \frac{\partial \hat{m}}{\partial \chi}$$

Assim, temos:

$$(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = -\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} - \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff}) - \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left[\beta \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \right. \\ \left. - \alpha \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m} \times \frac{\partial \hat{m}}{\partial \chi} + (\alpha\beta + 1) \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right]$$

$$(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = -\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} - \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff}) - \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left[(\beta - \alpha) \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + \right. \\ \left. + (\alpha\beta + 1) \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right]$$

$$\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = -\frac{1}{(1 + \alpha^2)} \left\{ \hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff} + \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{h}_i^{eff}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right) \left[(\beta - \alpha) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} + (\alpha\beta + 1) \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \chi} \right) \right] \right\} \quad (D.11)$$

onde (D.11) é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional e a é o parâmetro de rede.

Observe que o termo $a\omega_0$ tem dimensão de inverso de velocidade, de modo que a expressão

$\left(\frac{v_j}{a\omega_0} \right)$ é adimensional.

ANEXO A – TRABALHO PUBLICADO

Anexamos nas próximas páginas os artigos publicados pelo grupo e que estão relacionados a esta tese.



Research articles

Depinning of the transverse domain wall trapped at magnetic impurities patterned in planar nanowires: Control of the wall motion using low-intensity and short-duration current pulses



E.L.M. Paixão*, D. Toscano, J.C.S. Gomes, M.G. Monteiro Jr., F. Sato, S.A. Leonel, P.Z. Coura

Departamento de Física, Laboratório de Simulação Computacional, Universidade Federal de Juiz de Fora, Juiz de Fora, Minas Gerais 36036-330, Brazil

ARTICLE INFO

Article history:

Received 27 April 2017

Received in revised form 24 November 2017

Accepted 27 November 2017

Keywords:

Transverse domain wall

Spin transfer torque

Artificial magnetic defects

Micromagnetic simulations

ABSTRACT

Understanding and controlling of domain wall motion in magnetic nanowires is extremely important for the development and production of many spintronic devices. It is well known that notches are able to pin domain walls, but their pinning potential strength are too strong and it demands high-intensity current pulses to achieve wall depinning in magnetic nanowires. However, traps of pinning can be also originated from magnetic impurities, consisting of located variations of the nanowire's magnetic properties, such as exchange stiffness constant, saturation magnetization, anisotropy constant, damping parameter, and so on. In this work, we have performed micromagnetic simulations to investigate the depinning mechanism of a transverse domain wall (TDW) trapped at an artificial magnetic defect using spin-polarized current pulses. In order to create pinning traps, a simplified magnetic impurity model, only based on a local reduction of the exchange stiffness constant, have been considered. In order to provide a background for experimental studies, we have varied the parameter related to the pinning potential strength of the magnetic impurity. By adjusting the pinning potential of magnetic impurities and choosing simultaneously a suitable current pulse, we have found that it is possible to obtain domain wall depinning by applying low-intensity and short-duration current pulses. Furthermore, it was considered a planar magnetic nanowire containing a linear distribution of equally-spaced magnetic impurities and we have demonstrated the position control of a single TDW by applying sequential current pulses; that means the wall movement from an impurity to another.

© 2017 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Nanoscaled magnetic thin films are suitable systems to study exotic magnetic structures, such as vortices, skyrmions and domain walls. Besides being a relevant subject to fundamental micromagnetism, new concepts for spintronic devices [1–3] based on such quasiparticles are made possible once they can be manipulated not only by a magnetic field but also by a spin-polarized current. In this paper, we focus on the study of the magnetization dynamics of magnetic nanowires where the domain walls are restricted to a unidimensional movement. In the last few years, much effort has been dedicated to control the nucleation and propagation of domain walls in magnetic nanowires [4–8]. It is well known that a planar nanowire made of a soft magnetic material

can present the either transverse or vortex domain walls [9,10], the wall structure depends on the aspect ratio of the nanowire (thickness/width). Due to the shape anisotropy, the magnetic domains are aligned along the wire's longest axis. Thus, the wall separating two antiparallel domains can occur in the either head-to-head or tail-to-tail configurations. Several domain walls can coexist in the same magnetic nanowire, being necessary that adjacent domain walls alternate between the head-to-head and tail-to-tail configurations. The simplest effect induced by an axial magnetic field pulse is the wall displacement. When applying magnetic field along the wire's length, the domain with magnetization oriented in the direction of the field expands to minimize the Zeeman energy, thus the wall is shifted from its equilibrium position. It is worth mentioning that magnetic fields can not be used to move multiple DWs in the same nanowire, because the neighboring DWs move in opposite directions and eventually annihilate with each other. Due to the spin transfer torque effect (STT) [11–15], it has been found that both head-to-head and tail-to-tail domain walls can be translated with the same velocity when a

* Corresponding author.

E-mail addresses: elmpaixao@fisica.ufjf.br (E.L.M. Paixão), danielotoscano@fisica.ufjf.br (D. Toscano), jcsjgomes@fisica.ufjf.br (J.C.S. Gomes), maxweljr@gmail.com (M.G. Monteiro Jr.), sjfsato@fisica.ufjf.br (F. Sato), sidiney@fisica.ufjf.br (S.A. Leonel), pablo@fisica.ufjf.br (P.Z. Coura).

spin-polarized current is conducted along the nanowire. Thus, either wall configuration will be shifted in the direction of the electron flow [16]. It has been demonstrated experimentally that artificial defects, such as notches patterned as part of the nanowire, are able to control the wall domain positions [17,18]. The DW precessional motion confined in a potential well was observed by applying a spin-polarized current below a threshold value [19]. Also it has been noticed that it was needed to use high current densities [20,21] for depinning the wall trapped at a notch, being the current amplitudes impractical for applications in devices due to increase of the material temperature (Joule heating) [22]. Thomas et al. [23] showed the domain walls can be easily depinned from a notch by using the concept of resonant amplification, which uses a short sequence of current pulses, whose durations and separations are tuned to the wall's precession frequency. Although this strategy minimizes the current densities required to depin the domain walls (about 5 times smaller than in the absence of resonant amplification), a static magnetic field was simultaneously used to assist domain wall depinning.

The majority of spintronic devices based on domain wall motion require traps to stabilize the wall at predefined positions along the magnetic nanowire [16,24–26]. These traps correspond to artificial defects and its incorporation into nanowires has been performed by nanowire's located variations either its geometry or its magnetic properties. Variations on the geometry of the nanowires (such as notches, anti-notches, junctions and corners) have shown useful to pin domain walls [6,18,27–32], but their pinning potential strength are too strong and it demands high-intensity current pulses to achieve wall depinning in magnetic nanowires. As an alternative, magnetic defects (variations on the magnetic properties of the nanowires) can be used to engineer traps for domain walls. The control offered by ion irradiation or ion implantation techniques makes it possible to tailor magnetic properties of a predefined region in magnetic thin films [33], for a review see Ref. [34]. Gallium implantation in Permalloy thin films from a focused ion beam system has been investigated in Ref. [35]. It was found that there is minimum value of the implantation dose (10^{15} Ga⁺/cm²) required for increasing the coercivity of the implanted region. The region with higher coercivity has resulted in a trap for domain wall pinning. On the other hand, the gallium implantation in films with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) was suitable to locally reduce the magnetic anisotropy [36,37]. Moreover, transition metals have been implanted with the intention to modify the saturation magnetization (chromium and nickel) and the magnetic anisotropy (cobalt), see Ref. [38–40]. Finally, the modification of the magnetic damping could be achieved with the implantation of rare-earth elements (terbium, gadolinium, holmium), see Ref. [41,42].

In the last few years the effect of the implantation of chromium ions into permalloy thin films have been investigated [38,43,44]. It is well known that modification of magnetic properties are accompanied by structural changes in the irradiated region. It might also be observed that structural defects are responsible for tailoring magnetic properties: local reduction of the saturation magnetization, small variations in the magnetocrystalline anisotropy as well as changing the exchange constant and the damping parameter [34]. Domain wall pinning was observed experimentally in permalloy nanowires containing the so-called magnetic soft spots [45,46]. These works have reported that the strength of the pinning potential can be tuned by the Cr ion fluence applied to induce the traps for domain walls. In addition the authors performed micromagnetic simulations to investigate the pinning potential by varying the saturation magnetization at the local of a square-shaped magnetic soft spot. In summary they have concluded that the implantation of chromium ions can be used to induce traps for domain

walls via a local reduction in the saturation magnetization. A small addition of Cr into permalloy, about 8% Cr, is able to degrade the magnetic properties of the near-surface region, which becomes an alloy paramagnetic at room temperature [43]. For this reason, subsequent works have used focused ion beam irradiation to modify the magnetic properties at the interface of multilayer nanowires [47–49]. The magnetic system consist of a layer permalloy capped with a non-magnetic layer, such as chromium or gold. Using localized Ga⁺ ion irradiation, these investigations have observed domain wall pinning at the regions where the irradiation caused the intermixing of the ferromagnetic and non-magnetic layers. Thus, the modification of the magnetic properties occurs more homogeneously without the damaging effects become significant. Once again the authors of these investigations perform micromagnetic simulations to explain the irradiation dose dependence with the pinning strength via a local reduction of the saturation magnetization, whereas the others material parameters have not been changed. As mentioned in many works [34,46,47], the effect of the ion irradiation can introduce discontinuities not only in the saturation magnetization but also in others magnetic properties, in particular a local variation in the exchange coupling. However, until this study there are no experimental results about the effect caused in the domain wall dynamic by a local change in the exchange constant. Furthermore, our team has considered a discontinuity of the exchange stiffness constant in soft magnetic material by using micromagnetic simulations [50–52]. In the Ref. [50] both pinning and blocking traps for the TDW in magnetic nanowires have been observed via Hamiltonian model describing two types of magnetic impurities. A local reduction of the exchange constant originates a pinning trap (potential well), whereas a local increase of the exchange constant originates a blocking trap (potential barrier). The control of the position using such magnetic impurities have already been demonstrated via micromagnetic simulation by our group [51]. In this study the TDW movement from an impurity to another was induced by external magnetic field pulse. Recently we have studied the polarity reversal of the TDW under the condition that the wall with reversed polarity was stabilized at predefined positions [52]. We have observed that the control of the TDW position using a pair of magnetic impurities requires smaller excitation amplitudes than the polarity control does, about one order of magnitude. In order to stabilize the wall with the reversed polarity, we had to strengthen the pinning and blocking effects. This was achieved by increasing the size of the magnetic impurity clusters.

Within this framework, magnetic defects can be intentionally incorporated in nanomagnets to change the magnetic properties of selected areas, which can be used to engineer traps for domain walls in magnetic nanowires. We believe that magnetic impurities consisting of local variations of the nanowire's magnetic properties are more advantageous than notches, because they do not distort the wire geometry besides providing more parameters to adjust the strength of the trap pinning potential. Evidently, it is not needed to apply a high-intensity current pulse when the wall is weakly pinned at a trap. This can be achieved by tuning not only the impurity size (the selected area of the nanowire where the material magnetic properties will be modified) but also in strength of the located magnetic variations (exchange stiffness constant, saturation magnetization, anisotropy constant, damping parameter, and so on). In previous papers our team has used only magnetic field pulses as external agent to manipulate TDW trapped in magnetic defects, however, in this work, we have used only current pulses. Our work system consists of Permalloy planar nanowires containing magnetic impurities, such pinning traps were introduced via a local reduction of the exchange stiffness constant. In contrast to previous studies on the domain wall depinning, which

used a notch as a trap, we have observed that it is not necessary high-intensity current pulses or even an additional magnetic field to achieve domain wall depinning. Even if the wall is strongly pinned at a magnetic impurity, we can reduce the amplitude of the current pulse by using the concept of resonant amplification. As has been previously mentioned, this strategy was developed by L. Thomas et al. [23] by studying the domain wall depinning at a notch. This study has also considered a planar magnetic nanowire containing a linear distribution of equally-spaced magnetic impurities and we have investigated the possibility of controlling the TDW position from an impurity to another by applying sequential current pulses.

2. Model and methodology

In this section we present a brief introduction of the micromagnetism formalism, in particular of the problem concerning the current induced domain wall motion. By applying a spin polarized current in a ferromagnet, the magnetic moments of the charge carriers tend to align its polarization along the local magnetization direction due to the strong exchange interaction between the local magnetization and the magnetic moments of the itinerant electrons. Due to total spin conservation, the spin angular momentum of conduction electrons is transferred to localized magnetic moments, which is equivalent to a torque acting on the magnetization. In order to obtain a theoretical framework in which was able to explain the experimental results, Zhang and Li have proposed the standard Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation with two additional terms related to spin torque due to the spatially non-uniform magnetization [53]. The modified LLG equation for a polarized current in the x-direction is given by

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{b_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{c_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x}, \quad (1)$$

where \vec{M} is the local magnetization, M_s is the saturation magnetization ($|\vec{M}| = M_s$), γ is the gyromagnetic ratio, \vec{B}_{eff} is the effective magnetic field, α is the Gilbert damping parameter, $b_j = P j_e \mu_B / e M_s (1 + \xi^2)$ and $c_j = \xi b_j$ has unit of velocity, μ_B is the Bohr magneton, j_e is the current density and P is the spin polarization of the current. The two last terms are well known adiabatic and non-adiabatic spin torques, respectively. Initially, c_j was discarded because $c_j/b_j = \xi \approx 10^{-2}$, but it is necessary to determine the initial and terminal velocities of the domain wall [53].

Our work system have the shape of a parallelepiped of length L , width w and thickness t along the directions \hat{x} , \hat{y} and \hat{z} , respectively, see Fig. 1. We have chosen $L = 2500$ nm, $w = 30$ nm and $t = 5$ nm that satisfy the condition $L \gg w > t$ required to obtain TDW. Fig. 1 shows a typical initial configuration to study TDW depinning. We have used our own numerical code written in Fortran 90 programming language and the magnetization dynamics is performed by numerical solution of the discrete version of the modified LLG

equation (Eq. 1). Within the micromagnetic approach, the interaction constants depend on the parameters of the material and also on how the system is partitioned into cells. We have chosen to use cubic cells of edge length a to calculate the total energy $E = E_{ex} + E_{dip}$. According to the classical ferromagnetic model, we have computed the energy of the system with the following expression

$$E = -\frac{a^3}{2} \sum_i \vec{M}_i \cdot \left\{ \frac{1}{a^3 M_s^2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \vec{M}_j + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{j \neq i} \left[\frac{3 \hat{r}_{ij} (\vec{M}_j \cdot \hat{r}_{ij}) - \vec{M}_j}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\} \quad (2)$$

$$E = -\frac{a^3}{2} \sum_i \vec{M}_i \cdot \vec{B}_{eff}^i$$

where the indices i and j represent the cubic cells of the sample, r_{ij} the distance between them, the constant μ_0 is the magnetic permeability and the symbol $\langle i,j \rangle$ indicates nearest neighbors. We have chosen the typical parameters of the Permalloy-79 ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$), the saturation magnetization $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m, the exchange stiffness constant $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m, the damping parameter $\alpha = 0.01$ and no anisotropy. As in many micromagnetic simulations [21,54,55] we have used the following parameters for the spin-polarized current $P = 0.5$ and $\xi = 0.015$. We have estimated the exchange length as $\lambda = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \approx 5.3$ nm and according to the rule $a < \lambda$ we have chosen $a = 5$ nm. $J_{ij} = J = 2aA$ (units of energy) is the exchange coupling constant between cells of the Permalloy and $J_{ij} = J'$ for interaction between Permalloy and magnetic impurities. To integrate the equation of motion we have used the fourth-order predictor-corrector method with time step $\Delta t = 0.043$ ps and we have not used cut off in the dipolar interaction term.

Considering the TDW as a quasiparticle of well-defined mass [56], its dynamical behavior in the presence of magnetic impurities can be studied as a mechanical oscillator when it is subjected to an external excitation. By altering the local variation J'/J , we can change the minimum (attractive) or maximum (repulsive) energy between TDW and magnetic impurity. There are two possible situations: If $J'/J < 1$, the TDW moves toward the magnetic impurity site and is trapped by it due to an effective attractive potential interaction between the TDW and the magnetic impurity. If $J'/J > 1$, the TDW moves away of the magnetic impurity site due to an effective repulsive potential of interaction between the TDW and the magnetic impurity [50–52]. In this work, we have considered only values in the range $0 \leq J'/J \leq 0.9$ for a local variation of the exchange constant, which represent pinning traps (potential wells). For example $J'/J = 0.3$ corresponds to a local reduction of 70% exchange constant.

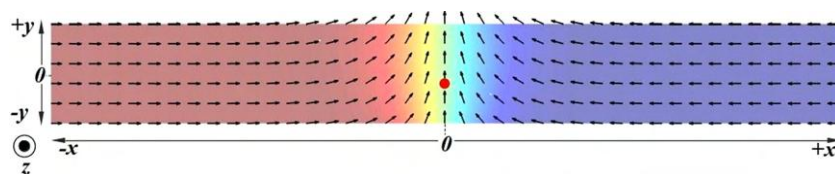


Fig. 1. Schematic view of the initial configuration of a ferromagnetic planar nanowire containing a TDW pinned at a predefined position, where there is a magnetic impurity (red circle) located practically at the wire's geometrical center (0, -2.50, 0) nm.

