

UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**ESTUDO DA DINÂMICA DA PAREDE DE
DOMÍNIO TRANSVERSAL EM NANOFITAS
MAGNÉTICAS NA PRESENÇA DE IMPUREZAS**

ANDERSON LIRA DE SALES SANTOS

Juiz de Fora, Agosto de 2017

UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**ESTUDO DA DINÂMICA DA PAREDE DE
DOMÍNIO TRANSVERSAL EM NANOFITAS
MAGNÉTICAS NA PRESENÇA DE IMPUREZAS**

ANDERSON LIRA DE SALES SANTOS

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

Orientador: Prof. Dr. Sidiney de Andrade Leonel

Juiz de Fora, Agosto de 2017

Dedicatória

*À Deus.
À minha família e amigos.*

Agradecimentos

Agradeço primeiramente à Deus por estar sempre me guiando para o caminho por Ele escolhido.

Aos meus pais, Maria de Fátima e Raimundo Nonato, dentre muitas coisas, principalmente, por toda a criação e educação que me deram e dão até hoje e por me apoiar em todas as minhas decisões. Ao meu irmão, Roney, uma pessoa que certamente também deve receber todos os créditos por eu chegar aqui onde estou, por ser uma das minhas principais fontes de inspiração, pela companhia, diversão, discussões e apoio de sempre. À minha namorada, Eduily, minha companheira há mais de 5 anos, que esteve comigo nessa aventura que foi o período de mestrado, por todos os nossos momentos juntos. Com você tudo foi mais simples e melhor. Te amo!

Aos meus avós maternos, Raimundo e Alexandrina, pela criação que também certamente me ajudou a chegar até este momento único na minha vida, e paternos Maria Lira e Aldenor, este que já está descansando ao lado de Deus. Aos meus primos de sangue e coração, Igor (Karkaroff), Iasmin (Jas), Nathália (Nath), Nayana, Giovanna (Jov), Lucas, Luanne, Juliana (Juh), Joyce, João Paulo (Balêta), Josiany, Samuelson (Bibi), Rodrigo, Edinaldo (Edy), Rafael, Jenifer, Jéssica e Gabriella (Gaby), por toda a companhia, mesmo que às vezes distante, e momentos de descontração. À minhas tias e tios maternos e paternos pelo incrível suporte, principalmente nos primeiros meses de mestrado, em especial à tia Francisca (Nilza), tia Socorro (Corrinha), tia Zélia, tia Eva (Evinha), tia Rosângela, tio Adão, tio Josias e tio Freitas. Ao meu padrinho e madrinha José (Zé) e Sortenes (Tena), respectivamente. A todos os meus colegas da pós-graduação em Física da UFJF.

Ao meu orientador e professor Sidiney, por ter me apresentado essa área de pesquisa, por todo o incentivo, conselhos e ensinamentos nesses dois anos de mestrado. Aos meus professores de disciplinas, Fernando Sato e Pablo, por todos os ensinamentos e conselhos. Aos colegas de grupo, Josiel, Éverton e Danilo, que sempre se mostraram disponíveis para qualquer tipo de ajuda que precisei para finalizar este trabalho. Ao secretário da pós-graduação em Física, Domingos, pela sua competência e disponibilidade sempre que eu precisei da sua ajuda.

Aos meus professores dos tempos de graduação, que foram de vital importância na minha decisão de vir fazer meu mestrado, em especial à Edina, Carlos Alberto e Gladstone.

À Universidade Federal de Juiz de Fora por me proporcionar todo o suporte para que esse sonho fosse realizado. À CAPES, CNPq e FAPEMIG pelo apoio financeiro.

E à todos que não foram mencionados aqui, mas que fizeram parte, direta ou indiretamente, desses meus dois anos de mestrado.

Resumo

O estudo da dinâmica das paredes de domínio em uma nanofita magnética tem atraído um grande interesse por conta das suas importantes aplicações tecnológicas em mídias magnéticas e memória RAM (*Random Access Memory*). Para determinadas geometrias e tamanhos, a nanofita magnética apresenta paredes de domínio magnético tipo transversal ou vórtice, que com a aplicação de uma força externa podem ser transportadas para diferentes regiões da nanofita sem perder suas propriedades magnéticas.

Neste trabalho, estudamos a influência de uma fita de impureza magnética sobre a dinâmica de uma parede de domínio transversal (PDT) em uma nanofita magnética de Permalloy-79 ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$), via simulação computacional. A PDT é movida com a aplicação de uma corrente de spin polarizada na direção do eixo da nanofita. Nas nossas simulações, as nanofitas são modeladas por uma hamiltoniana que leva em consideração a interação de curto (troca) e longo (dipolar) alcance dos momentos magnéticos. A dinâmica do sistema é regida pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert com o termo da corrente de spin. Nós calculamos a energia de interação entre a PDT e a fita de impureza, e variando a intensidade da corrente de spin, determinamos o valor mínimo da corrente necessária para “arrancar” a PDT da fita de impureza. Mostramos que este valor mínimo depende, principalmente, da largura da nanofita e da constante de troca J' entre o material da nanofita e o da impureza. Este estudo tem grande importância para aplicações tecnológicas que utilizam o movimento da parede de domínio.

Palavras-chaves: Parede de domínio, nanofitas magnéticas, impurezas magnéticas, corrente de spin polarizada.

Abstract

The study of the dynamics of domain wall in magnetic nanowires have attracted a vast interest because of their important technological applications in magnetic media and MRAM's (*Random Access Memory*). For certain geometries and sizes, magnetic nanowires present transverse domain walls or vortex domain walls, which with the application of an external field can be transported to different regions of the nanowire without losing its magnetic properties.

In this work, we have studied the influence of a cluster of magnetic impurities on the transverse domain wall (TDW) dynamics in a magnetic nanowires of Permalloy-79 ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$) using numerical simulations. The TDW is driven by the application of a spin polarized current in the direction of the nanowires axes. In our simulations, the nanowires are modeled by a Hamiltonian that takes into account the short (exchange) and long (dipolar) range interactions of magnetic moments. The dynamics of the system is governed by the Landau-Lifshitz-Gilbert equations with spin current term. We have studied the interaction potential between the TDW and the cluster, and by varying the applied spin current, we can determine the minimum value of the current necessary to depin the domain wall of the cluster. We have shown that this minimum value depends on the width of the nanowire and the exchange constant J' between the material of the nanowire and the impurity. The present study is of the great significance for technological applications that use movement of domain walls.

Keywords: Domain wall, magnetic nanowires, magnetic impurities, spin-polarized current.

Lista de Figuras

1.1	Representação do dispositivo <i>racetrack memory</i> (memória de pista) proposto por S. S Parkin [5].	3
2.1	Gráfico da curva de histerese de um material ferromagnético [10].	9
2.2	Crescimento, diminuição e destruição de domínios em um material ferromagnético em consequência de um campo magnético \vec{H} aplicado [11].	10
2.3	Ilustração dos vetores momento magnético e campo efetivo para a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert.	18
3.1	Representação das dimensões de uma nanofita [6].	20
3.2	Ilustração bi-dimensional dos domínios em um material magnético.	21
3.3	Tipos de PD's devido ao ângulo entre os domínios magnéticos [6].	22
3.4	Tipos de PD's devido ao plano de mudança da magnetização entre domínios magnéticos [26].	23
3.5	Ilustração de um vórtice [8].	23
3.6	Tipos de paredes de domínio em uma nanofita [14].	24
3.7	Diagrama de fases para os tipos de paredes de domínio em uma nanofita [6].	24
3.8	Tipos de paredes de domínio transversal [14].	25
3.9	Representação da presença de impureza magnética em uma nanofita.	26
4.1	Representação da aproximação micromagnética [13].	30
4.2	Ilustração de uma célula com estrutura cúbica de face centrada (FCC) [14].	31
5.1	Configuração inicial dos momentos magnéticos na nanofita.	36
5.2	Configuração de equilíbrio dos momentos magnéticos na nanofita.	37

5.3	Representação da largura d da fita de impureza.	38
5.4	Sequência da evolução do equilíbrio da PD na nanofita.	38
5.5	Representação esquemática de algumas posições P_x consideradas para o “cluster” de impurezas relativa à PDT.	39
5.6	Sequência da evolução da PD na nanofita.	40
5.7	Representação da direção e sentido em que a corrente de spin polarizada é aplicada na nanofita.	41
6.1	Gráficos da energia de interação PD-impureza para $d = 5\text{nm}$ para certos valores de larguras w da nanofita.	43
6.2	Gráficos da energia de interação PD-impureza para $d = 10\text{nm}$ para certos valores de larguras w da nanofita.	44
6.3	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,8$	46
6.4	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,9$	46
6.5	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,8$	47
6.6	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,9$	48
6.7	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,8$	49
6.8	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,9$	49
6.9	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 10\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,8$	50
6.10	Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 10\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,9$	50
7.1	Sequência de figuras que representam a aplicação de pulsos de corrente alternados na nanofita.	52

7.2 Sequência de figuras que ilustram o movimento da PD com a aplicação de um pulso de corrente de spin em uma nanofita com dois “*cluster*” de impurezas separados a uma certa distância. 53

Sumário

1	Introdução	1
2	Conceitos fundamentais do magnetismo	5
2.1	Momento magnético e Magnetização	5
2.2	Tipos de materiais magnéticos	7
2.3	Interação dipolar	11
2.4	Interação de troca	14
2.5	Dinâmica de spin	17
3	Nanofitas magnéticas	20
3.1	Domínios magnéticos	21
3.2	Paredes de domínio	22
3.3	Impurezas magnéticas	25
4	Modelagem computacional	28
4.1	Simulação micromagnética	28
4.2	Hamiltoniana micromagnética	32
4.3	Dinâmica de spin	34
5	Metodologia	36
5.1	Energia de interação entre PDT e impureza	38
5.2	Aplicação da corrente de spin polarizada na nanofita	39
6	Resultados e Discussões	42
6.1	Energia de interação entre PDT e impureza	42

6.2	Aplicação da corrente de spin polarizada na nanofita	45
7	Conclusões e Perspectivas	51
A	Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional	54

Capítulo 1

Introdução

Após as primeiras evidências da descoberta do imã (ou *magnet*, nome derivado de Magnésia, unidade regional da Grécia) com os antigos gregos, apenas em 1820 o magnetismo teve seu estudo alavancado com a descoberta feita pelo físico e químico dinamarquês Hans Christian Ørsted de que um campo magnético pode ser gerado a partir de uma corrente elétrica, sendo esta a primeira relação descoberta entre a eletricidade e o magnetismo. Os principais estudos para que os materiais magnéticos viessem a ser objetos emergentes para aplicações tecnológicas vieram no século XX com grandes cientistas que contribuíram para a formulação da teoria do magnetismo.

Materiais ferromagnéticos tem como uma das suas principais características a presença de domínios magnéticos, formados a partir da necessidade de minimizar a energia magnetostática do material, onde em cada um desses domínios os momentos magnéticos dos átomos estão alinhados paralelamente devido ao intenso campo de troca entre eles. Esses materiais tem uma importante aplicação tecnológica para a produção de dispositivos de lógica e gravação magnética, como discos rígidos de armazenamento para computadores e memória RAM (*Random Access Memory*). A procura de dispositivos mais rápidos e com maior capacidade de armazenamento tornaram o estudo e manipulação dos materiais magnéticos de grande importância nos últimos anos. O foco para a produção de novos e melhores desses dispositivos estão principalmente nos materiais magnéticos em nanoescala, muito por conta da descoberta de magnetoresistência gigante (*giant magnetoresistance*, *GMR*) [1][2], que rendeu o prêmio Nobel de Física em 2007 aos físicos alemão e francês Peter Grünberg e Albert

Fert, respectivamente. Nanomateriais magnéticos são ditos como o futuro dos dispositivos de armazenamento e processamento de dados.