In our numerical code we use the field \vec{B}_{eff} rather than to calculate \vec{H}_{eff} , which is other common way to calculate $\partial\vec{M}/\partial t$ in the micromagnetic approach. The relation between them is given by $\vec{B}_{\text{eff}} = \mu_0\vec{H}_{\text{eff}} + \mu_0\vec{M}$ and the energy per unit volume is given by $\vec{M} \cdot \vec{B}_{\text{eff}} = \mu_0\vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{eff}} + \mu_0|\vec{M}|^2$. The last term is constant because it depends on the local magnetization and it can be ignored to resolve the Eq. 1. Thereby, the system dynamics is not altered if we choose either the field \vec{B}_{eff} or \vec{H}_{eff} .

3. Results and discussion

In order to propose a simple model trap using magnetic impurities that act as pinning sites, it is essential to know the interaction potential between the TDW and the magnetic impurity as a function of the distance d_{Tl} between them. To calculate the interaction energy between the magnetic impurity and TDW, we have fixed the TDW at the center of the nanowire (see Fig. 1) and only varied the impurity position along the x-axis. For each d_{Tl} we have calculated the total internal energy of the system $E(d_{\text{Tl}})$. The energy $E(d_{\text{Tl}} \rightarrow \infty)$ tends to the configuration energy of the system without impurity. Thus, the interaction energy between the magnetic impurity and TDW has been estimated using the following expression $E_{\text{Tl}}(d_{\text{Tl}}) = E(d_{\text{Tl}}) - E(d_{\text{Tl}} \rightarrow \infty)$. Fig. 2 shows the interaction energy as a function of d_{Tl} . For any local variation J'/J , we have observed that the TDW can be considered a free quasiparticle (depinning) as the interaction energy goes to zero in $d_{\text{Tl}} \approx 60$ nm. Before computing the interaction energy between the TDW and the magnetic impurity, we have chosen as initial condition, the TDW placed exactly at the middle of the wire without no impurity. In the absence of an external agent (magnetic field or current), the integration of the equations of motion (Eq. 1) leads the system to minimum energy configuration. This makes possible the adjustment of the wall width to the dimensions of the nanowire.

To begin the study of the TDW depinning mechanism we have chosen to use small constant current pulse in the range $(0.1 \leq j_e \leq 2.0) \times 10^{12}$ A/m², where the maximum value $j_e^{\text{max}} = 2.0 \times 10^{12}$ A/m² was chosen to avoid Joule heating [22]. Fig. 3 shows our simulation results of the TDW position as a

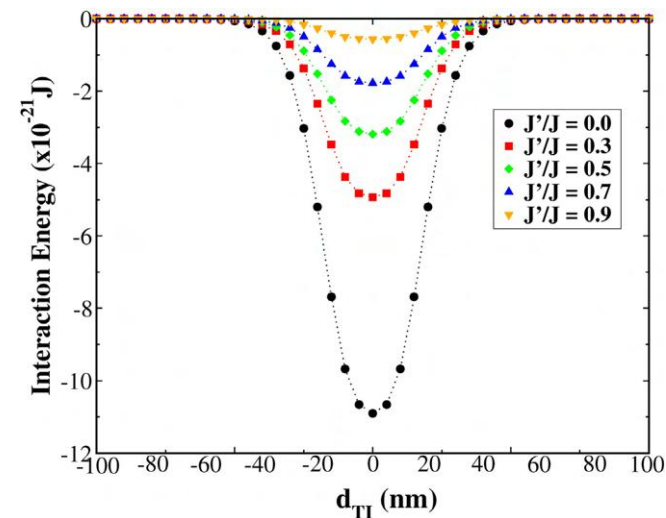


Fig. 2. Interaction energy as a function of the distance d_{Tl} between magnetic impurity and TDW. To compute the interaction energy for a certain relative distance d_{Tl} , we have kept the wall at the wire's center and only the impurity position was varied the wire's axis (x-axis). One can see that the pinning potential strength increases as the local variation J'/J decreases. A typical value of $J'/J = 0.7$ corresponds to a local reduction of 30% exchange constant.

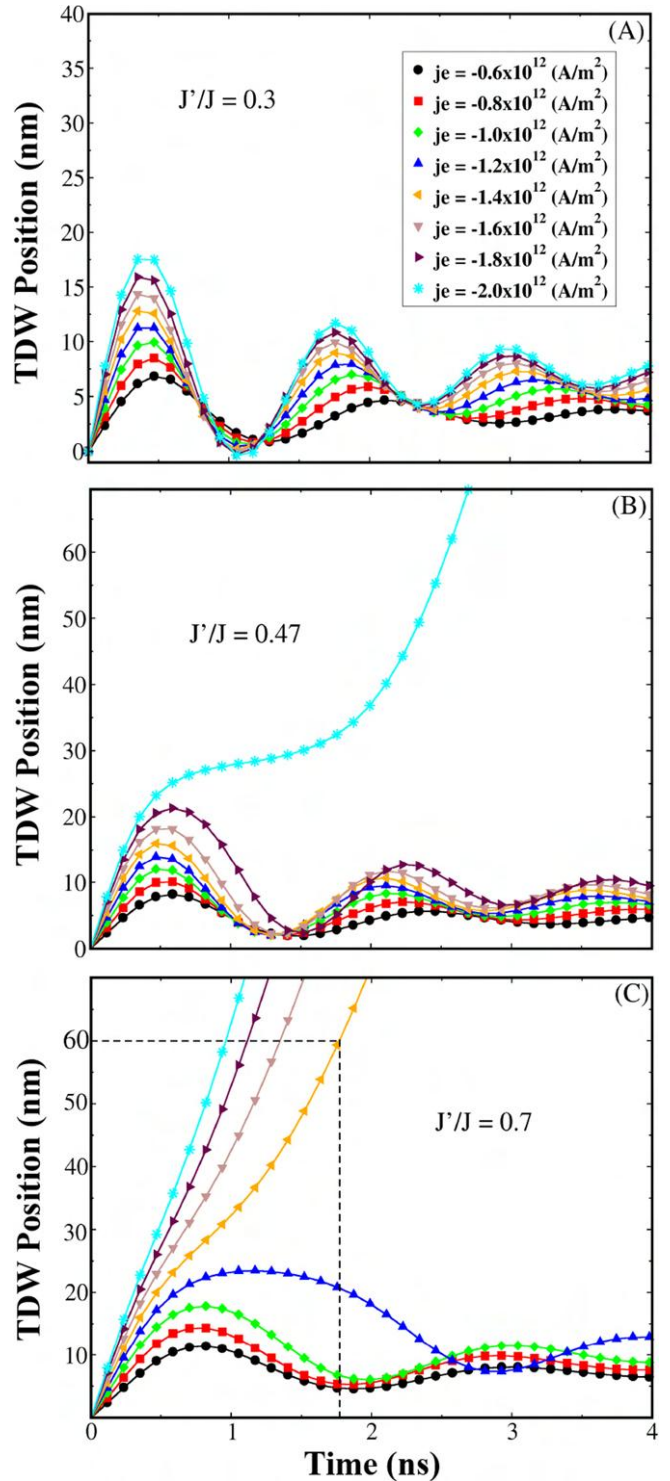


Fig. 3. When it is applied a constant current pulse the behavior of the TDW position can be separated in two situations: Figure (A) shows our simulations results when the TDW is strongly pinned ($J'/J < 0.47$). Figure (B) shows the limit case between strongly and weakly pinned. Figure (C) shows our results when the TDW is weakly pinned ($J'/J > 0.47$). For several values of j_e the TDW can be considered depinned when $d_{\text{Tl}} \geq 60$ nm. For $j_e = -1.4 \times 10^{12}$ A/m² a current pulse of duration $T_p \approx 1.80$ ns is sufficient for depin the TDW.

function of the time for $J'/J = 0.3, 0.47, 0.7$ as the current is injected into the TDW along the negative x-axis. The value of $J'/J = 0.3$ has been chosen because its pinning potential is not as strong as $J'/J = 0.0$, whereas the value of $J'/J = 0.7$ has been

due its pinning potential is not as weak as $J'/J = 0.9$, see Fig. 2. We can see that j_e^{max} is the minimum value required to depin the domain wall for $(J'/J)_{min} = J'/J = 0.47$ (Fig. 3B). Thereby, the depinning mechanism is divided in two situations: In the first situations (weakly pinned), for $J'/J \geq (J'/J)_{min}$ (Fig. 3B and 3C), the depinning occurs for some values $j_e \leq j_e^{max}$. In the second situation (strongly pinned), for $J'/J < (J'/J)_{min}$ (Fig. 3A) it is impossible to depin the TDW applying a small constant current pulse.

In the first situation, we can use an unipolar current pulse of duration T_p , which is defined using the limit of $d_{\pi} = 60$ nm as reference. For example, in Fig. 4 is displayed our simulation results to $j_e = 1.4 \times 10^{12}$ A/m² along the negative x-axis, and $J'/J = 0.7$ when it is applied an unipolar current pulse for several values of T_p . We can observe that for $T_p \approx 1.80$ ns the TDW is depinned according to the result showed in Fig. 3C (dashed line). Thus, we can conclude that it is a good option to apply a constant current to determine T_p previously. We performed simulations for others rates $J'/J > (J'/J)_{min}$ (not showed here) that confirm this methodology to depin the TDW.

In the second situation it is possible to take advantage of the resonant behavior of the TDW subjected to an oscillatory current pulse. L. Thomas et al. showed that the oscillation amplitude of the TDW confined to a strong pinning potential can be amplified when the current pulse has opposite polarities [23]. We have verified that for $0.13 \leq J'/J < (J'/J)_{min}$ the oscillation amplitude is amplified, in an efficient way to depin the TDW, when it is applied a bipolar current pulse that has a duration T_p varying between the times $t_1 = T_0(j_e)/4$ and $t_2 = T_0(j_e)/2$ (see Fig. 5A), where $T_0(j_e)$ is the TDW oscillation period subjected to a constant current pulse j_e . By reversing the pulse in this way, the amplitude of oscillation can be increased until reaching the distance $d_{\pi} \approx 60$ nm. In Fig. 5B it is showed the type of current pulse (inset) and our simulation results of the TDW position as a function of the time for $J'/J = 0.3$. We can observe that the depin occur for several values of T_p in the interval $[t_1, t_2]$.

Finally, for $0 < J'/J < 0.13$, we have verified that a bipolar current pulse is not enough to increase the oscillation amplitude to depin the TDW. Thus, it is necessary to explore other types of current pulses of opposing polarities to increase the amplitude of oscillation as, for example, a tripolar pulse. Fig. 6 shows our simulation results for $J'/J = 0$ using a tripulse (see inset of the Fig. 6) where we can observe that the TDW is only depinned for

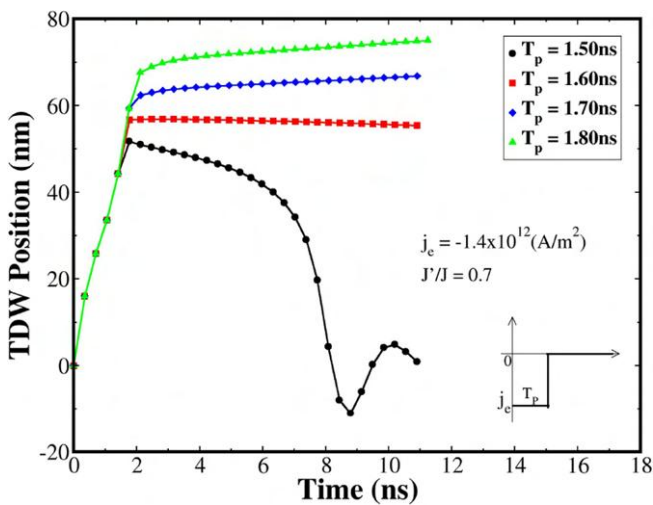


Fig. 4. TDW position as a function of the time when it is applied an unipolar current pulse (see inset). The green line was obtained for $T_p = 1.80$ ns. This pulse duration was predicted in Fig. 3C, considering the limit of $d_{\pi} = 60$ nm.

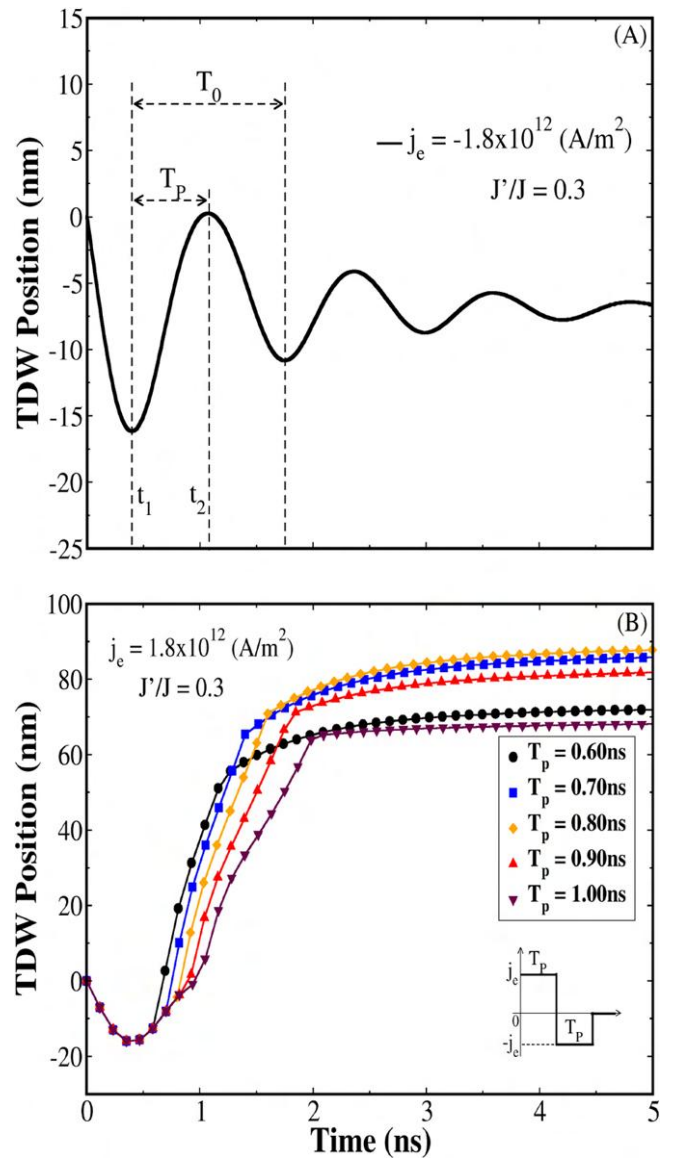


Fig. 5. TDW position as a function of time. Figure (A) when a constant current pulse was applied in order to determine the range $[t_1, t_2]$ which was used to obtain T_p . Figure (B) shows the resonant amplification for some values of T_p when it was applied a bipolar current pulse. We can see that it is possible to depin the TDW for values of T_p within the range $[t_1, t_2]$. For each local variation J'/J we have different values of T_p .

$j_e = 2.0 \times 10^{12}$ A/m². Again, the best result is to use the range $t_1 < T_p < t_2$ defined in the same way as it was obtained for the bipolar current pulses. Our simulation results have confirmed the L. Thomas's simulation results about the use of oscillatory current pulse to depin domain wall [23].

Let us focus on the range $J'/J > 0.13$ to demonstrate the possibility of moving the TDW by controlling its position using an equally spaced magnetic impurities array in the nanowire. As an example, Fig. 7 shows a nanowire containing 7 magnetic impurities ($J'/J = 0.7$) separated by a distance of 60 nm and a TDW initially located at the center of the nanowire. We have applied a sequence of 3 unipolar current pulses along the negative x-axis, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns that it is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position, see Fig. 7A. The consecutive snapshots in Fig. 7B show the TDW motion (see, for example, the supplemental videos M1 Ref. [57]). The TDW position as a function of the time is shown in Fig. 8.

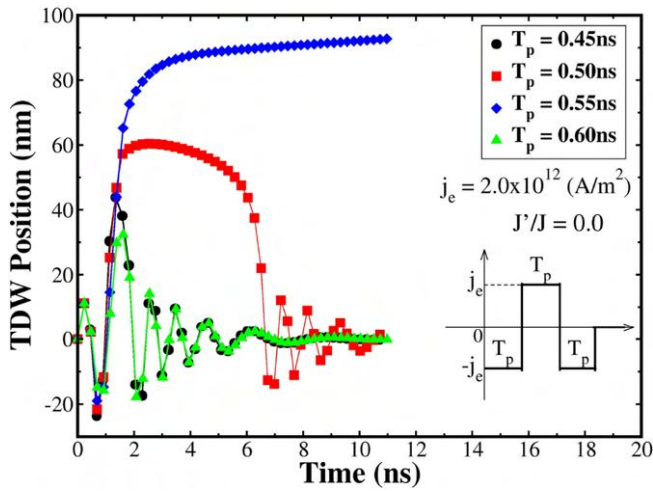


Fig. 6. TDW position as a function of time. For $J'/J = 0$ it is necessary to use a tripulse for depinning the TDW (see inset). Again, the obtained values for T_p are within the range $[t_1, t_2]$ such as it was defined in Fig. 5A.