Nos ferromagnetos, entre dois domínios magnéticos existe uma região magnetizada conhecida como parede de domínio, que é a mudança gradual da orientação dos momentos magnéticos entre um domínio e outro. Em nanofios magnéticos com anisotropia magneto-cristalina fraca, devido à sua forma e dimensões, o alinhamento magnético preferencial dos domínios é no seu eixo de comprimento, por conta disso o sentido da magnetização de dois domínios vizinhos são opostos. As paredes de domínio em um nanofio magnético podem ser do tipo transversal, onde a magnetização da parede é perpendicular ao eixo do nanofio, ou do tipo vórtice, com a parede tendo um formato espiral. Uma parede de domínio pode ser movida para diversas regiões da nanofita sem perder suas propriedades através da aplicação de um campo magnético ou uma corrente de spin polarizada no eixo do nanofio [3][4].

Um dispositivo que utiliza o movimento das paredes de domínio em um nanofio magnético para o armazenamento e leitura de dados é conhecido como “*magnetic domain wall racetrack memory*” (RM, memória de “pista” de paredes de domínio magnético, em tradução livre), proposto pelo físico britânico S. S. Parkin [5]. A ideia consiste em uma matriz de nanofios magnéticos ordenados vertical ou horizontalmente sobre uma placa de silício composta de um dispositivo de leitura e escrita, como ilustrado na figura 1.1 A e B. Cada nanofio deve ter um comprimento da ordem de micrômetros (10^{-6}m), com largura e espessura menores que 100nm (10^{-9}m), composta de 10 a 100 paredes de domínio, que codificam um padrão de domínios que determinam os bits (unidade de informação que pode ser armazenada, que pode assumir valor 0 ou 1). As posições das paredes de domínio podem ser definidas por sítios de aprisionamento, que são formados ou criados ao longo do nanofio, podendo ser cortes ou deformações do mesmo, mantendo assim as paredes de domínios distantes uma das outras. O movimento das paredes de domínios é realizado com a aplicação de uma corrente de spin polarizada a partir de uma das bordas laterais da nanofita, que gera um torque nos momentos magnéticos que formam a parede de domínio, alterando a orientação dos momentos magnéticos que não estão paralelos com os momentos dos spins da corrente. As paredes de domínio passam por uma cabeça de leitura (C) que detecta os bits que passam por ele. A gravação é feita por uma corrente passando perpendicular ao eixo do nanofio, remagnetizando

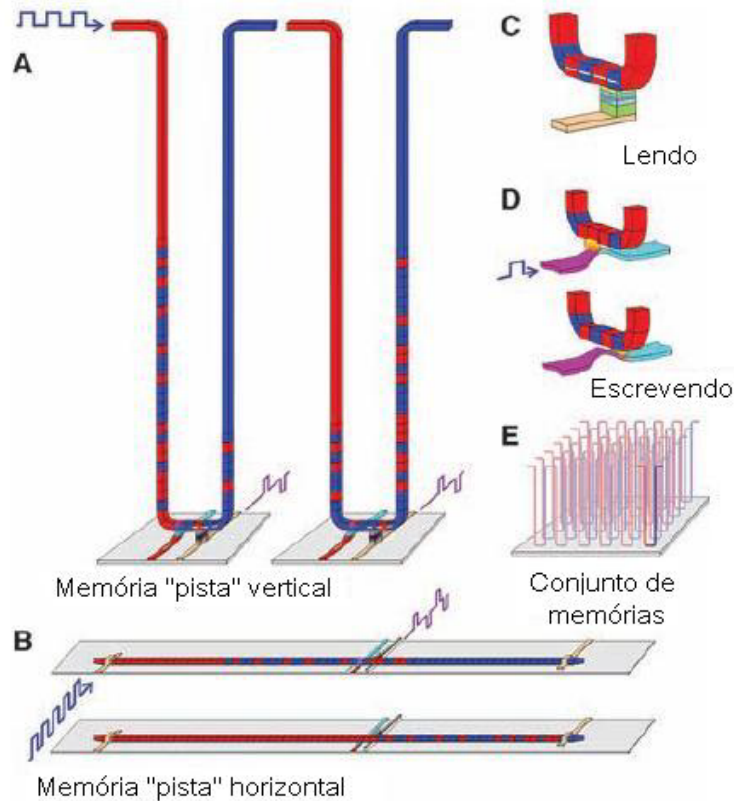


Figura 1.1: Representação do dispositivo *racetrack memory* (memória de pista) proposto por S. S Parkin [5].

aquela área, escrevendo assim novos dados, como ilustrado em (D).

O comprimento do nanofio deve ter no mínimo o dobro da distância entre a primeira e última parede de domínio, para que seja possível a movimentação em qualquer um dos sentidos no nanofio [6]. Em (E), temos um chip de memória contendo vários nanofios posicionados verticalmente sobre a placa, com cada nanofio codificando uma grande quantidade de bits.

Tendo em vista esse modelo proposto por Parkin, o controle da posição e movimento da parede de domínio é de grande importância para seu funcionamento, por conta disso, trabalhamos com uma forma de aprisionar a parede de domínio através de impurezas no material ferromagnético, que seria substituir partes do material do nanofio por um material magnético diferente. Como já proposto e estudado via simulação computacional em outros trabalhos do Grupo de Pesquisa de Física da Matéria Condensada da Universidade Federal de Juiz de Fora, essas impurezas podem causar o efeito de repulsão ou atração na parede

de domínio, dependendo da constante de troca entre o material ferromagnético e a impureza [7][8]. Neste trabalho, via simulação computacional, fizemos um estudo da energia de interação entre uma parede de domínio e um “*cluster*” de impurezas magnéticas atrativas em um nanofio de Permalloy-79 ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$), e um estudo da dinâmica da parede de domínio, inicialmente presa a um “*cluster*” de impurezas atrativas, mediante aplicação de uma corrente de spin polarizada no eixo do nanofio.

Esta dissertação está dividida em 6 capítulos. No capítulo 2, é feita uma breve revisão de alguns conceitos básicos do magnetismo, tipos de materiais magnéticos, bem como a dinâmica dos momentos magnéticos no material magnético. No capítulo 3 discutimos algumas das principais características das nanofitas magnéticas. No capítulo 4, apresentamos o modelo micromagnético utilizado nas nossas simulações. No capítulo 5 é apresentada a metodologia utilizada para obtenção dos resultados do trabalho, estes que são apresentados e discutidos no capítulo 6. Finalmente, no capítulo 7 apresentamos as conclusões referentes aos resultados obtidos e é discutido brevemente sobre as nossas perspectivas de trabalhos futuros.

Capítulo 2

Conceitos fundamentais do magnetismo

Neste capítulo faremos uma revisão de alguns conceitos importantes da teoria do magnetismo. Primeiramente será feita uma discussão sobre conceitos básicos e alguns dos diversos tipos de materiais magnéticos. Posteriormente, são tratados os tipos de interações e a dinâmica dos momentos magnéticos do material.

2.1 Momento magnético e Magnetização

O magnetismo na matéria tem origem no movimento e no spin dos elétrons nos átomos, que geram um momento angular total \vec{J} e um momento de dipolo magnético total $\vec{\mu}$, que estão relacionados de acordo com a Mecânica Quântica por

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

sendo o sinal negativo devido à carga negativa do elétron, $\mu_B = e\hbar/2m = 9,27 \cdot 10^{-24}$ [A·m²] o Magnéton de Bohr, $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ [J·s] a constante de Planck normalizada e g o fator de Landé, dado por

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

onde J , L e S são definidos de acordo com as regras de Hund [9], sendo os dois últimos os números quânticos dos momentos angulares orbital e de spin, respectivamente.

Considerando um material magnético com um certo volume V , ao dividirmos esse volume em pequenos volumes ΔV do ponto de vista macroscópico, mas suficientemente grande para conter muitos átomos, podemos definir uma grandeza que representa o estado magnético do material dada por

$$\vec{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \vec{\mu}_i , \quad (2.3)$$

que é a densidade volumétrica dos momentos de dipolo magnéticos no volume ΔV , conhecida como magnetização. Para que um material magnético tenha uma magnetização resultante, é preciso que a média da soma dos vetores momentos magnéticos não seja nula. Ao aplicar um campo magnético externo \vec{H} em um material magnético, os momentos magnéticos desse material tendem a se orientar de uma forma que produzam um campo magnético interno denominado *indução magnética* \vec{B} . As grandezas \vec{H} , \vec{B} e \vec{M} estão relacionadas por

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) , \quad (2.4)$$

onde $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}[\text{N/A}^2]$ é a permeabilidade magnética do vácuo. A unidade de \vec{B} é o tesla $\text{T} = [\text{N/A}\cdot\text{m}] = 10^{-4}\text{G}$. O campo \vec{H} e a magnetização \vec{M} tem a mesma unidade $[\text{A/m}]$, são proporcionais e estão relacionados através de uma grandeza adimensional chamada *susceptibilidade magnética* χ , que pode ser escrita para casos onde o meio magnético é linear por

$$\vec{M} = \chi \vec{H} . \quad (2.5)$$

É a susceptibilidade que nos dá a resposta de um material devido à aplicação de um campo magnético externo. Para meios magnéticos não lineares, a susceptibilidade magnética é um tensor que dependerá do campo magnético \vec{H} e da temperatura T . Para casos em que o campo magnético \vec{H} e o meio magnetizável é homogêneo e estático, isto é, que não dependa da posição ou tempo, temos

$$\chi_{\alpha\beta}(T, \vec{H}) = \left(\frac{\partial M_\alpha}{\partial H_\beta} \right)_T, \quad (2.6)$$

sendo α e β os índices dos tensores M e H , respectivamente.

2.2 Tipos de materiais magnéticos

A susceptibilidade magnética χ é quem descreve como o material magnético reage à aplicação de um campo magnético externo \vec{H} , e é através deste comportamento que podemos classificar alguns materiais magnéticos. Quantitativamente, a susceptibilidade pode ter valor positivo ou negativo, sendo sempre uma grandeza adimensional. Alguns materiais magnéticos perdem a magnetização permanente acima de uma temperatura crítica, conhecida como temperatura de Curie T_c , em que seu valor é dependente do material. A seguir serão apresentados alguns dos tipos de materiais magnéticos a partir da sua susceptibilidade magnética.

Diamagnetismo

Um material é classificado como diamagnético quando sua susceptibilidade magnética é negativa ($\chi < 0$) e muito pequena, da ordem de $\chi \approx -10^{-5}$. Materiais diamagnéticos não possuem momentos magnéticos permanentes, estes são induzidos no material devido a um campo magnético externo. Os momentos de dipolo magnético induzidos por um campo magnético externo se orientam no sentido contrário do campo \vec{H} , tendo como consequência uma menor indução magnética \vec{B} . Essa orientação contrária dos momentos de dipolo magnético com o campo \vec{H} é descrito pela Lei de Lenz, quando um campo magnético induz momentos de dipolo magnético no material orientados na mesma direção do campo, mas em sentido oposto. O diamagnetismo é observado em materiais no qual as últimas camadas eletrônicas dos átomos são completas, sem a existência de elétrons desemparelhados, como nos átomos de cobre, prata e ouro (Cu, Ag, Au, respectivamente). É certo que todos os materiais, magnético ou não, são diamagnéticos, mas em alguns deles o efeito acaba sendo “mascarado” por conta da presença de momentos de dipolo magnético permanentes, que caracterizam o próximo tipo de material magnético.