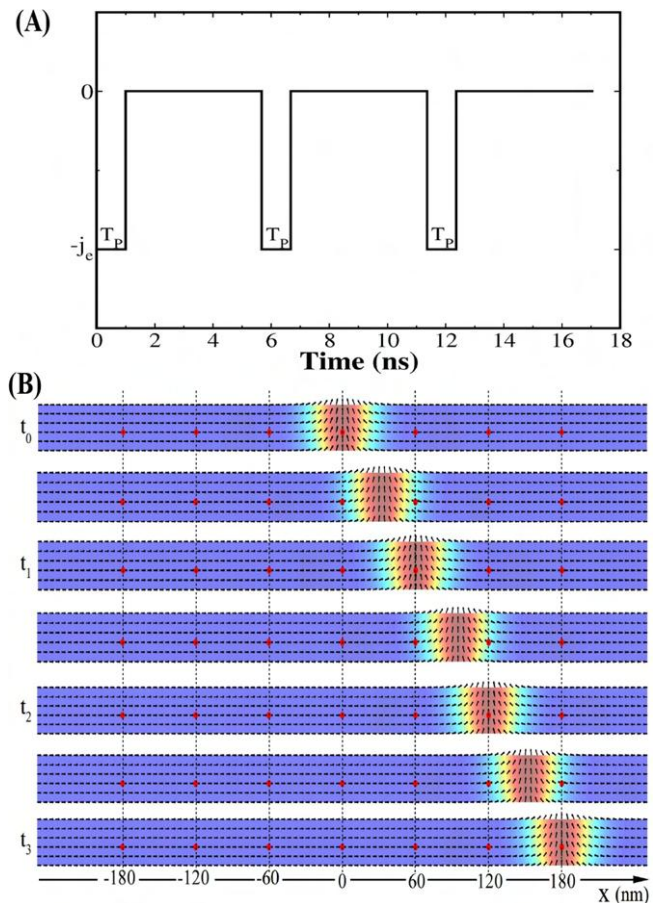


Fig. 7. Figure (A) shows a sequence of 3 unipolar current pulses along the negative x-axis, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns. Figure (B) snapshots showing the TDW motion when applying a sequence of 3 unipolar current pulses of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of 4.68 ns for $J'/J = 0.7$ and $j_e = -1.8 \times 10^{12}$ A/m². The red circles represent the impurities. The TDW is at rest in $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns, and $t_3 = 17.05$ ns at positions 60 nm, 120 nm, and 180 nm, respectively (Multimedia view).

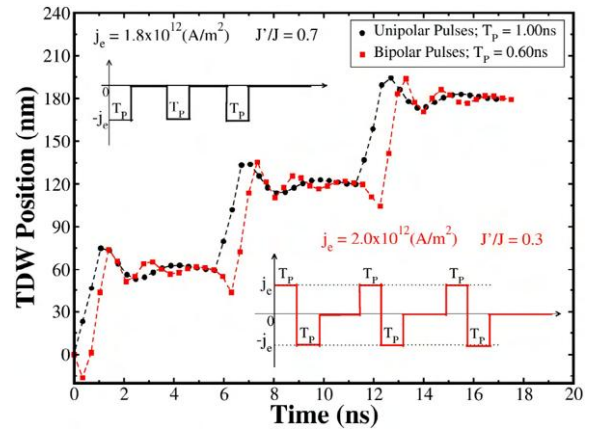


Fig. 8. Temporal evolution of the TDW position using unipolar and bipolar current pulses. TDW position can be controlled using both pulses. The black (circle symbol) curve shows the position control for the case in which the TDW was weakly pinned, while the red (square symbol) curve shows the position control for the case in which the TDW was strongly pinned.

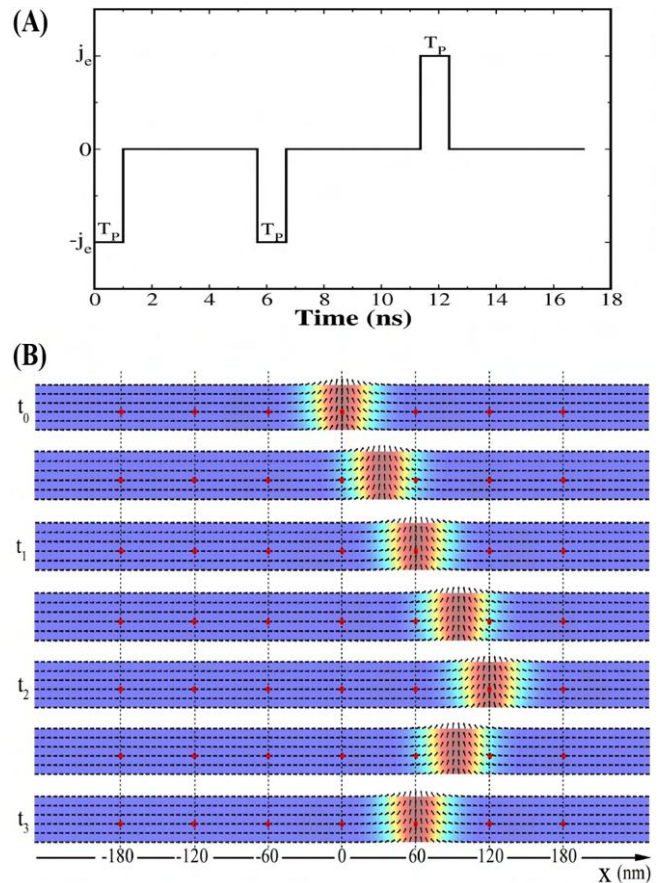


Fig. 9. Figure (A) shows two unipolar current pulses in the negative x-axis direction and one unipolar current pulse in the positive x-axis direction, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns. Figure (B) snapshots showing the TDW motion when it is applied a sequence of 3 unipolar current pulses (first two along the negative x-axis and the last one in the positive x-axis direction) of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of 4.68 ns for $J'/J = 0.7$ and $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². The red circles represent the impurities. The TDW is at rest in $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns, and $t_3 = 17.05$ ns at positions 60 nm, 120 nm, and 60 nm, respectively (Multimedia view).

Another example showing the control of the TDW motion can be seen in the Fig. 9, which shows a nanowire containing 7 magnetic impurities ($J'/J = 0.7$) separated by a distance of 60 nm and a TDW initially located at the center of the nanowire. A scheme similar to Fig. 7. However, we have applied first two unipolar current pulses in the negative x-axis direction and the last one was applied in the opposite direction, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns, which is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position, see Fig. 9A. The consecutive snapshots in Fig. 9B show that after the TDW reached the equilibrium position at 120 nm, an unipolar current pulse was applied along the positive x-axis. Thereby, the TDW moves from its equilibrium position at 120 nm to a new equilibrium position at 60 nm (see, for example, the [supplemental videos M2 Ref. \[57\]](#)). Our simulation results for other values $J'/J > (J'/J)_{min}$ are equivalent, confirming that it is possible to control the TDW position using magnetic impurities and an unipolar current pulse of small intensity.

Other results also show that it is possible to move the TDW between successive magnetic impurities using bipolar current pulses. For example, for $J'/J = 0.3$, where we use $T_p = 0.60$ ns, and $\Delta T = 4.68$ ns it is also possible to control the TDW position such as for unipolar current pulses. See Fig. 8 where is shown the TDW position as a function of time for both cases. Thus, we have shown that the TDW position can be controlled using a magnetic impurity array, and either unipolar or bipolar current pulses.

Our simulation results were obtained for a unique set of values of width, thickness, magnetic impurity size and magnetic impurity position along the y-axis. The results for $(J'/J)_{min}$, d_{T1} , and T_p will be different when other values are used, nevertheless the qualitative behavior of the interaction potential should be similar [50]. Thus, further research is needed to analyze these effects and obtain additional conclusions.

From the technological point of view, the reader can wonder whether magnetic defects considered in this work would be able to pin TDW's in a nanowire at room temperature? By analyzing the Fig. 2, one can see that our results for depths of the potential wells are of the same order of magnitude than the thermal energy at room temperature, that is, $\Delta E \sim 10^{-21} [J] \sim k_B T_{room}$. Thus, a defect like that will not pin the domain wall at room temperatures or at least depinning time constant will be very small. As in many micromagnetic simulations, the effect of temperature has been not included in our previous simulations. Although we have shown that magnetic defects (presenting a local reduction in the exchange stiffness constant) are able to pin TDW's, we believe this behavior should be observed at room temperature. In order to complement this work, we have performed some micromagnetic simulations including thermal fluctuations via Langevin dynamics [58] and the results showed that the TDW depinning mechanism is not activated by thermal fluctuations at temperatures below of the Curie temperature, for the case of Permalloy $T_c \approx 700$ K $> T_{room}$. Thus, micromagnetic simulations including or not thermal fluctuations provide evidences that such magnetic defects work as traps for TDW's (see, for example, the [supplemental videos L1 and L2 Ref. \[59\]](#)). In order to verify our predictions, experimental studies could be done to further conclusions. A route to such studies would be to consider an analogue to the multilayer nanowires which were studied in Refs. [47, 48] by replacing the non-magnetic layer with a ferromagnetic layer. What magnetic properties will change significantly if the concentration of Ni or Fe were locally modified in ferromagnet/permalloy bilayer nanowires, exchange stiffness constant or saturation magnetization or even both of these magnetic properties? After using focused ion beam irradiation, we expect an increase in concentration of Ni at the interface of a Ni/Permalloy bilayer nanowire. On the other hand, we expect an

increase in concentration of Fe (or a decrease in concentration of Ni) at the interface of a Fe/Permalloy bilayer nanowire. By comparing the exchange stiffness constant among Ni, Fe and Permalloy, one can see that $A^{Ni} < A^{Py} < A^{Fe}$. A pinning trap (potential well) occurs for a local reduction in the exchange stiffness constant, for example, $A^{Ni} < A^{Py}$, whereas a blocking trap (potential barrier) occurs for a local increase in the exchange stiffness constant, for example, $A^{Fe} > A^{Py}$. Thus, we believe that both pinning and blocking traps for domain walls can be created in Ni/Permalloy and Fe/Permalloy bilayer nanowires, respectively. In order to verify our predictions, a quantitative study should be done to further conclusions.

4. Conclusion

In order to create traps for domain walls in planar magnetic nanowires, recent works [47,48] have used focused ion beam irradiation to modify the magnetic properties at the non-magnetic/ferromagnetic multilayer nanowires. We believe that the intermixing of a non-magnetic metal and permalloy induced by the Ga⁺ beam at the interface of a multilayer nanowires modifies locally not only the saturation magnetization but also other material parameters, especially the exchange stiffness constant; once the exchange energy represents the main term in the total energy of a ferromagnet. For this reason we have considered a simplified magnetic impurity model, which is based on the local variation of the exchange constant [52]. In this work, micromagnetic simulations have been used to investigate the depinning mechanism of the TDW trapped at artificial magnetic defects. We have observed that the adjust of the pinning potential strength via local variation of the exchange constant can be useful to build traps, where the TDW remains weakly pinned. Consequently, it is possible to depin the wall by applying current pulses of small intensities and short duration. It is well known that notches are able to pin DW's, but their pinning potentials are too strong and it demands high-intensity current pulses to depin the DW's from such traps. In order to minimize the current density required to depin the wall at a notch, an external magnetic field had to be applied simultaneously [23]. In the absence of a magnetic field [20,21], it has been reported relatively high current density to induce DW depinning from a notch, being the typical threshold values of the order of 10^{13} A/m². In this work, we have found that it is possible to obtain DW depinning without the need of a magnetic field by adjusting the pinning potential of magnetic impurities and choosing a suitable current pulse simultaneously. Our typical threshold values for current density of the order of 10^{12} A/m² and the pulse duration is a few nanoseconds. In addition, we have shown the position control of the TDW in a planar magnetic nanowire containing a linear distribution of equally-spaced magnetic impurities by using low-intensity and short-duration current pulses. Evidently, it is not needed to apply a high-intensity current pulse when the wall is weakly pinned at a trap. Although we have considered the DW trap size relatively small (which can be really challenge, it does not limit the validity of our results), we can cite a recent experimental work [49] which have already created such traps, whose areas are only one order of magnitude larger. It is important to mention that it is possible to increase the pinning potential strength by increasing the magnetic defect size [48,52]. From the technological point of view, it is crucial to know how to control the pinning potential strength of DW traps. Although it is possible to create traps in which the wall remains weakly pinned, thermal fluctuations at room temperature can affect efficiency of the trap. In this case, it can be necessary a fine tuning in the pinning potential strength to guarantee that the wall remains fixed at the trap.

We believe that the idea of replacing notches with magnetic impurities is advantageous, because it can solve one fundamental issue for the realization of the spintronic devices in which the control of the DW's motion is required. When adopting this strategy, we can ensure not only lower energy consumption but also prevent the degradation of the magnetic track by the Joule heating.

Acknowledgments

The authors would like to thank CAPES, CNPq, FAPEMIG and FINEP (Brazilian Agencies) for the support. Numerical works were done at the Laboratório de Simulação Computacional do Departamento de Física da UFJF.

Appendix A. Supplementary data

Supplementary data associated with this article can be found, in the online version, at <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.11.117>.


References

- [1] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, T. Ono, *Nat. Mater.* 6 (2007) 269–273.
- [2] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn, *Science* 309 (2005) 1688.
- [3] A. Fert, V. Cros, J. Sampaio, *Nat. Nanotechnol.* 8 (2013) 152.
- [4] C.C. Faulkner, D.A. Allwood, M.D. Cooke, G. Xiong, D. Atkinson, R.P. Cowburn, *IEEE Trans. Magn.* 39 (2003) 2860–2862.
- [5] D. Atkinson, D.A. Allwood, C.C. Faulkner, G. Xiong, M.D. Cooke, R.P. Cowburn, *IEEE Trans. Magn.* 39 (2003) 2663–2665.
- [6] M.-Y. Im, L. Bocklage, P. Fischer, G. Meier, *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009) 147204.
- [7] M. Hayashi, L. Thomas, Ya.B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 197207.
- [8] M. Vázquez, G.A. Basheed, G. Infante, R.P.D. Real, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 037201.
- [9] R.D. McMichael, M.J. Donahue, *IEEE Trans. Magn.* 33 (1997) 4167–4169.
- [10] Y. Nakatani, A. Thiaville, J. Militat, *J. Magn. Magn. Mater.* 290–291 (2005) 750–753.
- [11] L. Berger, *J. Appl. Phys.* 55 (1984) 1954–1956.
- [12] L. Berger, *J. Appl. Phys.* 63 (1988) 1663–1669.
- [13] J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* 159 (1996) L1–L7.
- [14] L. Berger, *Phys. Rev. B* 54 (1996) 9353–9358.
- [15] M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L.J. Heyderman, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 105–107.
- [16] S.S.P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, *Science* 320 (2008) 190–194.
- [17] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, S.S. Parkin, *Nat. Phys.* 3 (2007) 21–25.
- [18] L.K. Bogart, D.S. Eastwood, D. Atkinson, *J. Appl. Phys.* 104 (2008) 033904.
- [19] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, S.S.P. Parkin, *Nature* 443 (2006) 197–200.
- [20] S.H. Huang, C.H. Lai, *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009) 032505.
- [21] H.Y. Yuan, X.R. Wang, *Phys. Rev. B* 92 (2015) 054419.
- [22] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 077205.
- [23] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, S. Parkin, *Science* 315 (2007) 1553–1556.
- [24] D. Atkinson, D.S. Eastwood, L.K. Bogart, *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008) 022510.
- [25] K. Nagai, Y. Cao, T. Tanaka, K. Matsuyama, *J. Appl. Phys.* 111 (2012) 07D130.
- [26] O.A. Tretiakov, Y. Liu, Ar. Abanov, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 247201.
- [27] D. Petit, A.-V. Jausovec, D. Read, R.P. Cowburn, *J. Appl. Phys.* 103 (2008) 114307.
- [28] R.D. McMichael, J. Eicke, M.J. Donahue, D.G. Port, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 7058–7060.
- [29] M. Kläui, H. Ehrke, U. Rüdiger, T. Kasama, R.E. Dunin-Borkowski, D. Backes, L.J. Heyderman, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, G. Faini, E. Cambril, W. Wernsdorfer, *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005) 102509.
- [30] D. Djuhana, H.-G. Piao, S.-H. Lee, D.-H. Kim, S.-M. Ahn, S.-B. Choe, *Appl. Phys. Lett.* 97 (2010) 022511.
- [31] M.C. Sekhar, S. Goolaup, I. Purnama, W.S. Lew, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011) 235002.
- [32] S.J. Noh, Y. Miyamoto, M. Okuda, N. Hayashi, Y.K. Kim, *J. Appl. Phys.* 111 (2012) 07D123.
- [33] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, H. Launois, *Science* 280 (1998) 1919–1922.
- [34] J. Fassbender, J. McCord, *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008) 579–596.
- [35] D. Ozkaya, L. R.M. Langford, W.L. Chan, A.K. Petford-Long, *J. Appl. Phys.* 91 (2002) 9937–9942.
- [36] S. Konings, J. Miguel, J. Goedkoop, J. Camarero, J. Vogel, *J. Appl. Phys.* 100 (2006) 033904.
- [37] D. McGrouther, J.N. Chapman, *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005) 022507.
- [38] L. Folks, R.E. Fontana, B.A. Gurney, J.R. Childress, S. Maat, J.A. Katine, J.E.E. Baglin, A.J. Kelloc, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36 (2003) 2601–2604.
- [39] J. Fassbender, J. McCord, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 252501.
- [40] J. McCord, I. Mönch, J. Fassbender, A. Gerber, E. Quandt, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009) 055006.
- [41] V. Dasgupta, N. Litombe, W.E. Bailey, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 08G312.
- [42] T.A. Moore, P. Möhrke, L. Heyne, A. Kaldun, M. Kläui, D. Backes, J. Rhensius, L.J. Heyderman, J.-U. Thiele, G. Woltersdorf, A.F. Rodriguez, F. Nolting, T.O. Mentes, M.Á. Niño, A. Locatelli, A. Potenza, H. Marchetto, S. Cavill, S.S. Dhesi, *Phys. Rev. B* 82 (2010) 094445.
- [43] J. Fassbender, J. von Borany, A. Mücklich, K. Potzger, W. Möller, J. McCord, L. Schultz, R. Mattheis, *Phys. Rev. B* 73 (2006) 184410.
- [44] J. Fassbender, T. Strache, M.O. Liedke, D. Markó, S. Wintz, K. Lenz, A. Keller, S. Facsco, I. Mönch, J. McCord, *New J. Phys.* (2009) 125002.
- [45] A. Vogel, S. Wintz, J. Kimling, M. Bolte, T. Strache, M. Fritzsche, Mi.-Y. Im, P. Fischer, G. Meier, J. Fassbender, *IEEE Trans. Magn.* 46 (2010) 1708–1710.
- [46] A. Vogel, S. Wintz, T. Gerhardt, L. Bocklage, T. Strache, M.-Y. Im, P. Fischer, J. Fassbender, J. McCord, G. Meier, *Appl. Phys. Lett.* 98 (2011) 202501.
- [47] M.A. Basith, S. McVitie, D. McGrouther, J.N. Chapman, *Appl. Phys. Lett.* 100 (2012) 232402.
- [48] D.M. Burn, D. Atkinson, *J. Appl. Phys.* 116 (2014) 163901.
- [49] M.J. Benitez, M.A. Basith, R.J. Lamb, D. McGrouther, S. McFadzean, D.A. MacLaren, A. Hrabec, C.H. Marrows, S. McVitie, *Phys. Rev. Appl.* 3 (2015) 034008.
- [50] V.A. Ferreira, D. Toscano, S.A. Leonel, P.Z. Coura, R.A. Dias, F. Sato, *J. Appl. Phys.* 114 (2013) 013907.
- [51] D. Toscano, V.A. Ferreira, S.A. Leonel, P.Z. Coura, F. Sato, R.A. Dias, B.V. Costa, *J. Appl. Phys.* 115 (2014) 163906.
- [52] D. Toscano, S.A. Leonel, P.Z. Coura, F. Sato, B.V. Costa, M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.* 419 (2016) 37–42.
- [53] S. Zhang, Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 127204.
- [54] G.S.D. Beach, M. Tsoi, J.L. Erskine, *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008) 1272–1281.
- [55] V. Vlaminc, M. Bailleul, *Science* 322 (2008) 410–413.
- [56] G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata, *Phys. Rep.* 468 (2008) 213–301.
- [57] See the supplementary material: videos show the control of the magnetic domain wall position using an arrangement of magnetic impurities along the nanowire acting as pinning sites. In the video M1, we have used $J'/J = 0.7$ and current density $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². We have applied three unipolar current pulses, duration 1 ns each, along the negative x-axis, separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns, which is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position. In the video M2, we have used $J'/J = 0.7$ and current density $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². We have applied two unipolar current pulse along the negative x-axis and one unipolar current pulse along the positive x-axis, duration 1 ns each. The current pulses are separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns, which is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position.
- [58] V. Tsiantos, W. Scholz, D. Suess, T. Schrefl, J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.* 242–245 (2002) 999–1001.
- [59] See the supplementary material: videos show that thermal fluctuations for temperatures smaller than the Curie temperature ($T < T_c$) are not strong enough to depin the TDW from such magnetic defects. In the videos L1 and L2 we have used $T = 300$ K and $T = 600$ K, respectively. In these simulations, the pinning potential strength of DW traps was the same $J'/J = 0.7$.

Effect of the dipolar coupling on the precessional magnetization switching in two-dimensional arrays of single-domain nano-ellipses

Cite as: AIP Advances **8**, 095017 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5035258>

Submitted: 13 April 2018 . Accepted: 28 August 2018 . Published Online: 18 September 2018

J. C. S. Gomes , D. Toscano, E. L. M. Paixão, C. I. L. de Araujo, F. Sato, R. A. Dias, P. Z. Coura, and S. A. Leonel



View Online



Export Citation



CrossMark

ARTICLES YOU MAY BE INTERESTED IN

[Wind energy harvesting using jet-edge flow oscillations](#)

AIP Advances **8**, 095018 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5040929>

[A vibration modulation method for natural mode measurement of external-cavity diode laser](#)

AIP Advances **8**, 095021 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5043558>

[Structure, magnetism and electrical transport in epitaxial \$\text{La}_{0.23}\text{Pr}_{0.41}\text{Ca}_{0.36}\text{MnO}_3\$ thin films: Consequences of film thickness](#)

AIP Advances **8**, 095002 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5026543>

Don't let your writing
keep you from getting
published!

AIP | Author Services

Learn more today!

Effect of the dipolar coupling on the precessional magnetization switching in two-dimensional arrays of single-domain nano-ellipses

J. C. S. Gomes,^{1,a} D. Toscano,^{1,b} E. L. M. Paixão,^{1,c} C. I. L. de Araujo,^{2,d}
 F. Sato,^{1,e} R. A. Dias,^{1,f} P. Z. Coura,^{1,g} and S. A. Leonel^{1,h}

¹*Departamento de Física, Laboratório de Simulação Computacional, Universidade Federal de Juiz de Fora, Juiz de Fora, Minas Gerais 36036-330, Brazil*

²*Departamento de Física, Laboratório de Spintrônica e Nanomagnetismo, Universidade Federal de Viçosa, Viçosa 36570-900, Minas Gerais, Brazil*

(Received 13 April 2018; accepted 28 August 2018; published online 18 September 2018)

Various spintronic devices use single-domain magnetic nanoparticles as unit cells. Herein, we investigated interparticle dipole-dipole interactions in arrays of Permalloy single-domain nano-ellipses through micromagnetic simulations. In this study, the variation is introduced not only to the aspect ratio and the spacing between ellipses but to the magnetization distribution and the 2D lattice type as well. When integrating the Landau-Lifshitz-Gilbert equation with zero external magnetic field, equilibrium magnetic configurations were obtained for each array. For small values of the spacing between ellipses, they interact strongly, such that the shape anisotropy is locally modified by the distribution of the magnetization. Moreover, the effect of the dipolar coupling on the precessional magnetization reversal is also studied. The minimum field strength required to switch the magnetization depends on the magnetization distribution in a strongly interacting magnetic system. Consequently, we have assessed the minimum spacing between particles in which single-domain nano-ellipses becomes a non-interacting magnetic system. © 2018 Author(s). All article content, except where otherwise noted, is licensed under a Creative Commons Attribution (CC BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). <https://doi.org/10.1063/1.5035258>

I. INTRODUCTION

Studies involving nanotechnology have allowed not only the manufacture of magnetic samples at the nanoscale, but also the evolution of experimental techniques to measure their properties.¹⁻³ These properties are extended to several future technological applications, such as high-density magnetic recording media,⁴⁻⁷ magnetic random access memory (MRAM)⁸⁻¹¹ and data processing devices.¹²⁻¹⁴

Ferromagnetic nanomaterials present interesting properties for memory technology in order to substitute the current silicon-based static random-access memory (SRAM) and embedded Flash.¹⁵ Such samples can be manufactured in the cylinder, disc, prism, strip or ellipse shape with magnetic materials such as cobalt and Permalloy. Permalloy is a highly targeted material for technological applicability due to its high magnetic permeability, low coercivity, and negligible magnetostriction

^aAuthor to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: jcsgomes@fisica.ufjf.br

^bElectronic mail: danielotoscano@fisica.ufjf.br

^cElectronic mail: elmpaixao@fisica.ufjf.br

^dElectronic mail: dearaujo@ufv.br

^eElectronic mail: sjfsato@fisica.ufjf.br

^fElectronic mail: radias@fisica.ufjf.br

^gElectronic mail: pablo@fisica.ufjf.br

^hElectronic mail: sidiney@fisica.ufjf.br



and magnetocrystalline anisotropy, while cobalt alloy is often used in magnetic tunnel junctions due to its crystalline match with MgO or in perpendicular magnetic anisotropy based devices.

Due to the shape anisotropy, the remanent state of an elliptical nanomagnet made of Permalloy can be a single-domain.^{16,17} In the precessional magnetization reversal, the magnetization is switched by coherent rotation by applying a magnetic field parallel to the ellipse short axis (magnetization hard axis). This mechanism is very well discussed in the literature,^{18,23,24} being the ideal method to obtain the fastest magnetization reversal.

The basis of many spintronic devices consists of an array of non-interacting single-domain magnetic nanoparticles and the concept of bit patterned media (BPM) is very known in the scientific community.^{19–22} Although the magnetization reversal in individual single-domain nanoparticles has been intensively investigated,^{23–31} interparticle interactions have been received less attention.^{32–34} Understanding and controlling the magnetization reversal of a single nanoparticle is not enough for technological applications, since interparticle dipole-dipole interactions can affect the performance of the devices.

In a previous paper,³¹ the authors studied the magnetization reversal in an isolated Permalloy single-domain nano-ellipse. It was verified that by adjusting the geometric factors of a single ellipse and the parameters of the magnetic field pulse simultaneously, the highest degree of coherence occurs when applying a magnetic field perpendicular to the magnetization easy axis. In that paper, the authors point out the need to study the behavior of magnetization reversal in an array of identical nano-ellipses, due to the influence of interparticle interactions. Thus, in the present work, we study the magnetization behavior in arrays of Permalloy nano-ellipses, taking into account interparticle dipole-dipole interactions.

Due to the long-range of the dipolar interaction, the interparticle magnetostatic coupling cannot be underestimated. Obviously there is a minimum spacing between particles such that single-domain nano-ellipses become a non-interacting magnetic system, whose equilibrium magnetization states correspond to the Ising-like states. The information about the minimum spacing between ellipses is crucial to increase the bit density in magnetic nanodevices. In order to save time and decrease fabrication process expenses, optimal device designs can be theoretically investigated by simulation in a broad set of ellipse dimensions and interparticle spacing. The results can be used to adjust the interparticle dipolar interactions such that it is possible to engineer ultra-fast and high-density spintronic devices with practically zero interactions between cells.

II. MODEL AND METHODOLOGY

In this work we considered ellipses arrays made of Permalloy with dimensions such that the magnetic state of an isolated nano-ellipse is a single-domain (quasi-uniform state). Once the magnetocrystalline anisotropy is negligible in materials like Permalloy, the shape anisotropy imposes a magnetization easy axis in nanomagnets. In the absence of an external magnetic field, the magnetic moments of an isolated ellipse are confined to the plane of the ellipse and they are largely aligned along the longest axis. Our magnetic system consists of 9 nano-ellipses arranged in such a way that they are coplanar. The Fig. 1 shows how the nano-ellipses were arranged in the array. The variables b_x and b_y are defined as the edge-to-edge separations between ellipses and the variable c_x and c_y are defined as the center-to-center separations between them. The Fig. 1 is only a schematic view of the array and does not represent an equilibrium configuration.

For the geometric parameters of the ellipses, we have considered two different aspect ratios q : $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ ($q = 1.40$) and $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ ($q = 1.83$). In order to systematically explore the dipolar coupling between single-domains, we have considered the nano-ellipses arranged into two types of 2D-lattice: square and rectangular. The periodicity of arrays was varied by the edge-to-edge separation, b_x ranging from 10 to 300 nm in steps of 10 nm. For the case in which the nano-ellipses were arranged into a rectangular lattice, we have assumed the same separation in both axes, that is, $b_y = b_x$. When considering the case of a square lattice, $c_y = c_x$, we have the following constraint $b_y = (L_x - L_y) + b_x$.

The following Hamiltonian containing the exchange, Zeeman and dipole-dipole interactions was used to describe the array of Permalloy single-domain nano-ellipses:

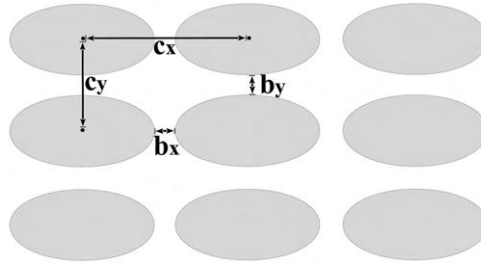


FIG. 1. Schematic view of the array of single-domain nano-ellipses. The aspect ratio of the ellipsis is given by $q = L_x/L_y$, where L_x and L_y are the dimensions with respect to the major and minor axes, respectively. Geometrical centers of the ellipses are described by position vectors $\vec{R}_k = m c_x \hat{i} + n c_y \hat{j}$, where m and n are integers, c_x and c_y are center-to-center separations of the ellipses. b_x and b_y are the edge-to-edge separations of the ellipses. Naturally, we have the following relations $c_x = L_x + b_x$ and $c_y = L_y + b_y$.

$$H = J \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \frac{Z}{J} \sum_i \hat{m}_i \cdot \vec{b}_i^{ext} + \frac{D}{2J} \sum_{i,j} \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\} \quad (1)$$

where \hat{m}_i and \hat{m}_j are unit vectors representing the magnetic moments located at the i and j sites, r_{ij} is the distance between them and a represents lattice parameter. The summation in the first term includes only the nearest magnetic moments of the same ellipse, whereas the summation in the last term covers all possible dipole-dipole interactions. In order to switch the magnetization of the system, a magnetic field pulse was applied only in the central ellipse. In the micromagnetic approach, the interaction constants not only depend on the material parameters but also the manner in which the system is partitioned into cells. The size of the micromagnetic cell is chosen based on the exchange length $\lambda = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$ and each cell has an effective magnetic moment $\vec{m}_i = (M_s V_{cell}) \hat{m}_i$. For the case in which the system is discretized into cubic cells $V_{cell} = a^3$, such as used in this work, the interaction constants are given by $J = 2Aa$, $\frac{D}{J} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2$ and $\frac{Z}{J} = \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2$. It was used the parameters for Permalloy-79 ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$): saturation magnetization $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m, exchange stiffness constant $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m and damping parameter $\alpha = 0.01$. The cell size used in the simulations was $V_{cell} = 5 \times 5 \times 5 \text{ nm}^3$.

Micromagnetic simulation results were obtained using our own computational code, which solves the dimensionless version of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation (LLG):

$$\frac{d\hat{m}_i}{d\tau} = -\frac{1}{1+\alpha^2} \left[\hat{m}_i \times \vec{b}_i + \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{b}_i) \right] \quad (2)$$

where $\vec{b}_i = -\frac{\partial H}{\partial \hat{m}_i}$ is the dimensionless effective field located at the cell i . The dimensionless time interval is given by $\Delta\tau = \omega_0 \Delta t$, where $\omega_0 = \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 \mu_0 \gamma_e M_s$ and Δt is the real-time interval.

In order to obtain the remanent states for arrays of dipolar coupled nano-ellipses, we have chosen as initial conditions the distributions of magnetization which correspond to arrays of non-interacting single-domain nano-ellipses. Four possible initial configurations are schematically shown in Figure 2. In case 1, the magnetization of each ellipse was chosen randomly. In case 2, the magnetization of the central ellipse is aligned in one direction, whereas magnetizations of the other ellipses are aligned in the opposite direction. In case 3, the magnetization direction of the ellipses are aligned in alternated directions. Finally, in case 4, the magnetization of all the ellipses are aligned in the same direction.

The magnetic field required to switch the magnetization of the central ellipse can be used to determine the minimum spacing in which the ellipses are uncoupled. To excite the precessional switching of the central ellipse magnetization, we apply a pulse of magnetic field perpendicular to the magnetization easy axis, given by

$$\vec{B}(t) = \hat{j} B^{ext} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (3)$$

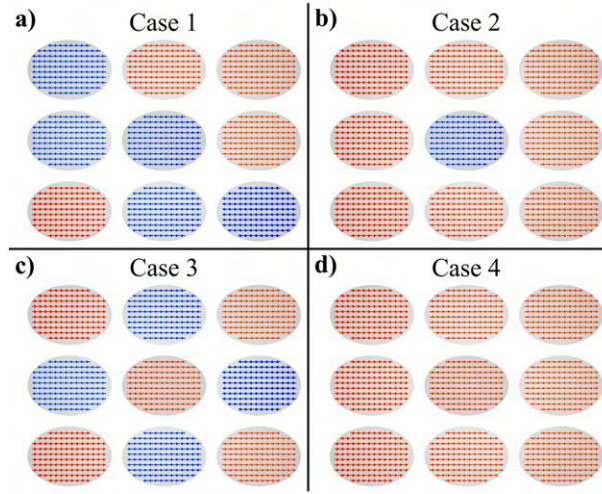


FIG. 2. Schematic view of a few possible magnetic states for arrays of non-interacting single-domain nano-ellipses (Ising-like magnetization states). Due to the shape anisotropy, which originates in dipole-dipole interactions, the magnetization of each ellipse can point in any direction of the easy axis; red arrows represent magnetic moments which point to the right, whereas blue arrows represent magnetic moments which point to the left. Figures (a) to (d) represent initial configurations which were used to obtain the magnetic state of the dipolarly coupled system by integrating the LLG equation with zero magnetic field.

The reason for using a field pulse with a Gaussian profile is due to the experimental impossibility of the rise and fall times of the pulse being zero.²⁸ In the simulations, we used the pulse duration of 60 ps, i.e., the full width at half maximum $W_B = \text{FWHM} = (2\sqrt{2 \ln 2})\sigma \approx 0.05887$ ns. The strength of the magnetic field pulse, B^{ext} , were varied during the investigations.