Paramagnetismo

No caso da susceptibilidade magnética de um material magnético ser positiva ($\chi > 0$) e pequena, da ordem de $\chi \approx 10^{-5}$ a 10^{-3} , ele é dito como um material paramagnético. Uma das principais características do paramagnetismo é a presença de momentos de dipolo magnético permanentes nos átomos do material, mesmo sem a presença de um campo externo \vec{H} , que quando aplicado, tende a orientar esses momentos magnéticos na sua mesma direção e sentido. Uma das consequências da susceptibilidade magnética de um paramagneto ser positiva é que a indução magnética \vec{B} se soma ao campo magnético aplicado \vec{H} . O paramagnetismo é visto em materiais em que as últimas camadas eletrônicas dos átomos sejam incompletas, como nos átomos de Alumínio, Platina e Oxigênio (Al, Pt e O, respectivamente).

Ferromagnetismo

Quando pequenos volumes de um material possui uma magnetização espontânea, ou seja, os momentos magnéticos nesses volumes estão alinhados, ele é chamado de ferromagneto, característica que existe mesmo sem a aplicação de um campo magnético externo. Essa orientação paralela dos momentos magnéticos é devido à interação de troca entre eles, que será melhor descrita na seção 2.4. Acima da temperatura de Curie T_c , um ferromagneto passa a ser classificado como um paramagneto. Quando a temperatura do material é $0 < T < T_c$, os seus momentos magnéticos tem uma orientação preferencial em cada um desses volumes magnetizados, mas não perfeitamente paralelos entre eles, o que ocorre apenas no estado fundamental $T = 0$. No início da definição de ferromagnetismo foi dito que a magnetização espontânea existe em pequenos volumes do material, isso que dizer que, dependendo da dimensão do material e antes de um campo magnético ser aplicado, os momentos magnéticos do material como um todo não estarão todos em uma orientação preferencial, mas divididos nos chamados *domínios magnéticos*, em que a magnetização de cada domínio está orientada de forma aleatória no material seguindo uma configuração que minimize a energia magnetostática, e dentro de cada domínio os momentos magnéticos estão orientados paralelamente. Dessa forma, enquanto o material magnético ainda não for submetido à aplicação de um campo magnético externo, ele não apresentará uma magnetização resultante como um todo, apenas quando aplicado o campo magnético no material (materiais isotrópicos). Mesmo de-

pois do campo magnético ser desligado, a magnetização dos domínios magnéticos tendem a continuar nessa orientação em que o campo foi aplicado, onde o material não apresentará mais uma magnetização nula, situação descrita como *efeito de histerese* que é mostrado no gráfico da figura 2.1.

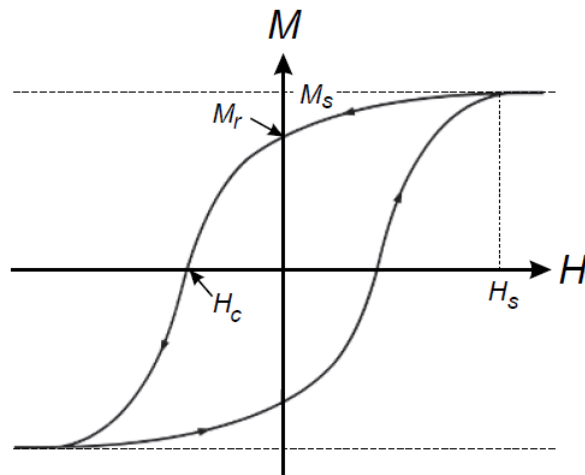


Figura 2.1: Gráfico da curva de histerese de um material ferromagnético [10].

Alguns pontos da curva de histerese são mostrados no gráfico da figura 2.1, sendo M_s a magnetização de saturação, isto é, quando os momentos magnéticos do material estão todos paralelamente ordenados, e H_s seu respectivo campo magnético de saturação, que é o campo magnético mínimo necessário para esse alinhamento paralelo. A magnetização M_s é a máxima que um material pode atingir, mesmo com um campo magnético $H > H_s$. M_r é a magnetização resultante do material quando o campo magnético é desligado, conhecida como magnetização remanente, e H_c é o campo coercitivo, que é um campo magnético aplicado no material que torna a magnetização deste nula.

A aplicação do campo magnético \vec{H} ocasiona o crescimento de alguns domínios magnéticos que estão em uma orientação favorável a de \vec{H} e diminuição e/ou destruição de outros com orientação desfavorável ao campo \vec{H} , como ilustrado na figura 2.2. Em escalas nanométricas, veremos que é possível um material ter os momentos magnéticos orientados em apenas uma direção, ou seja, apenas um domínio magnético, característica conhecida como *monodomínio*.

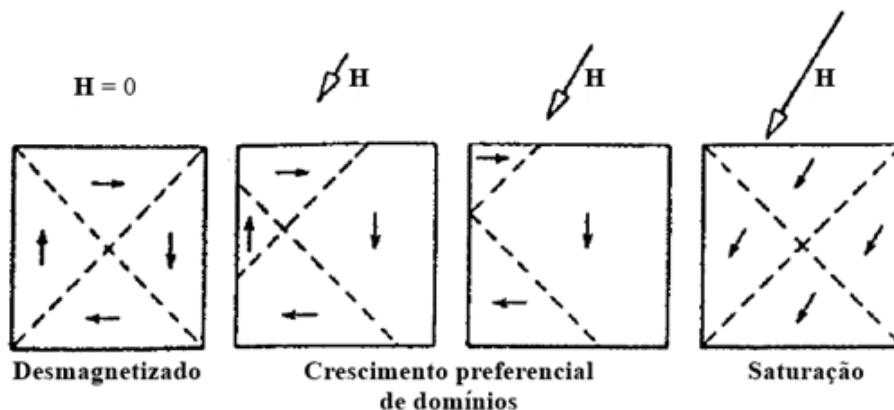


Figura 2.2: Crescimento, diminuição e destruição de domínios em um material ferromagnético em consequência de um campo magnético \vec{H} aplicado. Figura retirada e alterada de [11].

Ferrimagnetismo

Se um material tem dois tipos de magnetização \vec{M}_a e \vec{M}_b , onde $|\vec{M}_a| \neq |\vec{M}_b|$ orientados anti-paralelamente entre eles, é chamado de ferrimagnético. Assim como no ferromagnetismo, essa orientação contrária é também em consequência da interação de troca entre os momentos magnéticos. A temperatura de Curie T_c é também a temperatura crítica para que o material passe a ser classificado como paramagnético. Quando $0 < T < T_c$ a energia térmica do material tende a desordenar os momentos magnéticos, mas ainda tendem a se alinhar antiparalelamente, e a $T = 0$ os momentos magnéticos são perfeitamente anti-paralelos. Por se tratar de um material com momentos magnéticos diferentes, \vec{M}_a e \vec{M}_b não se anulam por completo, ou seja, a magnetização resultante do material não é nula.

Antiferromagnetismo

Quando os momentos magnéticos \vec{M}_a e \vec{M}_b de um material estão anti-paralelamente alinhados, mas com $|\vec{M}_a| = |\vec{M}_b| \neq 0$, os materiais são chamados de antiferromagnetos. Novamente esse alinhamento contrário dos momentos magnéticos é devido a interação de troca entre os momentos magnéticos. Como o módulo dos momentos magnéticos são iguais, a magnetização do material é quase nula ($\vec{M} = \vec{M}_a + \vec{M}_b \approx 0$), e diferentemente dos outros materiais apresentados, a temperatura crítica do antiferromagneto é dada pela temperatura de Néel T_N , em homenagem ao físico francês Louis Eugène Félix Néel, que descobriu esse

estado magnético em 1948, sendo que quando $T < T_N$ temos $\vec{M}_a = -\vec{M}_b$, e para $T > T_N$ o material será um paramagneto.

2.3 Interação dipolar

Por não existirem monopólos magnéticos, os dipolos magnéticos são ditos como a parte elementar para se produzir um campo magnético. Do Eletromagnetismo Clássico, temos que o campo magnético produzido por um dipolo magnético pontual, com momento de dipolo magnético $\vec{\mu}_j$ posicionado em \vec{r}_j , em uma posição qualquer \vec{r}_i é [12]

$$\vec{B}_j(\vec{r}_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{3[\vec{\mu}_j \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)](\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^5} - \frac{\vec{\mu}_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} \right\} . \quad (2.7)$$

Podemos definir um versor \hat{r}_{ij} por

$$\frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} = \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}} = \hat{r}_{ij} , \quad (2.8)$$

assim temos que \vec{B}_j pode ser reescrito como

$$\begin{aligned} \vec{B}_j(\vec{r}_i) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{\mu}_j \cdot \vec{r}_{ij})\vec{r}_{ij}}{r_{ij}^5} - \frac{\vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} \right] \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi r_{ij}^3} \left[3(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \vec{\mu}_j \right] , \end{aligned} \quad (2.9)$$

onde vemos que a intensidade do campo \vec{B}_i é inversamente proporcional ao cubo da distância entre \vec{r}_j e \vec{r}_i . Para um sistema que contém N dipolos magnéticos, o campo magnético \vec{B} em um ponto \vec{r}_i onde se encontra um dipolo magnético $\vec{\mu}_i$ é dado pela soma dos campos magnéticos \vec{B}_j gerados por todos os outros dipolos magnéticos do sistema, logo

$$\begin{aligned} \vec{B}(\vec{r}_i) &= \sum_{j=1}^{N-1} \vec{B}_j(\vec{r}_i) \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{j=1}^{N-1} \frac{1}{r_{ij}^3} \left[3(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \vec{\mu}_j \right] . \end{aligned} \quad (2.10)$$

A energia de interação U_i de um dipolo magnético $\vec{\mu}_i$ em \vec{r}_i com um outro dipolo magnético $\vec{\mu}_j$ na posição \vec{r}_j é dada por

$$\begin{aligned}
U &= -\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_j \\
&= -\vec{\mu}_i \cdot \left\{ \frac{\mu_0}{4\pi r_{ij}^3} \left[3(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \vec{\mu}_j \right] \right\} \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi r_{ij}^3} \left[\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij}) \right]
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Para um sistema de N dipolos magnéticos, a energia de interação de um dipolo magnético $\vec{\mu}_i$ na posição \vec{r}_i com os demais dipolos magnéticos em suas respectivas posições \vec{r}_j será

$$\begin{aligned}
U_i &= -\sum_{j=1}^{N-1} \vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_j(\vec{r}_i) \\
&= -\sum_{j=1}^{N-1} \vec{\mu}_i \cdot \left\{ \frac{\mu_0}{4\pi r_{ij}^3} \left[3(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \vec{\mu}_j \right] \right\} \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{j=1}^{N-1} \frac{1}{r_{ij}^3} \left[\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij}) \right] .
\end{aligned} \tag{2.12}$$

A energia total do sistema com N dipolos magnéticos é dado pela soma da energia de interação entre todas as combinações entre dois dipolos magnéticos, expressa pela hamiltoniana

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{dip} &= \sum_{i=1}^N U_i \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{N-1} \frac{1}{r_{ij}^3} \left[\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij}) \right] .
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Alguns termos da hamiltoniana acima precisam ser desconsiderados, como a interação de um dipolo magnético com seu próprio campo magnético quando $i = j$ e a contagem dupla da interação entre dois dipolos, ou seja, $\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j = \vec{\mu}_j \cdot \vec{\mu}_i$, logo será adicionado um fator $1/2$ na hamiltoniana para evitar contar a interação duas vezes. Portanto, a hamiltoniana (2.13) será dada por

$$\mathcal{H}_{dip} = \frac{1}{2} \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{1}{r_{ij}^3} \left[\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - 3(\vec{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij}) \right] . \tag{2.14}$$