III. RESULTS AND DISCUSSION

Initially, we studied interparticle dipole-dipole interactions in arrays of single-domain nano-ellipses. We have varied not only the aspect ratio and the spacing between ellipses but also the configuration of magnetization and the array grid (rectangular or square). We have obtained the equilibrium magnetic configurations for each array when integrating the LLG equation with zero external magnetic field. For some magnetization configurations (case 1, for example), after the system reaches the equilibrium magnetic state, we can observe that the interparticle dipolar coupling is responsible by the shift of magnetization vector from the easy axis in the central ellipse as shown in Fig. 3. It was noted $\Delta\theta \approx 0$ for magnetization configurations which present some kind of symmetry, for example, cases 3 and 4. In this cases, the magnetization vectors got stuck in their equilibrium position (easy axis). Since $\Delta\theta$ does not appear in all magnetization configurations and has an appreciable value only for b_x sufficiently small it is not a good parameter to quantify the dipolar coupling strength.

The present study also investigated the precessional magnetization reversal in arrays of dipolarly coupled nano-ellipses. Before all we have considered an isolated single-domain nano-ellipse and determined the minimum field strength to switch its magnetization, these values are shown in the Table I.

There is another consequence of the interparticle dipole-dipole interactions, that is, the distribution of magnetization can assist or hinder the magnetization reversal. In other words, the magnetic field required to switch the magnetization of the central ellipse depends on the distribution of magnetization of the neighboring ellipses for samples that they are sufficiently close. It is evident that in a real situation it would not be practical to check the magnetization of the ellipses near the ellipse in which it is desired to cause the reversion and then we choose an ideal field for this. This choice of field, for this absurd case, must be done with great care because if the applied field is too small the reversal does not occur, and if the field is too large, two or more reversals may occur. For a better technological acceptance, we must ensure that the reversal happens, be unique and the field applied

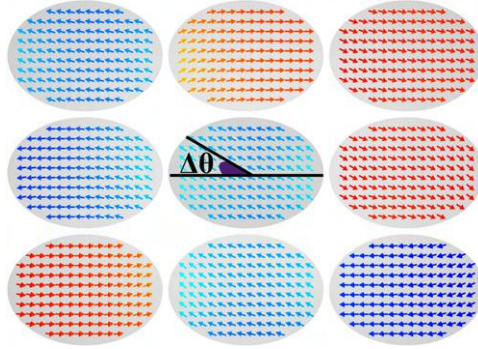


FIG. 3. The snapshot shows the equilibrium magnetic state of a strongly interacting magnetic system. This equilibrium configuration was obtained starting from the initial configuration of the case 1, using ellipse of dimensions $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ arranged in a rectangular array with $b_x = 10 \text{ nm}$. Interparticle dipole-dipole interactions are strong enough to reduce locally the shape anisotropy. Evidently the magnetization vector of the central ellipse makes an angle of $\Delta\theta$ with the magnetization easy axis.

be the as small as possible. After all, since this ellipses array has as an application the data storage and the direction of the magnetic moments is used as the information bit, the 4 cases studied for each ellipses configuration will appear as the magnetization reversals happen. In practical applications it is desirable to know the minimum spacing in which the ellipses are uncoupled. Thus, the stability of the magnetization state is not compromise and the same magnetic field strength can be used to switch the magnetization of any magnetic state. In order to switch the magnetization of the central ellipse and also to determine the minimum spacing in which the ellipses are uncoupled, all arrays were submitted to a single magnetic field pulse, so that the minimum field to reverse the magnetization of the central ellipse in the array coincides with the minimum field to reverse the magnetization of a single isolated ellipse shown in Table I. Figure 4 shows the magnetization controllability diagram of the central ellipse in arrays of dipolarly coupled single-domains. From these diagrams it is possible to know the minimum spacing such that the ellipses are uncoupled. For example, considering ellipses of size $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ arranged into a rectangular grid, the minimum spacing in which all the magnetization distributions are uncoupled is $b_x^{min} = 210 \text{ nm}$. If the same single-domain nano-ellipses were arranged into a square grid, the minimum spacing is $b_x^{min} = 230 \text{ nm}$. On the other hand, considering ellipses of size $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ arranged into a rectangular grid, the minimum spacing in which all the magnetization distributions are uncoupled is $b_x^{min} = 350 \text{ nm}$. If the same single-domain nano-ellipses were arranged into a square grid, the minimum spacing is $b_x^{min} = 220 \text{ nm}$. We can realize that ellipses which present the largest aspect ratio arranged into a rectangular lattice remain strongly coupled for larger values of b_x . This is due to the fact that ellipses are more compacted in a rectangular grid than in a square grid, considering the same value of b_x . The discussions in the Figure 4 were based on the horizontal separation b_x . In the case of square distribution it is enough, but in rectangular distribution the vertical separation is relevant and can affect qualitatively the conclusions for b_x^{min} . Thus, if in a rectangular array in which the ellipses magnetization configuration neighboring the central ellipse

TABLE I. Table containing the minimum field to switch the magnetization of isolated ellipses.

Dimensions (nm^3)	B_{min}^{ext} (mT)
$70 \times 50 \times 5$	31
$70 \times 50 \times 10$	48
$70 \times 50 \times 15$	61
$70 \times 50 \times 20$	72
$110 \times 60 \times 5$	43
$110 \times 60 \times 10$	67
$110 \times 60 \times 15$	85
$110 \times 60 \times 20$	100

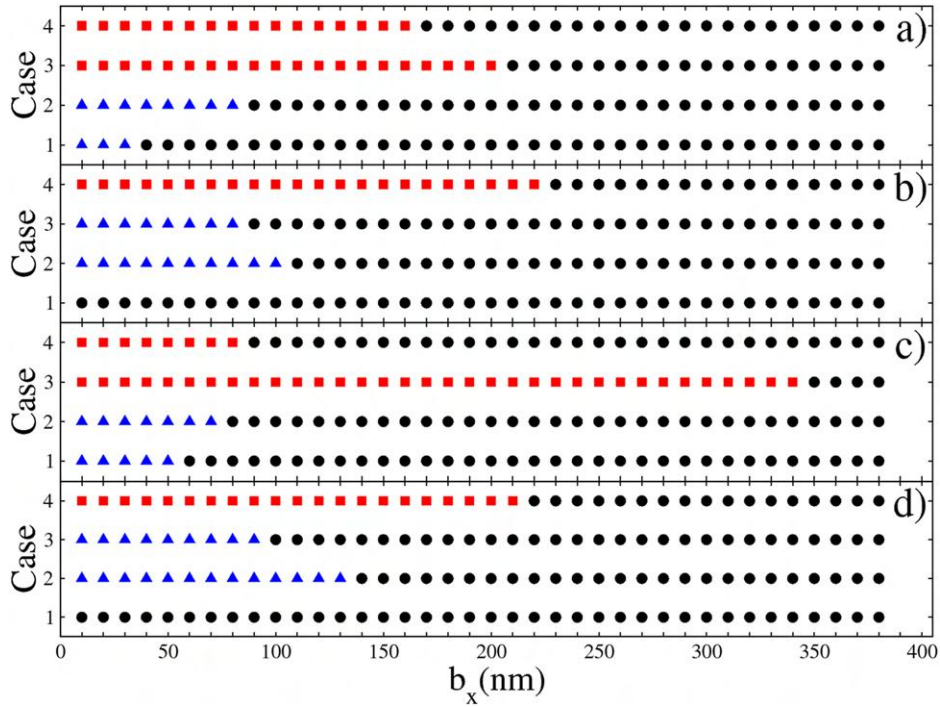


FIG. 4. Magnetization controllability diagram of the central ellipse in arrays of dipolarly coupled single-domains. Black circles represent situations in which the arrays are uncoupled, thus a single switch occurs. Red squares represent situations in which the arrays are strongly coupled and the distribution of magnetization hinders the magnetization reversal, thus the magnetization dynamics is accomplished either without switching. Blue triangles represent situations in which the arrays are strongly coupled and the distribution of magnetization assists the magnetization reversal. Array containing 9 ellipses of dimensions: a) $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ arranged into a rectangular lattice, b) $70 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$ arranged into a square lattice, c) $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ arranged into a rectangular lattice, d) $110 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$ arranged into a square lattice.

prevents the switching, this effect will be more evident because they are more compact than in a square matrix. Being more compact, the dipole interaction is stronger. As mentioned in the previous section, the vertical separation in a rectangular distribution was varied assuming the same separation in both axes ($b_y = b_x$); thus, $c_y = c_x - (L_x - L_y)$.

IV. CONCLUSION

In this paper, we have performed micromagnetic simulations to investigate the dipolar coupling between Permalloy single-domain nano-ellipses arranged on rectangular and square lattices. Besides, considering ellipses with different aspect ratios, we have explored not only the interparticle separation but also the magnetization distribution on the lattice points. Starting from Ising-like magnetization states, we obtained the equilibrium magnetic configurations for arrays of interacting particles. The equilibrium configurations obtained in this way were saved and used as initial configurations in other simulations, where a single magnetic field pulse was applied to study the precessional magnetization switching of the central ellipse. The main goal in this paper is to estimate the minimum spacing between particles in which single-domain ellipses become a non-interacting magnetic system. The minimum separations observed are the order of $3L_x$ approximately, and they strongly depend on the ellipse dimensions, ellipse aspect ratio, and the array arrangement. We observed that our results agree qualitatively with the behavior of the experimental results of the references 33 and 34. We would like to emphasize that ellipses with larger aspect ratios are easily decoupled when they are arranged in a square grid rather than in a rectangular grid. From the technological point of view, interparticle dipole-dipole interactions in an array of identical single-domain nano-ellipses impose a restriction on how far the miniaturization of spintronic devices can reach. Although, we have studied a finite

array of a few elliptical elements, the chosen arrangement is the basis of many potential applications, where the ellipses are considered as non-interacting.

ACKNOWLEDGMENTS


This work was partially supported by CAPES, CNPq, FAPEMIG and FINEP (Brazilian Agencies). Numerical works were done at the Laboratório de Simulação Computacional do Departamento de Física da UFJF. We gratefully thank to our friend Saif Ullah for making the English corrections in this paper.

- ¹ K. J. Kirk, J. N. Chapman, S. McVitie, P. R. Aitchison, and C. D. W. Wilkinson, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3683–3685 (1999).
- ² C. A. Ross, S. Haratani, F. J. Castaño, Y. Hao, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, B. Vögeli, M. Farhoud, M. Walsh, and H. I. Smith, *J. Appl. Phys.* **91**, 6848–6853 (2002).
- ³ J. I. Martín, J. Nogués, K. Liu, J. L. Vicent, and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mat.* **256**, 449–501 (2003).
- ⁴ S. Sun, C. B. Murray, D. Weller, L. Folks, and A. Moser, *Science* **287**, 1989–1992 (2000).
- ⁵ C. Ross, *Annu. Rev. Mater. Res.* **31**, 203–235 (2001).
- ⁶ H. J. Richter, A. Y. Dobin, R. T. Lynch, D. Weller, R. M. Brockie, O. Heinonen, K. Z. Gao, J. Xue, R. J. M. van de Veerndonk, P. Asselin, and M. F. Erden, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 222512 (2006).
- ⁷ D. Terris and T. Thomson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R199–R222 (2005).
- ⁸ S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, and R. B. Beyers, *J. Appl. Phys.* **85**, 5828–5833 (1999).
- ⁹ S. Tehrani, J. M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi, and M. DeHerrera, *IEEE Trans. Magn.* **35**, 2814–2819 (1999).
- ¹⁰ B. N. Engel, J. Åkerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, J. M. Slaughter, K. Smith, J. J. Sun, and S. Tehrani, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 132–136 (2005).
- ¹¹ W. J. Gallagher, and S. S. P. Parkin, *IBM J. Res. & Dev.* **50**, 5–23 (2006).
- ¹² R. P. Cowburn and M. E. Welland, *Science* **287**, 1466–1468 (2000).
- ¹³ A. Imre, G. Csaba, L. Ji, A. Orlov, G. H. Bernstein, and W. Porod, *Science* **311**, 205–208 (2006).
- ¹⁴ S. Jain, A. O. Adeyeye, and N. Singh, *Nanotechnology* **21**, 285702 (2010).
- ¹⁵ C. I. L. Araujo, S. G. Alves, L. D. Buda-Prejbeanu, and B. Dieny, *Phys. Rev. Applied* **6**, 024015 (2016).
- ¹⁶ P. Vavassori, N. Zaluzec, V. Metlushko, V. Novosad, B. Ilic, and M. Grimsditch, *Phys. Rev. B* **69**, 214404 (2004).
- ¹⁷ D. S. Vieira Júnior, S. A. Leonel, R. A. Dias, D. Toscano, P. Z. Coura, and F. Sato, *J. Appl. Phys.* **116**, 093901 (2014).
- ¹⁸ H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, and J. Miltat, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 017204 (2003).
- ¹⁹ X. Yin, S. H. Liou, A. O. Adeyeye, S. Jain, and B. Han, *J. Appl. Phys.* **109**, 07D354 (2011).
- ²⁰ N. Thiagarajah, H. Duan, D. L. Y. Song, M. Asbahi, S. H. Leong, J. K. W. Yang, and V. Ng, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 152403 (2012).
- ²¹ V. Flovik, F. Macià, J. M. Hernández, R. Bručas, M. Hanson, and E. Wahlström, *Phys. Rev. B* **92**, 104406 (2015).
- ²² M. Hanson, R. Bručas, T. J. Antosiewicz, R. K. Dumas, B. Hjörvarsson, V. Flovic, and E. Wahlström, *Phys. Rev. B* **92**, 094436 (2015).
- ²³ C. H. Back, R. Allenspach, W. Weber, S. S. P. Parkin, D. Weller, E. L. Garwin, and H. C. Siegmann, *Science* **285**, 864–867 (1999).
- ²⁴ Th. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bär, and Th. Rasing, *Nature* **418**, 509–512 (2002).
- ²⁵ D. Suess, T. Schrefl, W. Scholz, and J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 426–429 (2002).
- ²⁶ K.-Z. Gao, E. D. Boerner, and H. N. Bertram, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4008–4010 (2002).
- ²⁷ K.-Z. Gao, E. D. Boerner, and H. N. Bertram, *J. Appl. Phys.* **93**, 6549–6551 (2003).
- ²⁸ Q. F. Xiao, B. C. Choi, J. Rudge, Y. K. Hong, and G. Donohoe, *J. Appl. Phys.* **101**, 024306 (2007).
- ²⁹ F. Montoncello, L. Giovannini, F. Nizzoli, P. Vavassori, M. Grimsditch, T. Ono, G. Gubbiotti, S. Tacchi, and G. Carlotti, *Phys. Rev. B* **76**, 024426 (2007).
- ³⁰ P. P. Horley, V. R. Vieira, P. Gorley, J. G. Hernández, V. K. Dugaev, and J. Barnaś, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 245007 (2009).
- ³¹ D. S. Vieira Júnior, S. A. Leonel, D. Toscano, F. Sato, P. Z. Coura, and R. A. Dias, *J. Magn. Magn. Mater.* **426**, 396–404 (2017).
- ³² J. Y. Lai, M. F. Lai, C. R. Chang, Z. H. Wei, J. C. Wu, I. C. Lo, J. H. Kuo, Y. C. Chang, J. H. Hsu, and J. R. Huang, *J. Appl. Phys.* **97**, 10J504 (2005).
- ³³ Y. Wang, W. H. Shi, H. X. Wei, D. Atkinson, B. S. Zhang, and X. F. Han, *J. Appl. Phys.* **111**, 07B909 (2012).
- ³⁴ M. P. Horvath, *Phys. Status Solidi (a)* **211**, 1030–1040 (2014).

Investigation of domain wall pinning by square anti-notches and its application in three terminals MRAM

Cite as: Appl. Phys. Lett. **114**, 212403 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5089949>

Submitted: 24 January 2019 . Accepted: 10 May 2019 . Published Online: 31 May 2019

C. I. L. de Araujo, J. C. S. Gomes , D. Toscano, E. L. M. Paixão, P. Z. Coura, F. Sato, D. V. P. Massote, and S. A. Leonel



View Online



Export Citation



CrossMark

ARTICLES YOU MAY BE INTERESTED IN

[Modulation of spin-orbit torque induced magnetization switching in Pt/CoFe through oxide interlayers](#)

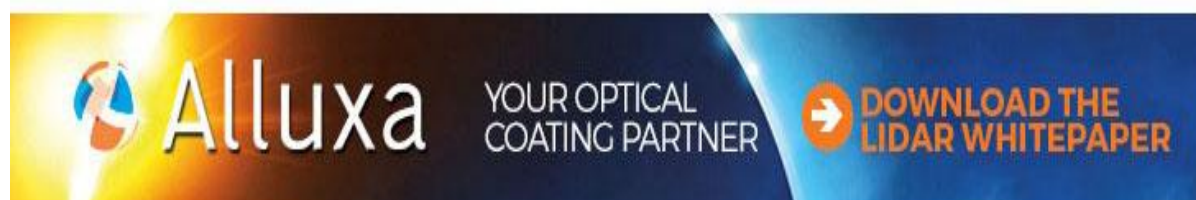
Applied Physics Letters **114**, 212404 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5094049>



[Spin wave propagation in ultrathin magnetic insulators with perpendicular magnetic anisotropy](#)

Applied Physics Letters **114**, 212401 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093265>

[Sub-nanosecond switching in a cryogenic spin-torque spin-valve memory element with a dilute permalloy free layer](#)

Applied Physics Letters **114**, 212402 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5094924>



 **Alluxa** YOUR OPTICAL COATING PARTNER  **DOWNLOAD THE LIDAR WHITEPAPER**

Investigation of domain wall pinning by square anti-notches and its application in three terminals MRAM

Cite as: Appl. Phys. Lett. **114**, 212403 (2019); doi: [10.1063/1.5089949](https://doi.org/10.1063/1.5089949)

Submitted: 24 January 2019 · Accepted: 10 May 2019 ·

Published Online: 31 May 2019



View Online



Export Citation



CrossMark

C. I. L. de Araujo,^{1,a)} J. C. S. Gomes,²  D. Toscano,² E. L. M. Paixão,² P. Z. Coura,² F. Sato,² D. V. P. Massote,² and S. A. Leone^{2,b)}

AFFILIATIONS

¹Departamento de Física, Laboratório de Spintrônica e Nanomagnetismo, Universidade Federal de Viçosa, Viçosa, Minas Gerais 36570-900, Brazil

²Departamento de Física, Laboratório de Simulação Computacional, Universidade Federal de Juiz de Fora, Juiz de Fora, Minas Gerais 36036-330, Brazil

^{a)}Electronic mail: dearaujo@ufv.br

^{b)}Electronic mail: sidiney@fisica.ufjf.br

ABSTRACT

In this work, we perform investigations of the competition between domain-wall pinning and attraction by antinotches and finite device borders. The conditions for optimal geometries, which can attain a stable domain-wall pinning, are presented. This allows the proposition of a three-terminal device based on domain-wall pinning. We obtain, with very small pulses of current applied parallel to the nanotrack, a fast motion of the domain-wall between antinotches. In addition to this, a swift stabilization of the pinned domain-wall is observed with a high percentage of orthogonal magnetization, enabling high magnetoresistive signal measurements. Thus, our proposed device is a promising magnetoresistive random access memory device with good scalability, duration, and high speed information storage.