Considerando que os momentos magnéticos estão distribuídos em uma rede de sítios localizados, podemos deixar a hamiltoniana em termos da distância entre dois sítios vizinhos a_0 , e dos versores dos momentos de dipolo magnético

$$\vec{\mu} = |\mu|\hat{\mu} = \mu\hat{\mu} \quad , \quad (2.15)$$

portanto a hamiltoniana será

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{dip} &= \frac{1}{2} \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left\{ \frac{(\mu_i \hat{\mu}_i) \cdot (\mu_j \hat{\mu}_j) - 3[(\mu_i \hat{\mu}_i) \cdot \hat{r}_{ij}][(\mu_j \hat{\mu}_j) \cdot \hat{r}_{ij}]}{r_{ij}^3} \right\} \left(\frac{a_0}{a_0} \right)^3 \\ &= \frac{1}{2} \frac{\mu_0 \mu_i \mu_j}{4\pi a_0^3} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j - 3(\hat{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right] \quad , \end{aligned} \quad (2.16)$$

onde podemos definir a constante da interação dipolo-dipolo D_{ij} por

$$D_{ij} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi a_0^3} \right) \mu_i \mu_j \quad , \quad (2.17)$$

tendo assim a hamiltoniana para a interação dipolar em uma material magnético dada por

$$\mathcal{H}_{dip} = \frac{D_{ij}}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j - 3(\hat{\mu}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{\mu}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right] \quad . \quad (2.18)$$

A interação dipolo-dipolo é a interação de um dipolo magnético com um campo magnético gerado por outro dipolo a uma certa distância \vec{r} . É uma interação de longo alcance, ou seja, não se restringe apenas aos dipolos magnéticos próximos, sendo que a energia decresce com o cubo da distância entre os dipolos. Da equação acima, vemos que a orientação dos momentos de dipolo magnético desse tipo de interação, de acordo com o primeiro termo entre colchetes, tendem a se orientar na mesma direção, mas em sentidos opostos, como uma característica dos materiais antiferromagnéticos, para que se tenha o mínimo de energia. Já o segundo termo faz com que os momentos tendam a se orientar com o vetor do momento magnético de cada dipolo apontando um na direção do outro. Em nanoestruturas magnéticas, a contribuição da interação dipolar é de grande importância, pois

dela se origina a anisotropia de forma, onde a geometria do material favorece uma orientação preferencial dos momentos magnéticos.

2.4 Interação de troca

Como mencionado no tópico dos materiais ferromagnéticos, um ferromagneto contém pequenos volumes com magnetização permanente, ou seja, os momentos de dipolo magnético dentro desses volume estão praticamente alinhados na mesma direção e sentido, gerando assim a magnetização. Este alinhamento paralelo dos momentos magnéticos não pode ser explicado como uma causa da interação dipolo-dipolo, por ser uma interação fraca para ocasionar tal orientação. Em um paramagneto, os momentos de dipolo magnético do material se alinham paralelamente quando aplicado um campo magnético externo, partindo daí a ideia de que o ordenamento dos momentos de dipolo magnético nos materiais ferromagnéticos deveriam ser devido a um campo magnético interno forte. Em 1928, Heisenberg apresentou um modelo mostrando que esse campo interno surge da interação entre os spins de átomos vizinhos, conhecida como *interação de troca ou exchange*, que tem origem na mecânica quântica [13]. Em uma rede de spins localizados, o operador hamiltoniano de Heisenberg é dado por

$$\mathcal{H}_{exc} = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad , \quad (2.19)$$

sendo J_{ij} a constante de troca (ou acoplamento) entre o spin do sítio i e j , e \vec{S}_i (\vec{S}_j) o spin do íon localizado no sítio i (j), com a soma feita apenas entre sítios vizinhos, pois a integral de troca da superposição das funções de onda decresce rapidamente para partículas distantes [14]. Por ser uma interação significativa apenas para os primeiros vizinhos, podemos fazer a seguinte consideração

$$J_{ij} = \begin{cases} J & , \text{ se } i \text{ e } j \text{ são primeiros vizinhos} \\ 0 & , \text{ para sítios não vizinhos} \end{cases} \quad . \quad (2.20)$$

Assim temos

$$\mathcal{H}_{exc} = -\frac{J}{\hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad , \quad (2.21)$$

onde $\langle i, j \rangle$ significa que a somatória só é feita quando i e j são sítios vizinhos. Deixando a equação (2.21) em termos dos momentos de dipolo magnético do átomo, que é relacionado com \vec{S} por

$$\vec{\mu} = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\vec{S} = -\gamma\vec{S} \quad , \quad (2.22)$$

onde o fator de Landé $g \approx 2$ para o spin do elétron e γ é a de constante giromagnética, teremos

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{exc} &= -\frac{J}{\hbar^2} \sum_{\langle i, j \rangle} \left(-\frac{\vec{\mu}_i}{\gamma} \right) \cdot \left(-\frac{\vec{\mu}_j}{\gamma} \right) \\ &= -\frac{J}{\gamma^2 \hbar^2} \sum_{\langle i, j \rangle} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j \quad . \end{aligned} \quad (2.23)$$

Para o caso em que todos os momentos de dipolo magnético da rede tenham o mesmo módulo ($|\vec{\mu}_i| = |\vec{\mu}_j| = \mu$), podemos escrever a equação (2.23) em termos dos versores dos momentos de dipolo magnético

$$\vec{\mu}_i = \mu \hat{\mu}_i \quad , \quad (2.24)$$

logo teremos

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{exc} &= -\frac{J}{\gamma^2 \hbar^2} \sum_{\langle i, j \rangle} (\mu \hat{\mu}_i) \cdot (\mu \hat{\mu}_j) \\ &= -\frac{J\mu^2}{\gamma^2 \hbar^2} \sum_{\langle i, j \rangle} \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j \\ &= -J \left(\frac{\mu}{\gamma \hbar} \right)^2 \sum_{\langle i, j \rangle} \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j \quad . \end{aligned} \quad (2.25)$$

É fácil ver que o termo entre parênteses é uma constante adimensional,

$$\frac{\mu}{\gamma \hbar} = \left(\frac{1}{\gamma} \right) \frac{\mu}{\hbar} = \left(\frac{\hbar}{g\mu_B} \right) \frac{\mu}{\hbar} = \frac{\mu}{g\mu_B} = \sigma \quad , \quad (2.26)$$

sendo que o fator de Landé g é adimensional e o módulo do momento de dipolo magnético μ e o Magnéton de Bohr μ_B tem mesma unidade [$\text{A}\cdot\text{m}^2 = \text{J}\cdot\text{T}^{-1}$], assim essa constante

adimensional será agora reduzida a σ . Reescrevendo a hamiltoniana, temos

$$\mathcal{H}_{exc} = -J\sigma^2 \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j \quad . \quad (2.27)$$

O magnetismo é efetivamente tratado usando uma teoria quântica, o que torna seu tratamento muito complexo. Para sistemas de muitos spins, podemos utilizar um tratamento semi-clássico, onde devido ao grande número de estados discretos possíveis para o momento angular, os operadores de spin apresentam um número contínuo de estados, podendo assim assumir os spins como vetores tridimensionais, desprezando o princípio da Incerteza de Heisenberg. Dessa forma, é usual acoplar a constante adimensional σ na constante de troca J , ou seja, $J\sigma^2 \rightarrow J$, tendo assim

$$\mathcal{H}_{exc} = -\frac{J}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j \quad , \quad (2.28)$$

onde o fator $1/2$ foi adicionado para evitar contar a interação entre dois momentos magnéticos duas vezes. Dessa maneira, para se chegar ao mínimo da energia do sistema na interação de troca, os momentos magnéticos tendem a se alinhar paralelamente entre si e no mesmo sentido, o que acontece nos pequenos volumes com magnetização espontânea nos ferromagnetos, sendo estes volumes os já mencionados domínios magnéticos, que são formados a fim de minimizar a energia magnetostática do sistema devido a competição para a orientação preferencial de cada interação entre os momentos magnéticos.

A interação de troca explica o alinhamento ferromagnético dos momentos magnéticos, mas não especifica qual a direção deste alinhamento. A direção em que estarão orientados os momentos magnéticos pode ser dada a partir de anisotropias que o material venha a ter. Além da anisotropia de forma que foi mencionada na seção anterior, um outro tipo importante é a anisotropia magnetocristalina, que tende a alinhar os momentos magnéticos em uma direção preferencial devido à estrutura cristalina do material, que tem efeito significativo em materiais conhecidos como materiais magnéticos duros. Materiais que tem pouco efeito da anisotropia magnetocristalina são conhecidos como materiais magnéticos macios.

2.5 Dinâmica de spin

A equação que governa a evolução temporal dos momentos magnéticos é uma equação diferencial que descreve o comportamento de um momento magnético em torno de um campo magnético, conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [15][16]. A ideia parte de que quando um momento magnético não está alinhado com um campo magnético \vec{H} , ele sofre um torque, como ilustrado na figura 2.3 (a), de modo que temos a evolução temporal do momento magnético descrita por

$$\frac{\partial \vec{\mu}}{\partial t} = -\gamma \vec{\mu} \times \vec{H} \quad , \quad (2.29)$$

com γ sendo a razão giromagnética para o elétron. A equação acima foi proposta pelos físicos russos Lev Landau e Evgeny Lifshitz em 1935, em que o momento magnético precessa em torno do campo magnético, este que leva em consideração todos os efeitos quânticos e anisotrópicos do material, que chamaremos de campo efetivo \vec{H}_{eff} . No entanto esta equação não explica o alinhamento do momento magnético com o campo, sendo necessário adicionar um novo termo levando em conta um torque perpendicular ao campo \vec{H}_{eff} que “empurra” o momento magnético na direção do campo, ilustrado na figura 2.3 (b), portanto, em termos da magnetização \vec{M} (equação 2.3), temos que

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\lambda}{M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \quad , \quad (2.30)$$

sendo $\lambda = \alpha \gamma M_s$ uma constante fenomenológica, com α sendo o parâmetro de amortecimento, ambas características do material utilizado, e M_s a magnetização de saturação. A equação (2.30) descrevia bem a evolução temporal para materiais com baixos valores de α ($\alpha \ll 1$). A correção na equação para valores maiores da constante de amortecimento α só veio em 1955 com o físico norte-americano Thomas L. Gilbert [16], chegando assim na equação de LLG dada por

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad , \quad (2.31)$$

Se um momento magnético $\vec{\mu}$ está em um meio onde passa uma corrente de spin

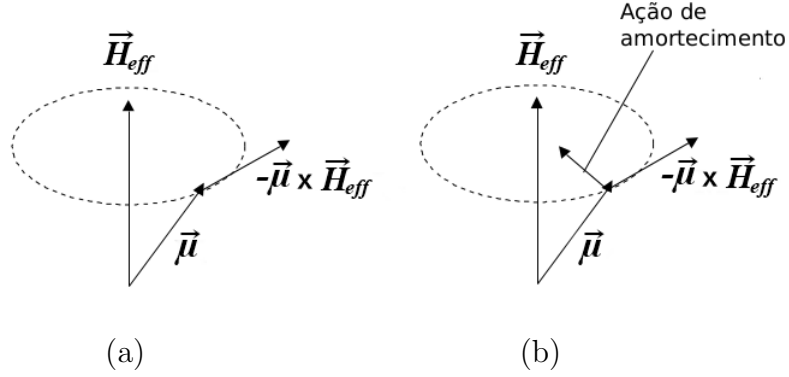


Figura 2.3: Ilustração dos vetores momento magnético e campo efetivo para a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. Em (a) a precessão giromagnética e em (b) a precessão giromagnética amortecida. Figura retirada e alterada de [17].

polarizada¹, esta exerce um torque no momento magnético para que se alinhe com a polarização dos spins da corrente. Entre dois domínios magnéticos existe uma mudança gradual da orientação da magnetização, sendo esta região onde começa e termina essa mudança de orientação da magnetização conhecida como parede de domínio. Ao ser aplicado uma corrente de spin polarizada no eixo paralelo em que a magnetização dos domínios estão orientadas, os momentos magnéticos da parede de domínio sofrem um torque que tende a alinhá-los com o spin dos elétrons itinerários da corrente, situação descrita por Luc Berger em 1978 [18]. Para esta situação, é necessário que seja adicionada a contribuição da corrente de spin para a dinâmica dos momentos magnéticos na equação de LLG. O cálculo do torque dos elétrons itinerantes (da corrente) nos elétrons localizados (da parede de domínio) é baseado no modelo para os metais de transição ferromagnéticos proposto por Zener [19] e pode ser encontrado em detalhes na referência [14]. Por fim, temos a equação de LLG com os termos de corrente de spin polarizada quando aplicada em um material ferromagnético macio dada por

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} , \quad (2.32)$$

sendo v_j dado por

¹Entende-se por corrente de spin polarizada uma corrente elétrica onde os spins dos elétrons estão parcialmente polarizados em apenas uma direção.

$$v_j = \frac{\mu_B P j_e}{|e| M_s (\beta^2 + 1)} \quad , \quad (2.33)$$

onde P é a polarização do spin da corrente, que para o Permalloy-79 o valor não é bem definido, mas varia entre 0,4 e 0,7, j_e é a densidade da corrente de spin, e é a carga do elétron e β é um parâmetro adiabático que determina a velocidade final da parede de domínio, com os dois últimos termos da equação (2.32) sendo o torque do spin adiabático e não adiabático, respectivamente [20][21][22].