Published under license by AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.5089949>

The discovery of spin valve effects¹⁻³ and magnetic tunnel junction (MTJ) measurements at room temperature^{4,5} allowed the development of several generations of magnetoresistive random access memory (MRAM) devices.⁶ A recent demonstration of MRAM integration among metallic contacts in silicon technology⁷ enables industrial large scale production and boosts further developments in scalability, consumption, and speed. The MRAM generations can be divided according to the principle used for magnetization switching in the magnetic tunnel junction free layer. In the early generations, the magnetization switchings were made through Oersted fields generated by bit lines,⁸ demanding large areas for the bit lines and high consumption due to the large currents needed. The next generation was developed with magnetization switching by spin transfer torque.⁹ Such an approach represented a high gain in density, once there is no need of bit lines with switching performed by the current through the stack. However, the large current density needed can cause junction threshold, resulting in small durability. In order to protect the junction, the newest generations are based on three terminal devices with large currents passing by just the first ferromagnetic electrode and very small

currents used to measure the tunnel magnetoresistance signal. Among such technology is the spin-orbit torque MRAM,^{10,11} which uses heavy metals in the first layer to split the current into spin-polarized channels, with high enough density to switch the first ferromagnetic layer (FM) by spin transfer torque. Another three terminal approach can be adapted from the original proposal of magnetic domain-wall based MRAM,¹² which is based on domain-wall motion through a very long track and pinned by triangular notches, delimiting the bit length. Alternative geometries for the bit length definition were also proposed.^{13,14} In this work, we investigate both domain-wall attraction and pinning by square antinotches, mapping best geometries for uniform pinned domain-wall, in order to measure stable, fast, and highest values of tunnel magnetoresistive (TMR) signals by a magnetic tunnel junction (MTJ). The results, to be presented ahead, allowed the proposition of a three terminal domain-wall based MRAM, sketched in the cartoon presented in Fig. 1. The working principle of such a device is based on a short current pulse applied in the device edges in order to detach the transverse domain-wall (TDW) from the first antinotch to be attracted by the second. Above the second antinotch, a MTJ will act

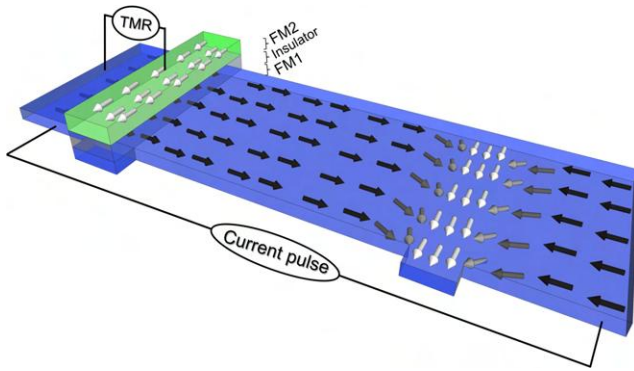


FIG. 1. Cartoon representing the proposed three terminal domain-wall based architecture. A current pulse in the short track moves the domain-wall between two antinotches and the magnetoresistive signal is measured by the magnetic tunnel junction above one antinotch.

in sensing, with the first ferromagnetic layer (FM1) where the domain-wall moves, a thin insulator for the electronic tunneling, and a second ferromagnetic layer (FM2), which is aligned orthogonal to the track magnetization by shape anisotropy. The tunnel magnetoresistive signal will vary from minimum to maximum, depending on the antinotch where the domain-wall is pinned.

In order to test the best geometry to achieve high performance in the proposed device, we have performed computational simulations. A Hamiltonian consisting of the isotropic Heisenberg model and the shape anisotropy can be used to describe a nanomagnet made of a soft ferromagnetic material

$$H = J \left\{ - \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{D}{J} \sum_{ij} \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\}, \quad (1)$$

where \hat{m}_i and \hat{m}_j are unit vectors which represent the magnetic moments located at the i and j sites. The first term of Eq. (1) describes the ferromagnetic coupling, whereas the second describes the dipole-dipole interactions, which are responsible for the origin of the shape anisotropy. In the micromagnetic approach, the renormalization of magnetic interaction constants depends not only on the parameters of the material but also on the manner in which the system is partitioned into cells. According to the micromagnetic formulation, there is an upper limit for the work-cell size. Each micromagnetic cell hosts an effective magnetic moment $\vec{m}_i = (M_s V_{cell}) \hat{m}_i$ aligned to the direction in which the atomic moments are saturated. From one cell to another, effective magnetic moments vary their directions gradually. These assumptions are only satisfied if we do not exceed the upper limit for the work-cell size. Therefore, the volume of the micromagnetic cell V_{cell} has to be taken very carefully. In order to choose a suitable size for the work cell, we need to estimate the characteristic lengths, which depend on the material parameters. For instance, the exchange length, $\lambda = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$, provides an estimate of the exchange interaction range. In the simulations, we have used typical parameters for Permalloy-79 (Ni₇₉Fe₂₁) with values as follows:^{15,16} saturation magnetization $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m, exchange stiffness constant $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m,

and zero magnetocrystalline anisotropy. Thus, we have estimated $\lambda_{\text{Py-79}} \approx 5.3$ nm. As in many micromagnetic simulation packages, we have used in our simulations the finite difference method, which subdivides the simulated geometry into cubic cells, that is, $V_{cell} = a^3$. In this context, the renormalization of the magnetic interaction constants is given by¹⁵ $J = 2aA$ and $\frac{D}{J} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2$. Based on the calculation of the exchange length for Permalloy-79, we have chosen the size of the micromagnetic cell as $a = 2$ nm $< \lambda_{\text{Py-79}}$. Thus, planar nanowires have been spatially discretized into a cubic cell grid, and the size of the work cell was chosen as $V_{cell} = 2 \times 2 \times 2$ nm³, which is accurate enough for the current study. The magnetization dynamics is governed by the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation. In order to move the domain wall from one antinotch to another, an electric current pulse is applied parallel to the nanotrack main axis. A generalized version of the LLG equation, which includes the spin torque effect, has been proposed by Zhang and Li.¹⁷ Thus, the domain wall dynamics driven by the spin-polarized current applied along the x -direction can be described by

$$\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t'} = - \frac{1}{(1 + \alpha^2)} \left\{ \hat{m}_i \times \vec{b}_i + \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{b}_i) + \frac{1}{(1 + \beta^2)} \left(\frac{u}{a \omega_0} \right) \left[(\beta - \alpha) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} + (1 + \alpha\beta) \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} \right) \right] \right\}, \quad (2)$$

where the dimensionless effective field located at the micromagnetic cell i is given by $\vec{b}_i = -J^{-1} \frac{\partial H}{\partial \hat{m}_i}$. The first two terms take into account precession and damping torques, whereas the last two terms take into account the torque due to the injection of the spin-polarized electric current. The nondimensional parameters, the Gilbert damping parameter α , and the degree of nonadiabaticity β are material parameters. Typical parameters for Permalloy-79 have been used in our simulations, and the values are as follows:^{16,18} $\alpha = 0.01$ and $\beta = 0.015$. The influence of the ratio (β/α) on the dynamics of magnetic domain walls has already been investigated.^{18–20} The connection between the space-time coordinates and their dimensionless corresponding is given by $\Delta x' = \Delta x/a$ and $\Delta t' = \omega_0 \Delta t$, where $\omega_0 = (\frac{g}{a})^2 \gamma \mu_0 M_s$ is a scale factor with inverse time dimension, with $\gamma \approx 1.76 \times 10^{11}$ (T s)⁻¹ being the electron gyromagnetic ratio; for permalloy, $\mu_0 M_s \approx 1.0$ T. Thus, the product $(a \omega_0)$ has the dimensions of distance divided by time (unit of velocity) as well as the term $u = j_e \left(\frac{g \mu_B}{2 e M_s} \right) P$, where j_e is the x -component of the electric current density vector (in our case, $\vec{j}_e = j_e \hat{x}$, so that $\vec{u} = u \hat{x}$ is a velocity vector directed along the direction of electron motion²⁰). For permalloy, the constant $\left(\frac{g \mu_B}{2 e M_s} \right) \approx 6.7 \times 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{C}}$, where g is the Lande factor (for an electron $g \approx 2$), μ_B is the Bohr magneton, and e is the elementary positive charge. The nondimensional parameter P is the rate of spin polarization. We used $P = 0.5$, which amounts to those reported in permalloy nanowires of similar thicknesses.²¹ We have implemented the fourth-order predictor-corrector method to solve numerically Eq. (2). For permalloy, the factor $\omega_0 \approx 1.33 \times 10^{12}$ s⁻¹. Thus, the time step $\Delta t' = 0.01$ used in the numerical simulations corresponds to $\Delta t \approx 7.5 \times 10^{-15}$ s. In micromagnetic simulations, we have used our own computational code, which has been used in several works of our group.^{22,23}

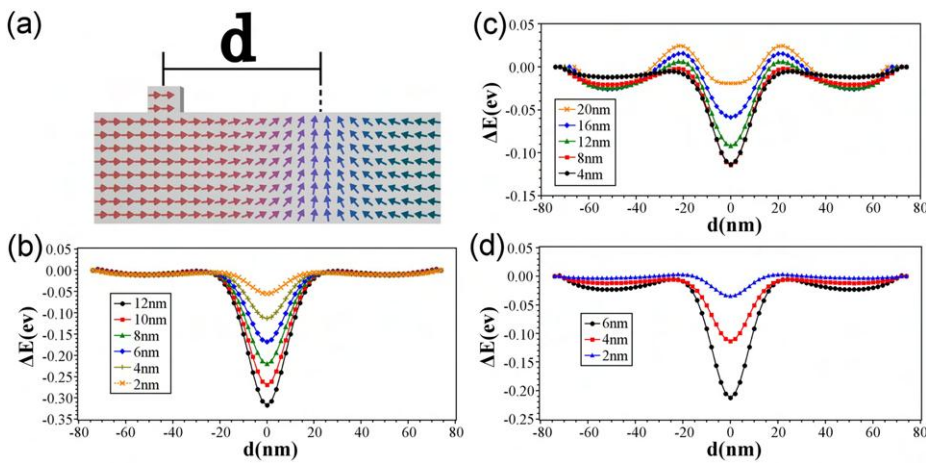


FIG. 2. (a) Schematic view of how the distance d between the center of the antinotch and the center of the TDW in the nanotrack was considered. The color gradient in the arrows represents the magnetic moment's directions. We have analyzed the interaction energy as a function of the distance between the center of the antinotch and the center of the TDW by varying (b) antinotch width (W_{not}), considering constant antinotch length $L_{not} = 4$ nm and thickness $T = 4$ nm, (c) antinotch length (L_{not}), considering constant antinotch width $W_{not} = 4$ nm and thickness $T = 4$ nm and (d) antinotch thickness T , considering constant antinotch length $L_{not} = 4$ nm and width $W_{not} = 4$ nm.

In the simulations, we have considered the permalloy planar nanowires with length $L = 152$ nm and width $W = 16$ nm. The antinotch thickness is the same as that of the nanotrack thickness T . The antinotch parameters, that is, the antinotch length, L_{not} , as well as the antinotch width, W_{not} , were varied throughout the study. The stopping criterion for the relaxation consists of integrating the LLG equation without an external agent (magnetic field or spin-polarized current) until both the energy of the system and its magnetization vector stop oscillating. Thus, the system reaches the equilibrium magnetic state, which provides the possibility of the adjustment of the TDW width.²⁴ See the [supplementary material](#) for details of the relaxation simulations. The equilibrium configuration obtained in this way has been used as the initial configuration in other simulations where a single antinotch was inserted into the nanowire. To calculate the interaction energy ΔE between the TDW and the antinotch as a function of the center-to-center separation d , we fix the TDW at the center of the nanowire and vary only the antinotch position along the nanowire edge, see Fig. 2(a). For each separation d , the total energy of the system is calculated using Eq. (1), and the interaction energy has been estimated using the following expression: $\Delta E_i = E_i - E_0$, where E_i represents the total energy of the nanowire that hosts the antinotch at any position x , whereas E_0 is the reference energy, in which the antinotch is located at the maximum possible distance from the wall, that is, at the corner of the nanowire. Figures 2(b)–2(d) show the behavior of the interaction energy as a function of the distance d between the center of the antinotch and the center of the TDW, as we vary the antinotch parameters. It can be observed from Fig. 2 that the antinotches work as pinning traps for the TDW and the interaction strength increases as we increase the antinotch width (W_{not}) and thickness (T), but decreases as we increase the antinotch length (L_{not}).

From now on, we consider two identical antinotches equidistant from the nanowire width axis. Based on our observations, we choose a nanotrack with thickness $T = 4$ nm, containing a pair of square antinotches $L_{not} = W_{not} = 4$ nm in order to investigate the TDW magnetization as a function of the relative distance between the antinotches x_{not} . The logic states (“0” and “1”) are defined according to the antinotch magnetization if it is aligned parallel or perpendicular to the nanotrack easy axis. Therefore, any intermediate direction would hinder the information reading in the device, decreasing the TMR signal.

In some of the tested configurations, after the system reaches the relaxed magnetic state in which the TDW was located near the antinotch on the right, we observed that due to the proximity between antinotches, the magnetization of the antinotch on the left was aligned with an intermediate direction between parallel and perpendicular directions, as can be seen in the Fig. 3(a) (Multimedia view). However, when increasing the separation between the antinotches at $x_{not} = 18$ nm, we were able to achieve at least 99.5% of magnetization aligned parallel to the easy axis for the antinotch on the left. Additionally, we consider a variety of possible candidates for the storage cells of the random access memory proposed in this paper. Using the initial condition of the wall close to the antinotch on the right, we have numerically calculated the relaxed micromagnetic state of several

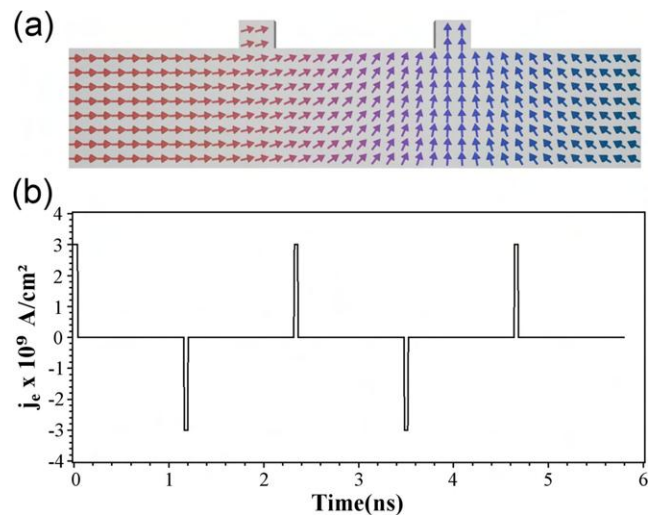


FIG. 3. (a) Schematic view of a nanotrack containing two antinotches. The antinotch on the right side has magnetization perpendicularly aligned to the easy axis. The antinotch on the left side should exhibit magnetization parallel to the easy axis, but due to its proximity to the other antinotch, its magnetization is aligned in an intermediate direction. (b) Sequence of spin-polarized current pulses applied along the x -axis to move the TDW from one antinotch to another. Multimedia view: <https://doi.org/10.1063/1.5089949.1>

nanowires with different parameters of the antinotch arrangement. From these equilibrium magnetic configurations, we applied a sequence of current pulses ($j_e = \pm 3 \times 10^9$ A/cm² with a duration of $\Delta t \approx 0.04$ ns) separated by a time interval of relaxation ($j_e = 0$ with a duration of $\Delta t \approx 1.12$ ns) in order to move the wall from one antinotch to another as shown in Fig. 3(b).