Capítulo 3

Nanofitas magnéticas

Nanomateriais são todos aqueles materiais em que uma ou mais das suas dimensões estão na escala de 1-100 nanômetros (10^{-9}m). Em um nanofio magnético, conhecido por apresentar dimensões quase unidimensionais, os momentos magnéticos do material terão uma orientação preferencial no eixo do nanofio, caso seja um material com anisotropia magneto-cristalina fraca, do contrário, os momentos magnéticos podem se orientar em outra direção, dependendo da característica cristalina do material. A aplicação de um campo magnético também pode definir uma direção dos momentos magnéticos ou até formação de domínios magnéticos no nanofio, dependendo da direção de aplicação do campo [23]. Nanofios retangulares possuem características importantes para aplicações tecnológicas, portanto foi essa forma de material escolhida para o estudo deste trabalho. Frequentemente chamadas aqui de nanofitas magnéticas, os nanofios retangulares possuem comprimento na ordem de micrômetros (10^{-6}m), e tem sua forma ilustrada na figura 3.1.

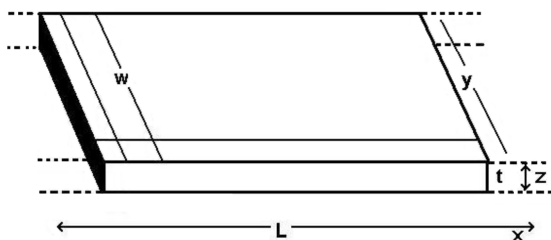


Figura 3.1: Representação das dimensões de uma nanofita [6].

A orientação dos momentos magnéticos em uma nanofita¹ tende a seguir uma forma em que energia de troca e a energia magnetostática cheguem a um equilíbrio para minimizar a energia livre do sistema, que geralmente é no eixo da nanofita no caso de um material magnético macio, devido ao efeito da anisotropia de forma e ao fraco efeito da anisotropia magnetocristalina do material. O aumento na largura de uma nanofita ferromagnética macia causa a formação de domínios magnéticos, em consequência da busca pela energia livre mínima.

3.1 Domínios magnéticos

Domínios magnéticos são pequenos volumes de um material ferromagnético que apresentam magnetização espontânea, ou seja, os momentos magnéticos nesse volume estão orientados na mesma direção e sentido, como ilustrado na figura 3.2. Esses domínios são formados devido às diversas interações entre os momentos magnéticos e anisotropias do material, que encontram esse tipo de formação a fim de minimizar a energia livre do material.

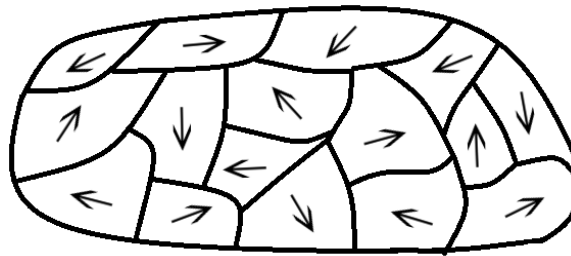


Figura 3.2: Ilustração bi-dimensional dos domínios em um material magnético.

Nanomateriais magnéticos de certas dimensões e formas podem apresentar como configuração energeticamente mais favorável a presença de apenas um domínio magnético, característica denominada de monodomínio. Como exemplo, encontramos estes casos em nanoestruturas feitas de Permalloy-79 ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$) na forma de uma elipse com determinadas dimensões [24][25].

¹Ao ler-se “nanofita(s)”, me refiro sempre à “nanofita(s) magnética(s)”

3.2 Paredes de domínio

Em materiais com mais de um domínio magnético, a mudança de magnetização entre um domínio e outro não acontece de forma instantânea, mas uma mudança gradual da orientação dos momentos magnéticos entre ambos os domínios, sendo essa região de transição conhecida como parede de domínio (PD). A formação e quantidade de PD's gera um aumento na energia do sistema, mas para certas dimensões do material, a sua presença se torna mais favorável do que a configuração de monodomínio. A formação de PD's ocorre até que a energia necessária para estabelecer uma parede adicional, separando dois domínios de magnetização oposta, seja maior do que a redução da energia magnetostática associada com mais uma PD [6]. As PD's podem ser classificadas devido ao ângulo em que está orientada a magnetização dos dois domínios que a formam, sendo alguns exemplos mostrados na figura 3.3 em que temos (a) PD de 180° , (b) de 90° e (c) em que temos ambos.

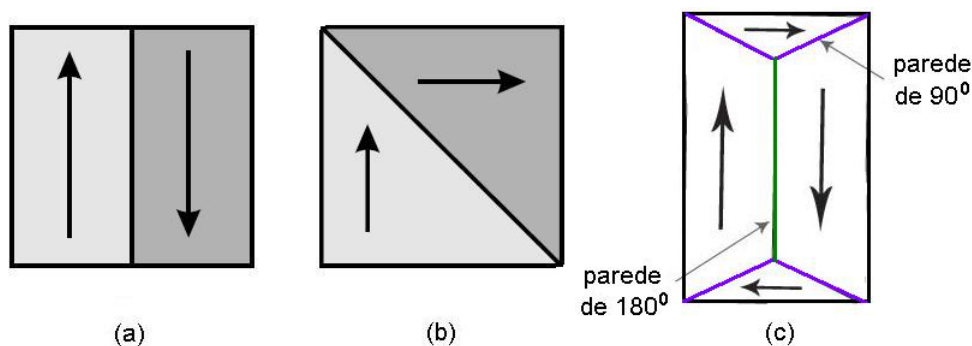


Figura 3.3: Tipos de PD's devido ao ângulo entre dois domínios magnéticos [6].

Outra forma de classificarmos as PD's é de acordo com o plano em que ocorre a mudança da magnetização entre dois domínios, podendo acontecer no mesmo plano em que os domínios estão magnetizados, conhecida como PD de Néel, ou fora do plano, que são as PD de Bloch, ilustradas na figura 3.4 a) e b), respectivamente.

Quanto mais próximos são os momentos magnéticos ou menores são as dimensões do material, mais favorável será a PD de Bloch, pois para um curto espaço entre os pólos magnéticos, maior deverá ser a energia para se ter a configuração da PD de Néel, esta que pode ser obtida com um aumento da(s) dimensão(ões) do material.

Em nanofitas, é possível encontrarmos parede de domínio tipo vórtice (PDV) e parede

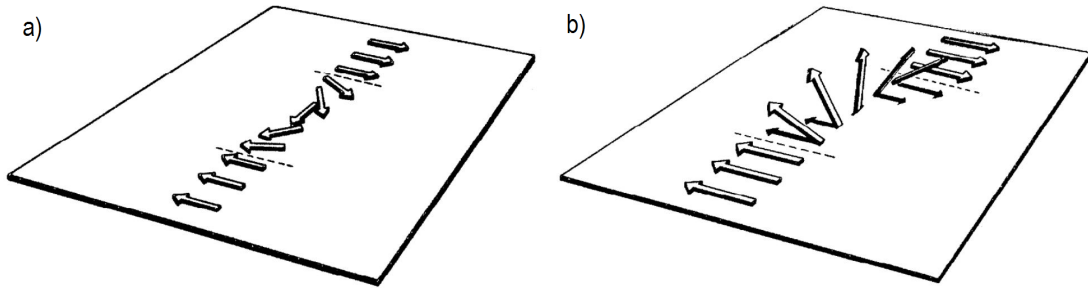


Figura 3.4: Tipos de PD's devido ao plano de mudança da magnetização entre domínios magnéticos. Em a) temos uma PD de Néel e em b) uma PD de Bloch. Figura adaptada da referência [26].

de domínio tipo transversal (PDT), que são formadas de acordo com a largura e espessura da nanofita, sendo ambas PD de Néel. Uma PDV tem a aparência de um ciclone, onde a mudança da magnetização acontece no plano da nanofita, exceto em uma área no centro da PDV, em que os momentos magnéticos se orientam fora do plano da nanofita, como visto na figura 3.5.

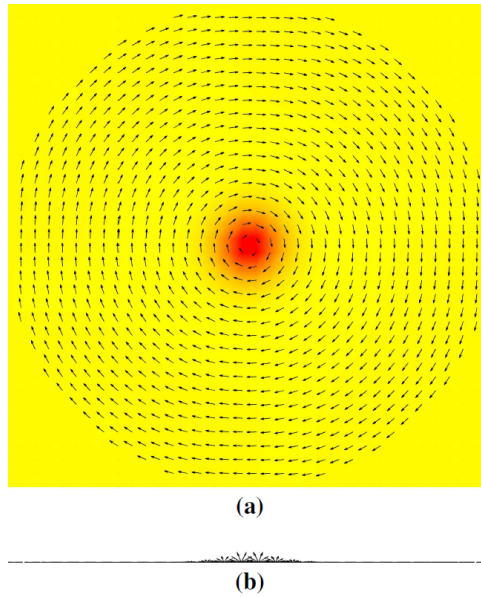


Figura 3.5: Ilustração de um vórtice. Em (a) uma imagem tirada de cima do plano em que está o vórtice, onde temos em vermelho a área em que os momentos magnéticos saem do plano, e em (b) uma imagem lateral do plano em que está o vórtice, com os momentos magnéticos saindo do plano na região central [8].

Nas PDT, a rotação dos momentos magnéticos acontecem inteiramente no plano da nanofita e tem um formato semelhante à letra “V” ou um “Λ”, dependendo da orientação

dos momentos magnéticos que formam a PD. A magnetização desse tipo de parede está orientada perpendicularmente ao eixo do comprimento da nanofita. A figura 3.6 mostra uma comparação entre uma PDT e PDV em uma nanofita.