Over a wide range of antinotch parameters and the spacing between antinotches, we numerically calculated the dynamic response of the wall under the influence of the above-mentioned current pulse sequence. The simulation results have been organized into event diagrams (see Fig. 4), which show the magnetization configuration of the nanowire before and after the application of the current pulse sequence. Analyzing Fig. 4, it can be noted that the precise control of the TDW position is only possible when the geometric factors of the antinotches are adjusted properly, such as the spacing between them and the parameters of the spin-polarized current pulse simultaneously.

We fixed the distance between layers $d_{lay} = 2$ nm, which is a good approximation for the average thickness used in general for MTJ. Due to shape anisotropy, the reference layer magnetization always remains aligned parallel to the easy axis of this layer. The antinotches are inserted into the storage-layer and their two logic states (0 and 1)

corresponding to two possible magnetization orientations. The MTJ is connected to a selection transistor and, upon reading, a small electric current flows through the MTJ. The information bit would correspond to the MTJ resistance. Figure 5(a) (Multimedia view) shows the TDW at the notch far from the reference layer (before the application of the first current pulse) and at the notch near the reference layer (shortly after the application of the first current pulse). During the current pulse, the TDW reaches a velocity of approximately 1 km/s, as shown in Fig. 5(b), with velocity $v(t) = \frac{L}{2} \frac{d\langle M_x(t) \rangle}{dt}$, where M_x is the x -component of the system magnetization vector. The calculation of the domain wall velocity has been previously proposed.²⁵ The local tunnel magnetic conductance (TMG), which is just the inverse of the tunnel magnetic resistance, is given by the scalar product of the facing magnetic moments on both sides of the tunnel barrier $TMG = \frac{\sum \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j}{n}$, where \hat{m}_i and \hat{m}_j are the facing magnetic moments on the storage and the reference layers, respectively, and n is the total number of magnetic moments in the layer.⁶ The calculated TMG evolution to the considered configuration, presented in Fig. 5(c), shows variation between 0 and 1, presenting negligible signal fluctuations due to a small magnetization oscillation during the change of states. Due to shape anisotropy,

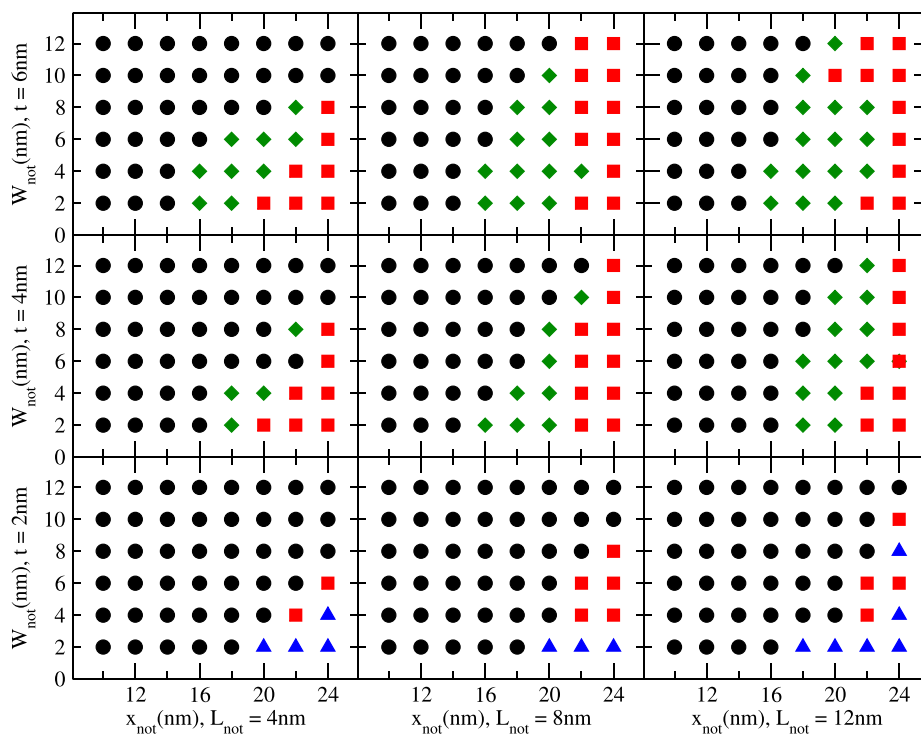


FIG. 4. TDW position and antinotch magnetization controllability diagrams, which summarize micromagnetic simulation results of a single TDW in a Permalloy planar nanowire with two identical antinotches. Before applying the sequence of current pulses, we checked if the TDW was really pinned at the antinotch on the right. Although the antinotches work as pinning traps, their pinning potential strength cannot be strong enough to pin the wall, so that the TDW is expelled through one of the nanowire ends. Relaxation results in which the TDW was expelled through the right side of the nanowire are represented by black circles, however, the magnetization of the left side antinotch was not aligned with the magnetization easy axis of the nanowire, such as is shown in Fig. 3(a). Red squares correspond to the simulation results in which the TDW was expelled from the nanowire, after the application of the current pulse sequence. Green diamonds correspond to the simulation results in which we observed the TDW position accurate control, that is, not only the TDW position could be controlled from one antinotch to another, but also the magnetization vectors of antinotches did present parallel (TDW absence) and perpendicular (TDW presence) alignments with the magnetization easy axis of the nanowire, before the next current pulse is applied.

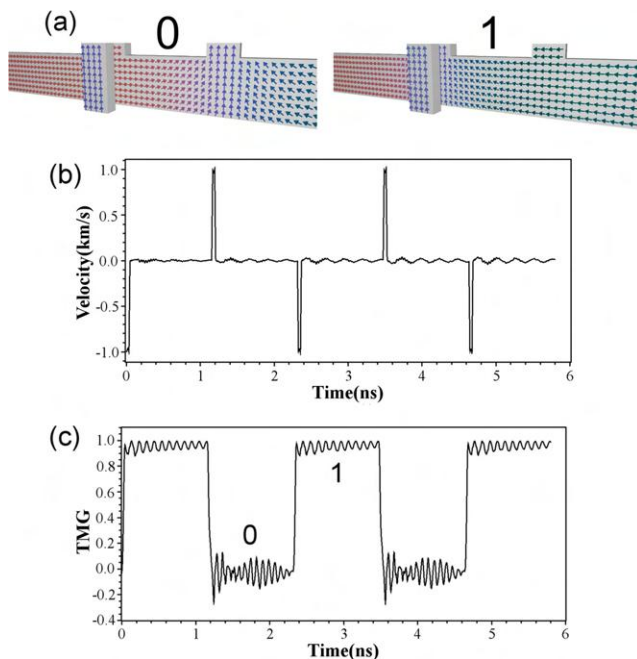


FIG. 5. (a) Schematic view in perspective of the possible states of layers magnetization with state in which the TDW is at the notch far from the reference layer 0 (before the application of the first current pulse) and in the state in which the TDW is at the notch near the reference layer 1 (shortly after the application of the first current pulse). (b) and (c) Time evolution of the TDW velocity and TMG, respectively. Multimedia view: <https://doi.org/10.1063/1.5089949.2>

the magnetization in the reference layer remains aligned to the major axis. The reference layer major axis direction is perpendicular to the recording layer easy axis, but it is parallel to the domain wall magnetization direction. Thus, when the wall reaches the antinotch having the reference layer (state 1), the interaction between the reference layer and the domain wall favors the parallel alignment of its magnetizations, decreasing the fluctuations.

In conclusion, we have mapped the conditions for domain-wall pinning with or without current pulse applied as a function of a set of antinotch parameters. In addition, we found an optimal geometry as small as the dimensions used in several MRAM investigated in the literature. In the investigated geometry, we observed a swift domain wall motion between antinotches with a short current pulse with a duration of $\Delta t \approx 0.04$ ns. The current used is similar to the ones already used in other investigated devices^{26,27} which demonstrates that it would not characterize any damage to a device in such a short operational time. The observed stable pinning and magnetization stabilization in $\Delta t \approx 1.12$ ns allow quite fast information storage, compared to a fast MRAM described in the literature,²⁸ and the high percentage of uniformity in the orthogonal magnetization of domain-wall pinned in the antinotch enables maximum TMR to be measured by the MTJ.

See the [supplementary material](#) for the procedure for obtaining equilibrium magnetic states, our stopping criterion for the relaxation

micromagnetic simulations, and, in particular, an example to obtain the relaxed micromagnetic state of a single transverse domain wall in a permalloy planar nanowire.

This study was financially supported in part by the Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Finance Code 001 and also supported by CNPq and FAPEMIG (Brazilian agencies). We gratefully thank our friend Saif Ullah for making the English revision of this paper.

REFERENCES

- G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828–4830 (1989).
- M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472–2475 (1988).
- B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, *Phys. Rev. B* **43**, 1297–1300 (1991).
- J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273–3276 (1995).
- T. Miyazaki and N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, L231–L234 (1995).
- C. I. L. de Araujo, S. G. Alves, L. D. Buda-Prejbeanu, and B. Dieny, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 024015 (2016).
- Y. J. Song, J. H. Lee, H. C. Shin, K. H. Lee, K. Suh, J. R. Kang, S. S. Pyo, H. T. Jung, S. H. Hwang, G. H. Koh *et al.*, in *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* (2016), Vol. 27.2.1–27.2.4, pp. 663–666.
- B. N. Engel, J. Åkerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkeiwich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 132–136 (2005).
- A. V. Khvalkovskiy, D. Apalkov, S. Watts, R. Chepulskii, R. S. Beach, A. Ong, X. Tang, A. Driskill-Smith, W. H. Butler, P. B. Visscher *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 074001 (2013).
- M. Cubukcu, O. Boule, M. Drouard, K. Garello, C. O. Avci, I. M. Miron, J. Langer, B. Ocker, P. Gambardella, and G. Gaudin, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 042406 (2014).
- K. Garello, C. O. Avci, I. M. Miron, M. Baumgartner, A. Ghosh, S. Auffret, O. Boule, G. Gaudin, and P. Gambardella, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 212402 (2014).
- S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190–194 (2008).
- M. Al Bahri and R. Sbiaa, *Sci. Rep.* **6**, 28590 (2016).
- S. Goolaup, M. Ramu, C. Murapaka, and W. S. Lew, *Sci. Rep.* **5**, 9603 (2015).
- G. M. Wysin, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 376002 (2010).
- R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, and C. M. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 117201 (2007).
- S. Zhang and Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
- H. Y. Yuan and X. R. Wang, *Phys. Rev. B* **92**, 054419 (2015).
- Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1282–1292 (2008).
- A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, *Europhys. Lett.* **69**, 990–996 (2005).
- M. Haidar and M. Bailleul, *Phys. Rev. B* **88**, 054417 (2013).
- E. L. M. Paixão, D. Toscano, J. C. S. Gomes, M. G. Monteiro, Jr., F. Sato, S. A. Leonel, and P. Z. Coura, *J. Magn. Magn. Mater.* **451**, 639–646 (2018).
- D. Toscano, S. A. Leonel, P. Z. Coura, F. Sato, B. V. Costa, and M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.* **419**, 37–42 (2016).
- D. Toscano, V. A. Ferreira, S. A. Leonel, P. Z. Coura, F. Sato, R. A. Dias, and B. V. Costa, *J. Appl. Phys.* **115**, 163906 (2014).
- D. G. Porter and M. J. Donahue, *J. Appl. Phys.* **95**, 6729 (2004).
- S.-H. Yang, K.-S. Ryu, and S. Parkin, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 221–226 (2015).
- R. P. Loreto, W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira, X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, and C. I. L. de Araujo, *J. Magn. Magn. Mater.* **455**, 25–31 (2018).
- M. Cubukcu, O. Boule, N. Mikuszeit, C. Hamelin, T. Brächer, N. Lamard, M.-C. Cyrille, L. Buda-Prejbeanu, K. Garello, I. M. Miron *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **54**, 9300204 (2018).

REFERÊNCIAS

- 1 IEEE. Institute of Electrical and Electronics Engineers. <http://www.ieee.org.br>.
- 2 ARAUJO, C. I. L. et al. Multilevel thermally assisted magnetoresistive Random-Access Memory based on exchanged-biased vortex configuration. **Physical Review Applied**, v. 6, p. 024015, 2016.
- 3 CHM. Computer History Museum. <http://www.computerhistory.org>.
- 4 KIRK, K. J. et al. Switching of nanoscale magnetic elements. **Applied Physics Letters**, v. 75, n. 23, p. 3683–3685, 1999.
- 5 ROSS, C. A. et al. Magnetic behavior of lithographically patterned particle arrays (invited). **Journal of Applied Physics**, v. 91, n. 10, p. 6848–6853, 2002.
- 6 MARTIN, J. I. et al. Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 256, p. 449–501, 2003.
- 7 SUN, S. et al. Monodisperse FePt Nanoparticles and Ferromagnetic FePt Nanocrystal Superlattices. **Science**, v. 287, p. 1989–1992, 2000.
- 8 ROSS, C. A. Patterned magnetic recording media. **Annual Review of Materials Research**, v. 31, p. 203–235, 2001.
- 9 RICHTER, H. J. et al. Recording potential of bit-patterned media. **Applied Physics Letters**, v. 88, n. 222512, 2006.
- 10 TERRIS, B. D.; THOMSON, T. Nanofabricated and self-assembled magnetic structures as data storage media. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 38, p. R199–R222, 2005.
- 11 PARKIN, S. S. P. et al. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory. **Journal of Applied Physics**, v. 85, p. 5828–5833, 1999.
- 12 TEHRANI, S. et al. Progress and Outlook for MRAM Technology. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 35, p. 2814–2819, 1999.
- 13 ENGEL, B. N. et al. A 4-Mb Toggle MRAM Based on a Novel Bit and Switching Method. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 41, p. 132–136, 2005.
- 14 GALLAGHER, W. J.; PARKIN, S. S. P. Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16-Mb MRAM demonstrator chip. **IBM Journal of Research and Development**, v. 50, n. 1, p. 5–23, 2006.

- 15 MONTEIRO JUNIOR, M. G. **Simulação da Dinâmica Do Micromagnetismo de Vórtices Implementados em Plataformas de Programação em Paralelo**. Dissertação (Mestrado), UFJF, 2016.
- 16 PAIXAO, E. L. M. **Estudo da Parede de Domínio Transversal na Presença de Impurezas Magnéticas Sob Efeito de Corrente Elétrica Polarizada em Spin via Simulação Micromagnética**. Tese (Doutorado), UFJF, 2018.
- 17 TOSCANO, D. **Estudo Via Simulação Computacional da Dinâmica da Magnetização em Nanomagnetos Contendo uma Distribuição de Impurezas Magnéticas**. Tese (Doutorado), UFJF, 2015.
- 18 SILVA, J. H. **Estudo via Simulação Computacional do Efeito de Impurezas no Modo Girotrópico em Nanodisco Magnético**. Dissertação (Mestrado), UFJF, 2011.
- 19 FERREIRA, V. A. **Estudo da Dinâmica da Parede de Domínio Transversal em Nanofios Magnéticos**. Tese (Doutorado), UFJF, 2013.
- 20 VAVASSORI, P. et al. Magnetization reversal via single and double vortex states in submicron Permalloy ellipses. **Physical Review B**, v. 69, n. 214404, 2004.
- 21 VIEIRA JUNIOR, D. S. et al. Ground state study of the thin ferromagnetic nano-islands for artificial spin ice arrays. **Journal of Applied Physics**, v. 116, n. 093901, 2014.
- 22 SCHUMACHER, H. W. et al. Quasiballistic Magnetization Reversal. **Physical Review Letters**, v. 90, n. 017204, 2003.
- 23 BACK, C. H. et al. Minimum field strength in precessional magnetization reversal. **Science**, v. 285, n. 5429, p. 864–867, 1999.
- 24 GERRITS, T. et al. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping. **Nature**, v. 418, p. 509–512, 2002.
- 25 YIN, X. et al. Influence of magnetostatic interactions on the magnetization reversal of patterned magnetic elements. **Journal of Applied Physics**, v. 109, n. 07D354, 2011.
- 26 THIYAGARAJAH, N. et al. Effect of inter-bit material on the performance of directly deposited bit patterned media. **Applied Physics Letters**, v. 101, n. 152403, 2012.
- 27 FLOVIK, V. et al. Tailoring the magnetodynamic properties of nanomagnets using magnetocrystalline and shape anisotropies. **Physical Review B**, v. 92, n. 104406, 2015.
- 28 HANSON, M. et al. Arrays of elliptical Fe(001) nanoparticles: Magnetization reversal, dipolar interactions, and effects of finite array sizes. **Physical Review B**, v. 92, n. 094436, 2015.
- 29 SUESS, D. et al. Fast switching of small magnetic particles. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 242-245, p. 426–429, 2002.
- 30 GAO, K. Z.; BOERNER, E. D.; BERTRAM, H. N. Fast switching in a single-domain particle under sub-Stoner–Wohlfarth switching fields. **Applied Physics Letters**, v. 81, n. 4008, 2002.