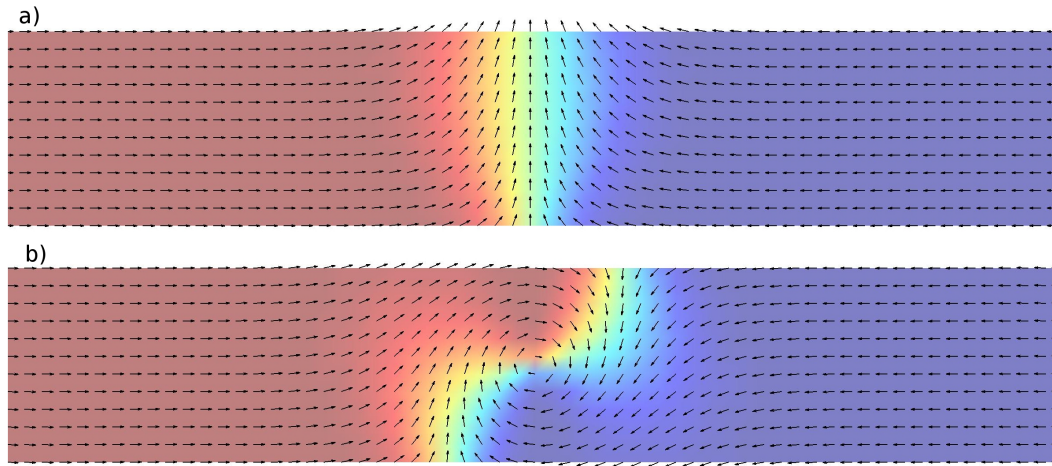


Figura 3.6: Tipos de paredes de domínio em uma nanofita. a) tipo transversal e b) tipo vórtice [14].

Como dito anteriormente, para encontrarmos uma PDV ou uma PDT em uma nanofita existe uma dependência em relação a algumas dimensões da nanofita. Um diagrama de fases foi feito em [6] mostrando que o tipo de parede de domínio energeticamente mais favorável para cada dimensão de nanofita é dependente da espessura e largura da nanofita, visto na figura 3.7.

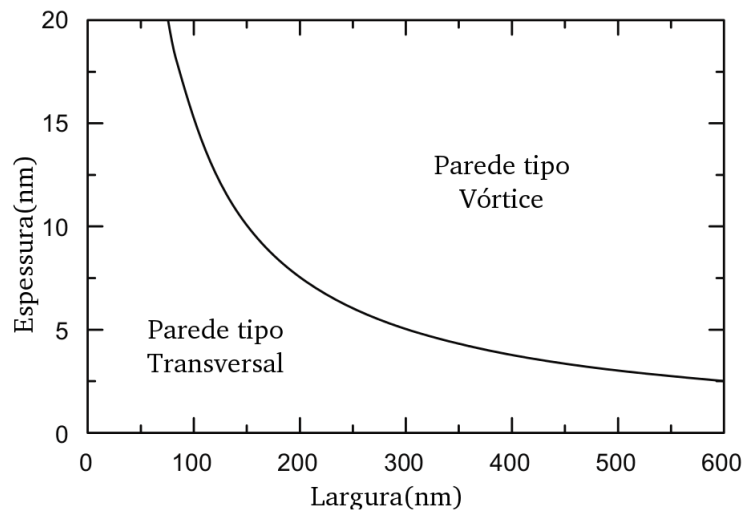


Figura 3.7: Diagrama de fases para os tipos de paredes de domínio em uma nanofita [6].

Em uma nanofita com uma PDT, os momentos magnéticos podem se orientar de duas maneiras, conhecidas como PDT cabeça-com-cabeça e cauda-com-cauda (*“head-to-head”* e *“tail-to-tail”*, respectivamente), onde ambas são energeticamente idênticas. A única diferença entre ambas é a orientação dos momentos magnéticos na nanofita, sendo que PDT cabeça-com-cabeça a magnetização dos domínios da nanofita apontam na direção do centro da PDT, enquanto na cauda-com-cauda a magnetização dos domínios apontam na direção oposta de onde se encontra a PDT, situações representadas na figura 3.8.

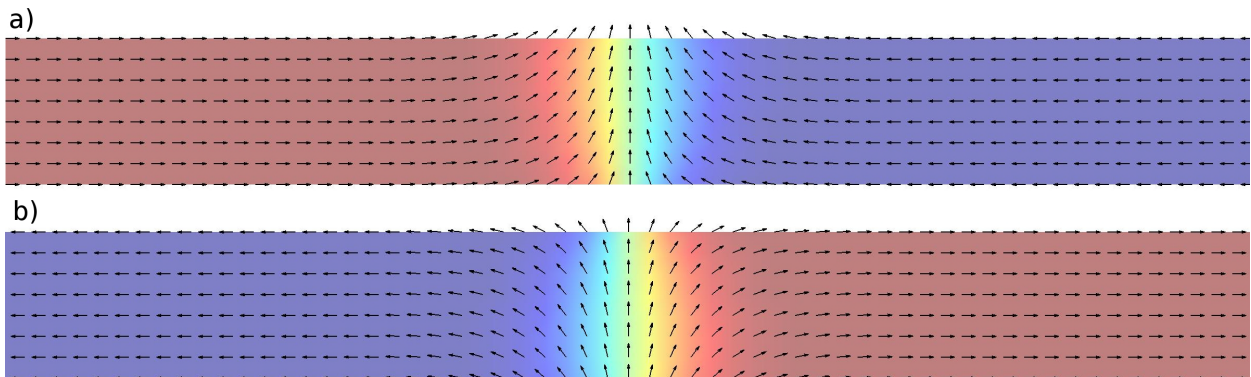


Figura 3.8: Tipos de paredes de domínio transversal. Em a) uma PDT cabeça-com-cabeça e em b) uma PDT cauda-com-cauda [14].

Os avanços tecnológicos utilizando esses tipos de estruturas magnéticas estão no movimento das PD's, que podem ser transportadas ao longo da nanofita sem deformação, mantendo suas propriedades físicas. Esse movimento pode ser realizado através da aplicação de um campo magnético externo [3][27] e/ou de uma corrente de spin polarizada no eixo da nanofita [3][4][28].

3.3 Impurezas magnéticas

Além de movimentar a PDT em uma nanofita com a aplicação de uma corrente de spin polarizada, controlar a posição da PDT na nanofita é de vital importância para aplicações tecnológicas, pois no caso de termos várias PD em uma nanofita, dependendo das suas configurações, o encontro de uma com outra pode ocasionar na destruição de ambas [8], o que não é interessante do ponto de vista tecnológico, já que, por exemplo, em dispositivos

lógicos e de armazenamento, as informações podem ser gravadas nas PDT e nos domínios. Experimentalmente já são utilizadas algumas técnicas para controlar a posição da PDT, como cortes em posições previamente escolhidas na nanofita, deformações na nanofita em decorrência do seu processo de sintetização e curvas em certas regiões da nanofita. Todos estes exemplos funcionam como um sítio de aprisionamento para a PDT. Estas e outras formas de sítios de aprisionamento podem ser encontradas nas referências [29-37].

Um modelo proposto pelo nosso grupo de pesquisa foi a presença de impureza(s) magnética(s) na nanofita, isto é, considerando uma rede de sítios de um só material magnético, a impureza seria substituir um ou mais sítios por um outro material magnético, onde assim teríamos uma nova constante de troca J' desse sítio de impureza com os sítios vizinhos, como ilustrado na figura 3.9.

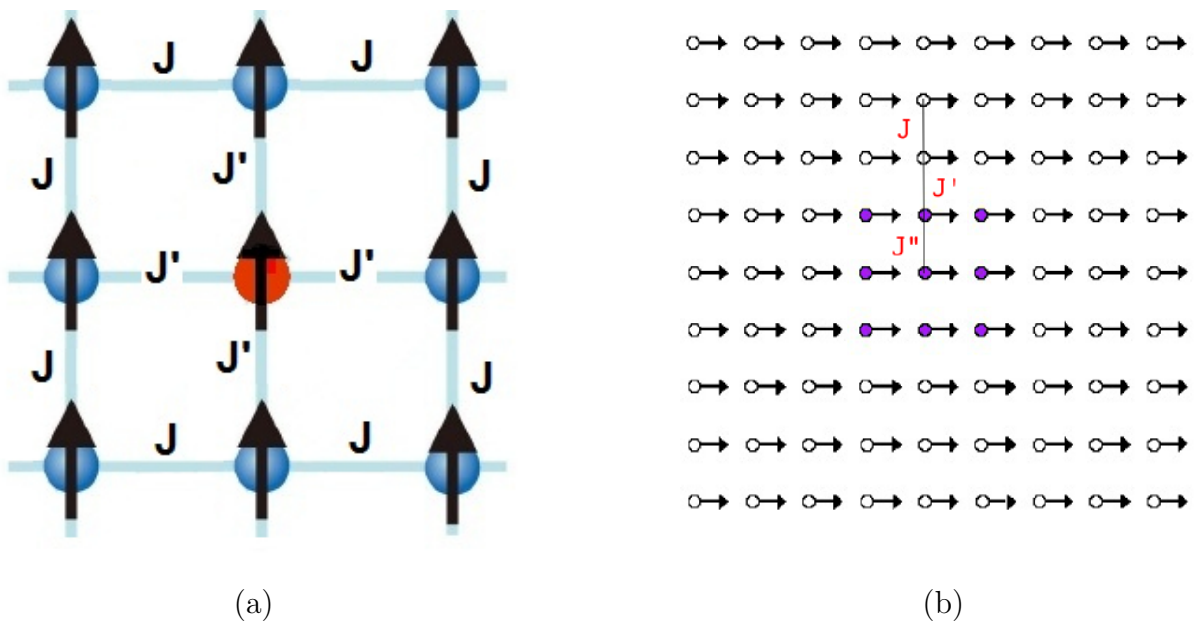


Figura 3.9: Representação da presença de impureza magnética em uma nanofita [8][38].

A figura 3.9 (a) mostra um sítio da nanofita que foi substituído por um outro material magnético, assim teremos uma nova constante de troca entre esse sítio e seus demais vizinhos denominada J' , enquanto entre os sítios que ainda são do material da nanofita, a constante de troca entre eles continua sendo J . Já na figura 3.9 (b) temos um exemplo com mais sítios de impureza (“cluster” de impurezas), em que, além das constantes de troca J (material-material) e J' (material-impureza), temos uma constante de troca J'' para a interação entre

os sítios que formam o “*cluster*” (impureza-impureza). Em trabalhos anteriores do nosso grupo, foi observado que uma impureza magnética pode atrair ou repelir a PDT, sendo essa resposta da PDT com a presença de uma impureza na rede dependente da razão entre a constante de troca da impureza com a do material J'/J [7]. Caso $0 < J'/J < 1$, a PDT será atraída pela impureza; para $J'/J > 1$ a PDT será repelida; para $J'/J = 0$ é como se existisse um buraco ou corte na nanofita, sendo esta a situação de maior atração; para $J'/J = 1$ não temos impureza na nanofita. A intensidade dos efeitos de atração e repulsão da impureza é que, para atração, o efeito é mais fraco quando $J'/J \rightarrow 1^-$ (tende a 1 por valores menores que 1) e, para repulsão, o efeito é mais fraco quando $J'/J \rightarrow 1^+$ (tende a 1 por valores maiores que 1). Este comportamento pode ser visto em detalhes nos trabalhos [6][7].

Capítulo 4

Modelagem computacional

A simulação computacional, entre outras aplicações, é um recurso bastante utilizado para prever fenômenos físicos com certa precisão. No estudo de materiais em nanoescala, as simulações computacionais tem um papel fundamental, pois podem orientar projetos experimentais custosos e longos. O auxílio das simulações para o estudo de nanomateriais tem suas limitações, tendo como principal o alto tempo computacional. O número de partículas em uma nanofita é imenso, tornando o seu estudo computacional inviável. Para diminuir o tempo computacional é feita uma aproximação micromagnética, tornando possível a obtenção de resultados ainda equivalentes aos observados experimentalmente. Em nosso estudo da dinâmica dos momentos magnéticos em uma nanofita foi utilizado um código computacional escrito em linguagem Fortran-90 desenvolvido pelo nosso grupo de pesquisa. Neste capítulo será discutido como foi feita essa aproximação micromagnética, como é estudada a dinâmica dos momentos magnéticos e a modelagem das nanofitas computacionalmente.