- 31 GAO, K. Z.; BOERNER, E. D.; BERTRAM, H. N. Energy surface model of single particle reversal in sub-Stoner–Wohlfarth switching fields. **Journal of Applied Physics**, v. 93, n. 6549, 2003.
- 32 XIAO, Q. F.; CHOI, B. C.; RUDGE, J. Effect of a magnetic field pulse on ultrafast magnetization reversal in a submicron elliptical Permalloy thin film. **Journal of Applied Physics**, v. 101, n. 024306, 2007.
- 33 MONTONCELLO, F. et al. Soft spin waves and magnetization reversal in elliptical Permalloy nanodots: Experiments and dynamical matrix results. **Physical Review B**, v. 76, n. 024426, 2007.
- 34 HORLEY, P. P. et al. Ultra-fast ballistic magnetization reversal triggered by a single magnetic field pulse. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 42, n. 24, 2009.
- 35 LAI, J. Y. et al. Effects of interparticle dipole interaction on permalloy thin film arrays. **Journal of Applied Physics**, v. 97, n. 10J504, 2005.
- 36 WANG, Y. et al. Manipulation of magnetization reversal of $Ni_{81}Fe_{19}$ nanoellipse arrays by tuning the shape anisotropy and the magnetostatic interactions. **Journal of Applied Physics**, v. 111, n. 07B909, 2012.
- 37 HORVATH, M. P. Interaction effects in magnetic nanostructures. **Physica Status Solidi (a)**, v. 211, p. 1030–1040, 2014.
- 38 VIEIRA JUNIOR, D. S. et al. Study on the coherence degree of magnetization reversal in Permalloy single-domain nano-ellipses. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 426, p. 396–404, 2017.
- 39 TECHNOLOGY, E. **Toggle MRAM Technology**. [S.l.], Acessado em 8 de abril de 2020. <http://www.everspin.com/toggle-mram-technology>.
- 40 HEIDECKER, J. **MRAM Technology Status**. NASA Electronic Parts and Packaging (NEPP) Program, Office of Safety and Mission Assurance, Jet Propulsion Lab., California Inst. of Tech.; Pasadena, CA, United States, jan. 2013. NAS7-03001; WBS 104593.40.49.01.09.
- 41 NAHAS, J. et al. A 4Mb 0.18 μm 1T1MTJ Toggle MRAM Memory. **IEEE International Solid–State Circuits Conference**, n. 0-7803-8267-6, 2014.
- 42 DURLAM, M. et al. Toggle MRAM: A highly-reliable Non-Volatile Memory. **IEEE: International Symposium on VLSI Technology, Systems and Applications (VLSI-TSA)**, n. 9694434, 2007.
- 43 SUZUKI, T. et al. Toggling Cell with Four Antiferromagnetically Coupled Ferromagnetic Layers for High Density MRAM with Low Switching Current. **IEEE: Digest of Technical Papers. Symposium on VLSI Technology**, n. 8615711, 2005.
- 44 BINASCH, G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. **Physical Review B**, v. 39, n. 7, p. 4828–4830, 1989.
- 45 BAIBICH, M. N. et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. **Physical Review Letters**, v. 61, n. 21, p. 2472–2475, 1988.

- 46 DIENY, B. et al. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. **Physical Review B**, v. 43, n. 1, p. 1297–1300, 1991.
- 47 MOODERA, J. S. et al. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions. **Physical Review Letters**, v. 74, n. 16, p. 3273–3276, 1995.
- 48 MIYAZAKI, T.; TEZUKA, N. Giant magnetic tunneling effect in $Fe/Al_2O_3/Fe$ junction. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 139, p. L231–L234, 1995.
- 49 KHVALKOVSKIY, A. V. et al. Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 46, n. 7, 2013.
- 50 CUBUKCU, M. et al. Spin-orbit torque magnetization switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction. **Applied Physics Letters**, v. 104, n. 042406, 2014.
- 51 GARELLO, K. et al. Ultrafast magnetization switching by spin-orbit torques. **Applied Physics Letters**, v. 105, n. 212402, 2014.
- 52 PARKIN, S. S. P.; HAYASHI, M.; THOMAS, L. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. **Science**, v. 320, p. 190–194, 2008.
- 53 AL BAHRI, M.; SBIAA, R. Geometrically pinned magnetic domain wall for multi-bit per cell storage memory. **Scientific Reports**, v. 6, n. 28590, 2016.
- 54 GOOLAUP, S. et al. Transverse Domain Wall Profile for Spin Logic Applications. **Scientific Reports**, v. 5, n. 9603, 2015.
- 55 FERREIRA, V. A. et al. Transverse Domain Wall Scattering and Pinning by Magnetic Impurities in Magnetic Nanowires. **Journal of Applied Physics**, v. 114, p. 013907, 2013.
- 56 PAIXAO, E. L. M. et al. Depinning of the transverse domain wall trapped at magnetic impurities patterned in planar nanowires: Control of the wall motion using low-intensity and short-duration current pulses. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 451, p. 639–646, 2018.
- 57 SKYRME, T. H. R. A Non-Linear Field Theory. **Proceedings of the Royal Society of London**, v. 260, p. 127–138, 1961.
- 58 SKYRME, T. H. R. A Unified Field Theory of Mesons and Baryons. **Nuclear Physics**, v. 31, p. 556–569, 1962.
- 59 FERT, A.; CROS, V.; SAMPAIO, J. Skyrmions on the track. **Nature Nanotechnology**, v. 8, p. 152–156, 2013.
- 60 WRIGHT, D. C.; MERMIN, N. D. Crystalline liquids: the blue phases. **Reviews of Modern Physics**, v. 61, n. 2, p. 385–432, 1989.
- 61 KHAWAJA, U. A.; STOOFF, H. Skyrmions in a ferromagnetic Bose-Einstein condensate. **Nature**, v. 411, n. 6840, p. 918–920, 2001.
- 62 ZYUZIN, A. A.; GARAUD, J.; BABAEV, E. Nematic Skyrmions in Odd-Parity Superconductors. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 167001, 2017.

- 63 NAGAOSA, N.; TOKURA, Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. **Nature Nanotechnology**, v. 8, n. 12, p. 899–911, 2013.
- 64 MÜLBAUER, S. et al. Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet. **Science**, v. 323, n. 5916, p. 915–919, 2009.
- 65 NEUBAUER, A. et al. Topological Hall Effect in the A Phase of *MnSi*. **Physical Review Letters**, v. 102, n. 186602, 2009.
- 66 PAPPAS, C. et al. Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in *MnSi*. **Physical Review Letters**, v. 102, n. 197202, 2009.
- 67 KÉZSMÁRKI, I. et al. Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor *GaV₄S₈*. **Nature Materials**, v. 14, p. 1116–1122, 2015.
- 68 ROMMING, N. et al. Writing and deleting single magnetic skyrmions. **Science**, v. 341, p. 636–639, 2013.
- 69 JIANG, W. et al. Blowing magnetic skyrmion bubbles. **Science**, v. 349, n. 6245, p. 283–286, 2015.
- 70 JIANG, W. et al. Direct observation of the skyrmion Hall Effect. **Nature Physics**, v. 13, p. 162–169, 2017.
- 71 ZHANG, X.; ZHOU, Y.; EZAWA, M. Magnetic bilayer-skyrmions without skyrmion Hall effect. **Nature Communications**, v. 7, n. 10293, 2016.
- 72 OZKAYA, D. et al. Effect of Ga Implantation on the Magnetic Properties of Permalloy Thin Films. **Journal of Applied Physics**, v. 91, p. 9937–9942, 2002.
- 73 MOREAU-LUCHAIRE, C. et al. Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature. **Nature Nanotechnology**, v. 11, p. 444–448, 2016.
- 74 DASGUPTA, V.; LITOMBE, N.; BAILEY, W. E. Ion Implantation of Rare-Earth Dopants in Ferromagnetic Thin Films. **Journal of Applied Physics**, v. 99, p. 08G312, 2006.
- 75 MOORE, T. A. et al. Magnetic-Field-Induced Domain-Wall Motion in Permalloy Nanowires With Modified Gilbert Damping. **Physical Review B**, v. 82, p. 094445, 2010.
- 76 SILVA, J. H. et al. The influence of magnetic impurities in the vortex core dynamics in magnetic nano-disks. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 324, n. 19, p. 3083–3086, 2012.
- 77 TOSCANO, D. et al. Magnetization Reversal of the Transverse Domain Wall Confined Between Two Clusters of Magnetic Impurities in a Ferromagnetic Planar Nanowire. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 419, p. 37–42, 2016.
- 78 TOSCANO, D. et al. Position of the Transverse Domain Wall Controlled by Magnetic Impurities in Rectangular Magnetic Nanowires. **Journal of Applied Physics**, v. 115, p. 163906, 2014.

- 79 TOSCANO, D. et al. Building traps for skyrmions by the incorporation of magnetic defects into nanomagnets: Pinning and scattering traps by magnetic properties engineering. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 480, p. 171–185, 2019.
- 80 BISCUOLA, G. J.; BOAS, N. V.; DOCA, R. H. **Temas de Física 3**. [S.l.]: Editora Saraiva, 2001. 8 p.
- 81 PAIXAO, E. L. M. **Estudos de Nanoestruturas Magnéticas - Nanodiscos com Impurezas e Nanofitas - Via Monte Carlo Metropolis**. Dissertação (Mestrado), UFJF, 2013.
- 82 NUSSENZVEIG, H. M. **Curso de Física Básica**. [S.l.]: Edgard Blücher, 1997.
- 83 BUSCHOW, K. H. J.; BOER, F. R. **Physics of Magnetism and Magnetic Materials**. [S.l.]: kluwer Academic Plublisher, 2003.
- 84 SAKURAI, J. J. **Modern Quantum Mechanics**. [S.l.]: Addison-Wesley, 1994.
- 85 MWIT. Mihidol Wittayanusorn School.
<https://www.mwit.ac.th/~physicslab/hbase/atomic/lcoup.html>.
- 86 NOLTING, W.; RAMAKANTH, A. **Quantum Theory of Magnetism**. [S.l.]: Springer, 2009.
- 87 JILES, D. **Introduction to Magnetism and Magnetic Materials**. 1st. ed. [S.l.]: Springer-Science+Business Media, B.V., 1991.
- 88 SUNG, H. W. F.; RUDOWICZ, C. Physics behind the magnetic hysteresis loop—a survey of misconceptions in magnetism literature. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 260, p. 250–260, 2003.
- 89 TOSCANO, D. **Estudo via simulação computacional da formação de vortice e do modo girotrópico em nanodiscos magnéticos**. Dissertação (Mestrado), UFJF, 2011.
- 90 HUBBARD, J. Electron Correlations in Narrow Energy Bands. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 276, p. 238–257, 1963.
- 91 HUBBARD, J. Electron Correlations in Narrow Energy Bands. III. An Improved Solution. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 281, p. 401–419, 1964.
- 92 DIRAC, P. A. M. On the Theory of Quantum Mechanics. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 112, p. 661–677, 1926.
- 93 CARVALHO, D. C.; CASTRO, L. M.; PLASCAK, J. A. A variational approach for the classical anisotropic Heisenberg model in a crystal field. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, v. 391, n. 4, p. 1149–1157, 2012.
- 94 PAVARINI, E. et al. **Correlated Electrons: From Models to Materials**. [S.l.]: Forschungszentrum Jülich GmbH Institute for Advanced Simulation, 2012.
- 95 OLIVEIRA, E. A. S. **A Influência da Interação Entre Segundos Vizinhos na Termodinâmica e na Dinâmica de Redes de Skyrmion**. Tese (Doutorado), UFV, 2017.

- 96 GILBERT, T. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 40, p. 3443–3449, 2004.
- 97 KRAMERS, H. A. L'interaction Entre les Atomes Magnétogènes dans un Cristal Paramagnétique. **Physica**, v. 1, n. 1-6, p. 182–192, 1934.
- 98 DZYALOSHINSKII, I. A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics. **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, v. 4, p. 241–255, 1958.
- 99 LANDAU, L. On the theory of phase transitions. **Journal of Experimental and Theoretical Physics**, v. 7, p. 19–32, 1937.
- 100 DZADE, N. Y.; ROLDAN, A.; LEEUW, N. H. A Density Functional Theory Study of the Adsorption of Benzene on Hematite ($\alpha - Fe_2O_3$) Surfaces. **Minerals**, v. 4, n. 1, p. 89–115, 2014.
- 101 ANDERSON, P. W. New approach to the theory of superexchange interactions. **Physical Review**, v. 115, n. 1, p. 2–12, 1959.
- 102 MORIYA, T. New mechanism of anitropic superexchange interaction. **Physical Review Letters**, v. 4, n. 5, p. 228–230, 1960a.
- 103 MORIYA, T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism. **Physical Review**, v. 120, n. 1, p. 91–98, 1960b.
- 104 YANG, H. et al. Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt interfaces. **Physical Review Letters**, v. 115, n. 267210, 2015.
- 105 JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. [S.I.]: John Wiley & Sons, 1988. 175–188 p.
- 106 COHEN-TANNOUJJI, C.; DIU, B.; LALOE, F. **Quantum Mechanics**. [S.I.]: John Wiley & Sons, 1991. 450 p.
- 107 D'AQUINO, M. **Nonlinear Magnetization Dynamics in Thin-films and Nanoparticles**. Tese (Doutorado), Università degli studi di Napoli "Federico II", 2004.
- 108 BEACH, G. S. D.; TSOI, M.; ERSKINE, J. L. Current-Induced Domain Wall Motion. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 320, p. 1272–1281, 2008.
- 109 BAZALIY, Y. B.; JONES, B. A.; ZHANG, S.-C. Modification of the Landau-Lifshitz Equation in the Presence of a Spin-Polarized Current in Colossal- and Giant-Magnetoresistive Materials. **Physical Review B**, v. 57, p. R3213–R3216, 1988.
- 110 ZHANG, S.; LI, Z. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets. **Physical Review Letters**, v. 93, p. 127204, 2004.
- 111 YE, J.; NEWELL, A. J.; MERRILL, R. T. A re–evaluation of magnetocrystalline anisotropy and magnetostriction constants. **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 1, p. 25–28, 1994.
- 112 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.

- 113 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, p. 054403, 2013.
- 114 BOGDANOV, A.; HUBERT, A. The stability of vortex-like structures in uniaxial ferromagnets. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 195, p. 182—192, 1999.
- 115 THIELE, A. A. Steady-State Motion of Magnetic Domains. **Physical Review Letters**, v. 30, n. 6, p. 230–233, 1973.
- 116 IWASAKI, J.; MOCHIZUKI, M.; NAGAOSA, N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. **Nature Communications**, v. 4, n. 1463, 2013.
- 117 PFLEIDERER, C.; ROSCH, A. Single skyrmions spotted. **Nature**, v. 465, n. 7300, p. 880–881, 2010.
- 118 SANTECE, I. A. **Análise Estrutural e Dinâmica de Skyrmions Via Simulação Computacional Aplicados em Nanofitas de Co/Pt**. Dissertação (Mestrado), UFJF, 2019.
- 119 GOMES, J. C. S. et al. Effect of the dipolar coupling on the precessional magnetization switching in two-dimensional arrays of single-domain nano-ellipses. **American Institute of Physics - Advances**, v. 8, n. 095017, 2018.
- 120 ARAUJO, C. I. L. et al. Investigation of domain wall pinning by square anti-notches and its application in three terminals MRAM. **Applied Physics Letters**, v. 114, n. 212403, 2019.
- 121 THIAVILLE, A.; GARCÍA, J. M.; MILTAT, J. Domain wall dynamics in nanowires . **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 242-245, p. 1061–1063, 2002.
- 122 SAMPAIO, J. et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. **Nature Nanotechnology**, v. 8, p. 839–844, 2013.
- 123 PURNAMA, I. et al. Guided current-induced skyrmion motion in 1D potential well. **Scientific Reports**, v. 5, n. 10620, 2015.
- 124 CHAPPERT, C. et al. Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation. **Science**, v. 280, p. 1919–1922, 1998.
- 125 DING, J.; YANG, X.; ZHU, T. Manipulating current induced motion of magnetic skyrmions in the magnetic nanotrack. **Journal of Physics D: A Applied Physics**, v. 48, n. 115004, 2015.
- 126 ZHANG, X. et al. Magnetic Skyrmion Transport in a Nanotrack With Spatially Varying Damping and Non-Adiabatic Torque. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 53, n. 3, p. 1500206, 2016.
- 127 MOUTAFIS, C.; KOMINEAS, S.; BLAND, J. A. C. Dynamics and switching processes for magnetic bubbles in nanoelements. **Physical Review B**, v. 79, n. 224429, 2009.
- 128 BERGMANN, K. v. Magnetic bubbles with a twist. **Science**, v. 349, p. 234–235, 2015.
- 129 ZHANG, X. et al. Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory. **Scientific Reports**, v. 5, n. 7643, 2015.

- 130 PAIXAO, E. L. M. et al. Depinning of the transverse domain wall trapped at magnetic impurities patterned in planar nanowires: Control of the wall motion using low-intensity and short-duration current pulses. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 451, p. 639–646, 2018.
- 131 YANG, S. H.; RYU, K. S.; PARKIN, S. S. P. Domain-wall velocities of up to 750ms^{-1} driven by exchange-coupling torque in synthetic antiferromagnets. **Nature Nanotechnology**, v. 10, p. 221–226, 2015.
- 132 LORETO, R. P. et al. Creation, transport and detection of imprinted magnetic solitons stabilized by spin-polarized current. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 455, p. 25–31, 2018.
- 133 CUBUKCU, M. et al. Ultra-Fast Perpendicular Spin–Orbit Torque MRAM. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 54, n. 4, p. 1–4, 2018.
- 134 BERGER, L. Low-Field Magnetoresistance and Domain Drag in Ferromagnet. **Journal of Applied Physics**, v. 49, p. 2156–2161, 1978.
- 135 ZENER, C. Interaction Between the d Shells in the Transition Metals. **Physical Review**, v. 81, p. 440–444, 1951.
- 136 NETO, A. M. **A Influência da Diluição Magnética na Competição entre o Efeito Kondo e Interação RKKY em Sistemas Kondo Concentrados**. 9 p. Tese (Doutorado), UNICAMP, 1998.