4.1 Simulação micromagnética

A principal ideia do micromagnetismo é tratar os materiais através de vetores de magnetização $\vec{M}(\vec{r}, t)$ de uma certa região composta de diversos momentos magnéticos, ao invés de tratá-los individualmente, reduzindo significativamente o tempo computacional desse tipo de estudo. Neste trabalho, a ideia para a caracterização dessas regiões com $\vec{M}(\vec{r}, t)$ cada é a mesma utilizada em trabalhos recentes do nosso grupo de pesquisa [7][13][14][25][39-43].

A aproximação micromagnética define uma região dentro do material magnético que chamaremos de célula, onde o vetor magnetização de cada uma é dado pela densidade volumétrica da soma de cada vetor momento magnético, ou seja

$$\vec{M}_i = \frac{1}{V} \sum_{k=1}^N \vec{\mu}_k^{\text{atom}} = \frac{1}{V} \vec{m}_i \quad , \quad (4.1)$$

sendo V o volume da célula micromagnética, N o número total de momentos magnéticos $\vec{\mu}_k^{\text{atom}}$ da célula e \vec{m}_i o vetor momento magnético resultante da soma de todos os momentos magnéticos que compõem a célula. Considerando que o número de momentos magnéticos em cada célula é igual, podemos definir

$$\vec{M}_i = M_s \hat{m}_i \quad , \quad (4.2)$$

onde M_s é a magnetização de saturação, logo, a partir da equação (4.2), o momento magnético de cada célula é dado por

$$\vec{m}_i = V \vec{M}_i = V (M_s \hat{m}_i) = m_{\text{cel}} \hat{m}_i \quad , \quad (4.3)$$

com m_{cel} sendo o módulo do momento magnético. A figura 4.1 mostra uma representação da ideia da aproximação micromagnética, onde temos uma área bidimensional dividida em várias outras área menores, que representam a célula com parâmetro de rede a , ou seja, seu volume é dado por a^3 . Em (a) uma representação dos momentos magnéticos reais em grande escala. Cada uma das células micromagnéticas possuem uma certa quantidade de momentos magnéticos orientados praticamente na mesma direção e sentido, onde a média dos vetores momento magnético nos dá um vetor magnetização resultante, que é representado em (b). O parâmetro de rede a da célula micromagnética deve ser escolhido levando em consideração um parâmetro conhecido como *comprimento de troca* λ_{exc} , que depende do material utilizado e nos fornece o alcance máximo da interação de troca entre os momentos magnéticos do material, dado por

$$\lambda_{\text{exc}} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad , \quad (4.4)$$

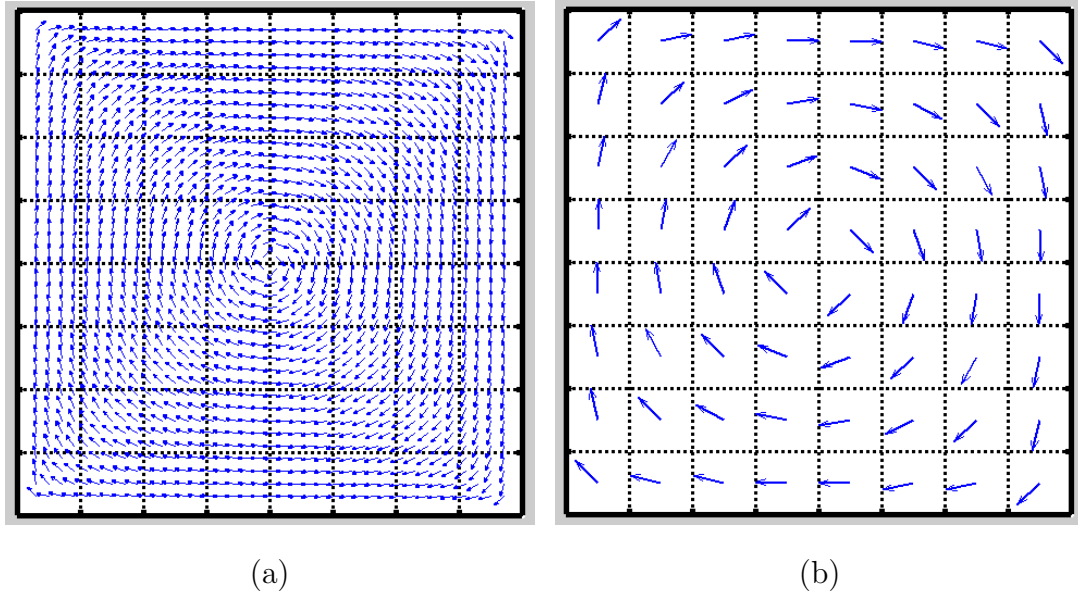


Figura 4.1: Representação da aproximação micromagnética. Em (a) os vetores momentos magnéticos que representam as células reais e em (b) os vetores magnetização das células micromagnéticas [13].

que depende da rigidez do vetor magnetização A e da magnetização de saturação M_s do material. Para o Permalloy-79 (Py-79), que é o material utilizado nas simulações, a rigidez do vetor magnetização é $A = 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ e a magnetização de saturação $M_s = 8,6 \cdot 10^5 \text{ A/m}$, resultando assim em um comprimento de troca $\lambda_{exc} = 5,3 \text{ nm}$.

O parâmetro de rede a da célula deve respeitar a condição de que $a < \lambda_{exc}$, garantindo que os momentos magnéticos de cada célula estejam praticamente na mesma direção e sentido. O valor do parâmetro de rede escolhido nas simulações desse trabalho foi $a = 5 \text{ nm}$. As células reais do Py-79 tem estruturas do tipo conhecido como cúbica de face centrada (*Face Centred Cubic*, FCC), ilustrado na figura 4.2, onde os átomos estão distribuídos em cada vértice e no centro das faces de um cubo [44]. Dessa forma, cada átomo na rede possui 12 primeiros vizinhos. O parâmetro de rede da célula real do Py-79 é $a_0 = 0,355 \text{ nm}$, com isso podemos estimar o número de células reais N_{cr} em uma nanofita com dimensões utilizadas no trabalho através do volume da nanofita V_n e volume da célula real V_c . Para a nanofita de maior dimensão com comprimento $L = 2505 \text{ nm}$, largura $w = 100 \text{ nm}$ e espessura $t = 5 \text{ nm}$, temos que

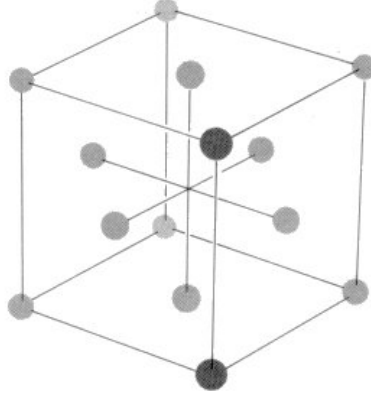


Figura 4.2: Ilustração de uma célula com estrutura cúbica de face centrada (FCC) [14].

$$N_{cr} = \frac{V_n}{V_{cr}} = \frac{2505 \cdot 100 \cdot 5}{0,355 \cdot 0,355 \cdot 0,355} \approx 2,8 \cdot 10^7 . \quad (4.5)$$

O cálculo computacional para um número de células na ordem de 10^7 seria inviável, isso sem contar que em uma célula real ainda temos 14 momentos atômicos. Para efeito de comparação, o número de células micromagnéticas N_{cm} com parâmetro de rede $a = 5\text{nm}$ nessa nanofita é

$$N_{cm} = \frac{V_n}{V_{cm}} = \frac{2505 \cdot 100 \cdot 5}{5 \cdot 5 \cdot 5} \approx 1,0 \cdot 10^4 , \quad (4.6)$$

resultando em uma redução considerável do número de interações a serem calculadas. Outro número interessante que pode ser calculado é o de momentos atômicos dentro de uma célula micromagnética N_{mcm} , para isso, é preciso calcular primeiro quantas células reais temos em uma célula micromagnética N_{cr-cm} por

$$N_{cr-cm} = \frac{V_{cm}}{V_{cr}} = \left(\frac{5}{0,355} \right)^3 \approx 2794 . \quad (4.7)$$

Colocando as células reais em uma rede, temos que um vértice e uma face são compartilhados com outras 8 e 2 células vizinhas, respectivamente, então para evitar contá-los várias vezes, iremos multiplicar o número de vértices de um cubo por um fator $(1/8)$ e o de faces por um fator $(1/2)$, logo temos que cada célula real na rede contribui com $[(1/8) \cdot 8 \cdot (1/2) \cdot 6] = 4$ momentos atômicos, assim o número de momentos atômicos em uma célula micromagnética é dado por

$$N_{mcm} = 4 \cdot N_{cr-cm} \approx 11.176 \approx 1,1 \cdot 10^4 \quad . \quad (4.8)$$

Por fim, pode-se estimar o número de momentos atômicos em uma nanofita N_{m-nano} . Fazendo para a nanofita de maior dimensão (2505x100x5nm), temos

$$N_{m-nano} = N_{cm} \cdot N_{mcm} = (1,0 \cdot 10^4) \cdot (1,1 \cdot 10^4) \approx 1,1 \cdot 10^8 \quad . \quad (4.9)$$

A temperatura de Curie para o Py-79 é de $T_c \approx 400^\circ\text{C}$ [44], isto é, a temperatura de transição magnética que afeta o ordenamento dos momentos magnéticos do material ferromagnético tornando-o um paramagnético, que é uma temperatura bem acima da temperatura ambiente ($T \approx 25^\circ\text{C}$). A temperatura média que um disco rígido (dispositivo de gravação de um computador) atinge em funcionamento gira em torno de 40°C utilizando sistemas básicos de refrigeração. Devido a essa grande diferença entre T_c e a temperatura que o material pode atingir na prática, o efeito da temperatura do material na dinâmica dos momentos magnéticos pode ser considerado nulo, o que é feito nas simulações utilizadas neste presente trabalho.

4.2 Hamiltoniana micromagnética

Para o estudo computacional, os momentos magnéticos das células micromagnéticas em uma nanofita de Py-79 são modelados por um hamiltoniana que leva em consideração a interação de troca (equação (2.28)) e a interação dipolar (equação (2.18)), onde

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}_{exc} + \mathcal{H}_{dip} \\ &= -\frac{J_{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{D_{cel}}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \quad , \quad (4.10) \end{aligned}$$

sendo J_{cel} a constante de troca entre células vizinhas, que pode ser obtida a partir do limite contínuo do modelo de Heisenberg isotrópico sobre um rede cúbica simples [44] dada por

$$J_{cel} = 2Aa \quad , \quad (4.11)$$

e D_{cel} a constante da interação dipolo-dipolo (equação (2.17)) entre as células dada por

$$D_{cel} = \frac{\mu_0 m_{cel}^2}{4\pi a^3} = \frac{\mu_0 (VM_s)^2}{4\pi a^3} = \frac{\mu_0 a^3 M_s^2}{4\pi} , \quad (4.12)$$

ambas com dimensão de energia. Para que a hamiltoniana seja integrável do ponto de vista computacional, precisamos deixar a equação (4.10) adimensional, logo

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= J_{cel} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{D_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\} \\ \frac{\mathcal{H}}{J_{cel}} &= -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{D_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] , \end{aligned} \quad (4.13)$$

onde podemos definir \mathcal{H} como a parte adimensional da hamiltoniana, portanto

$$\mathcal{H}_{exc} = J_{cel} \mathcal{H} , \quad (4.14)$$

assim temos

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{D_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] . \quad (4.15)$$

Ainda podemos usar a hamiltoniana da equação (4.15) para calcular o campo efetivo \vec{B}_i , que é o campo na posição \vec{r}_i da nanofita devido ao campo total gerado por todas as células do sistema, feito pela derivada

$$\vec{B}_i = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{m}_i} = -\frac{J_{cel}}{m_{cel}} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \hat{m}_i} = \frac{J_{cel}}{m_{cel}} \vec{b}_i , \quad (4.16)$$

sendo \vec{b}_i o campo efetivo local adimensional, que é dado por

$$\begin{aligned}
\vec{b}_i &= -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \hat{m}_i} \\
&= -\frac{\partial}{\partial \hat{m}_i} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{D_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\} \\
&= \frac{1}{2} \sum_{\substack{\langle j \rangle \\ j \neq i}}^N \hat{m}_j + \frac{D_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{3(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})\hat{r}_{ij} - \hat{m}_j}{(r_{ij}/a)^3} \right]. \tag{4.17}
\end{aligned}$$

Para o caso de existir impurezas na nanofita, é necessário adicionarmos alguns termos dependentes das constantes de troca possíveis entre os sítios na hamiltoniana da equação (4.13), de forma que teremos

$$\mathcal{H} = J_{cel} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \frac{J'_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{\langle i,j' \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_{j'} - \frac{J''_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{\langle i',j' \rangle} \hat{m}_{i'} \cdot \hat{m}_{j'} + \right. \tag{4.18}$$

$$\left. + \frac{D_{cel}}{2J_{cel}} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\}, \tag{4.19}$$

em que J_{cel} , J'_{cel} , J''_{cel} são as constantes de troca entre material-material, material-impureza e impureza-impureza, respectivamente. A constante de troca é dada em termos da rigidez do material A , de acordo com a equação (4.11). A ideia usada no código é que J' tenha um vínculo entre J e J'' , onde é usado $J' = \sqrt{J \cdot J''}$, dessa forma temos que quando $J > J'' \Rightarrow J > J' > J''$ e no caso de que $J < J'' \Rightarrow J < J' < J''$ [8].

4.3 Dinâmica de spin

Assim como feito para a hamiltoniana total do sistema, é preciso também tornar a equação da dinâmica de spin adimensional para que possa ser usada computacionalmente. Este cálculo foi colocado no Apêndice A, sendo que a equação adimensional da equação (2.32)

é dada por

$$\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} = \frac{1}{(\alpha^2 + 1)} \left[\vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} + \right. \\ \left. - (\alpha\beta + 1) \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} - \beta \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} \right], \quad (4.20)$$

sendo $w_0 = J_{cel}\gamma/m_{cel}$ a frequência angular de precessão do momento magnético. Para resolver equações diferenciais como da equação (4.20), o nosso programa utiliza dois métodos numéricos, o método de Runge-Kutta, que é o método de partida que nos dá uma solução da equação em qualquer instante apenas com as informações deste mesmo instante, e o método de previsão e correção de Adams-Bashforth-Moulton, que é um método de passos múltiplos, ou seja, que utiliza informações de instantes anteriores. Estes dois métodos são utilizados pois o método de Runge-Kutta tem um custo computacional maior que o método de previsão e correção, mas devido à necessidade deste último utilizar informações de instantes anteriores, o primeiro é necessário para os primeiros instantes, pois não são conhecidas outras informações além das informações iniciais do sistema [6][8][14].

Capítulo 5

Metodologia

Neste capítulo será detalhada a metodologia utilizada no trabalho. Primeiramente, a metodologia para o cálculo da energia de interação entre a PDT e o “*cluster*” de impurezas na nanofita. Por fim, os detalhes para considerarmos a aplicação de uma corrente de spin polarizada na nanofita. Antes disso, é preciso falar um pouco da parte inicial das simulações. São utilizados dois códigos escritos em linguagem Fortran-90, que chamaremos aqui de programa 1 e programa 2. Basicamente, o programa 1 é usado para modelar o material magnético em uma configuração inicial, como exemplo, a configuração inicial da nanofita utilizada nos cálculos é modelada com dois domínios magnéticos no eixo da nanofita e uma PDT com uma largura fixada, podendo ter ou não a presença de alguma impureza. Na figura 5.1 temos uma ilustração da configuração inicial da simulação de uma nanofita (a) sem impureza e (b) com a presença de um “*cluster*” impurezas, esta que está representada nos sítios com asterisco.

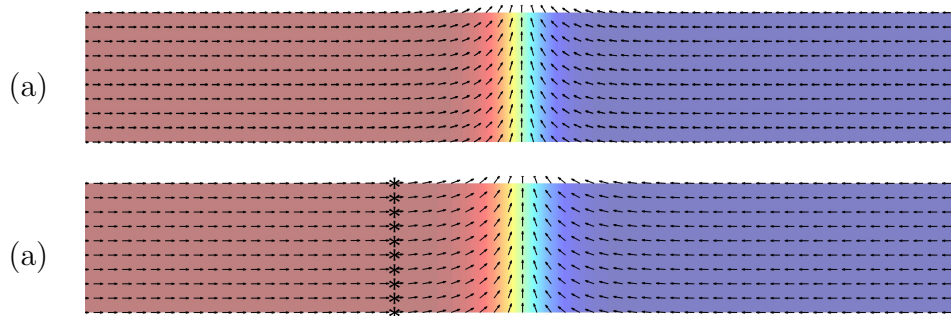


Figura 5.1: Configuração inicial dos momentos magnéticos na nanofita. Em (a) a uma nanofita com uma parede de domínio na configuração inicial e em (b) com a presença de uma fita de impureza magnética.

O programa 1 também é utilizado para obtermos a configuração de equilíbrio dos momentos magnéticos do material. O mesmo exemplo da figura 5.1 agora na configuração de equilíbrio é visto na figura 5.2.

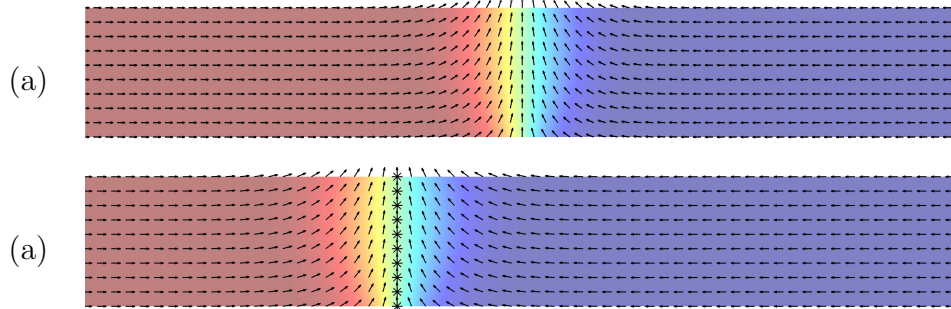


Figura 5.2: Configuração de equilíbrio dos momentos magnéticos na nanofita. Em (a) a PD encontrou o equilíbrio na sua posição em que foi previamente colocada e em (b) a PD foi atraída pela impureza. Em ambas, a largura da PD é maior do que na configuração inicial.

O programa 2 é utilizado para aplicar um campo magnético ou uma corrente de spin polarizada no material. Aqui será aplicado na nanofita uma corrente de spin polarizada, que tem sua intensidade dependente da densidade de corrente j_e .

Os parâmetros utilizados nos cálculos são do Permalloy-79, que é um material ferromagnético mole com fraca anisotropia magnetocristalina [41][44]. Nas figuras 5.1 e 5.2, cada seta dentro da material representa a magnetização de uma célula micromagnética de parâmetro de rede $a = 5\text{nm}$. Consideramos nanofitas de comprimento $2,505\ \mu\text{m}$, espessura de 5nm e larguras que variam de 50nm a 100nm . Consideramos também uma única PDT “*head-to-head*” em cada nanofita. O “*cluster*” de impurezas considerado foi em forma de uma fita, como representado na figura 5.3. Foram consideradas somente impurezas atrativas, isto é, $0 < J'/J < 1$. As larguras d dos “*cluster*” de impurezas utilizados foram de 5nm e 10nm . Na figura 5.3 temos um exemplo de impureza com largura $d = 10\text{nm}$.

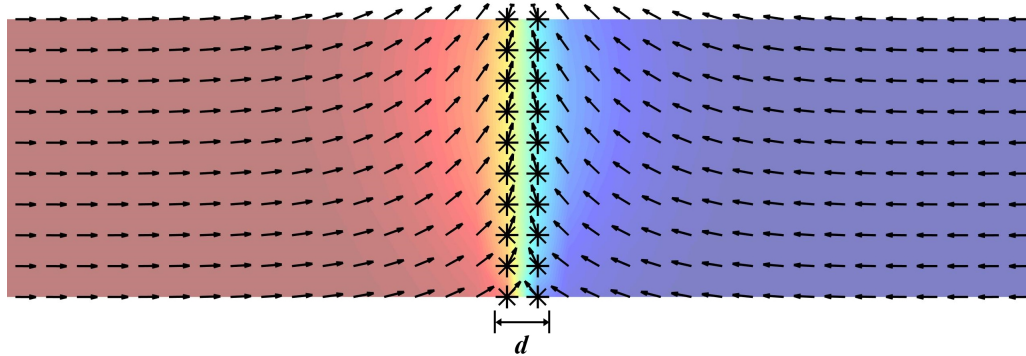


Figura 5.3: Representação da largura d da fita de impureza.

5.1 Energia de interação entre PDT e impureza

O cálculo da energia de interação entre a PDT e o “*cluster*” de impurezas é importante para determinarmos o alcance do potencial de interação.

Antes de calcular a energia de interação PDT-impureza, é preciso calcular o valor da energia do sistema em equilíbrio sem a presença da impureza. O sistema foi deixado relaxando por um tempo real de $t_r \approx 7\text{ns}$. A sequência de imagens da figura 5.4 mostra a PDT na nanofita em diferentes valores de t_r no processo de equilíbrio.

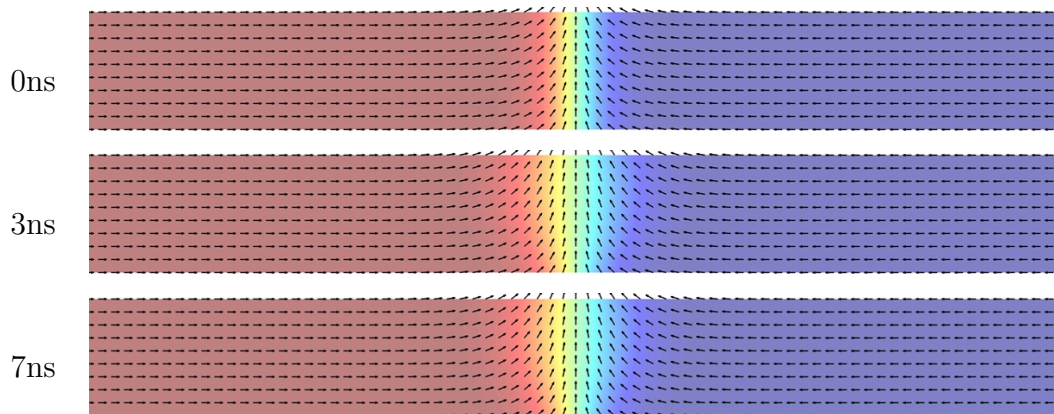


Figura 5.4: Sequência da evolução do equilíbrio da PD na nanofita.

Após o equilíbrio, calculamos a energia do sistema considerando diversas posições P_x do “*cluster*” de impurezas na nanofita. A posição inicial da impureza foi escolhida levando em conta uma distância em que certamente não haveria interação entre PDT e impureza, com esta sendo aproximada na direção da PDT de sítio em sítio. Algumas das posições da

impureza em que as energias de interação foram calculadas são ilustradas na figura 5.5.

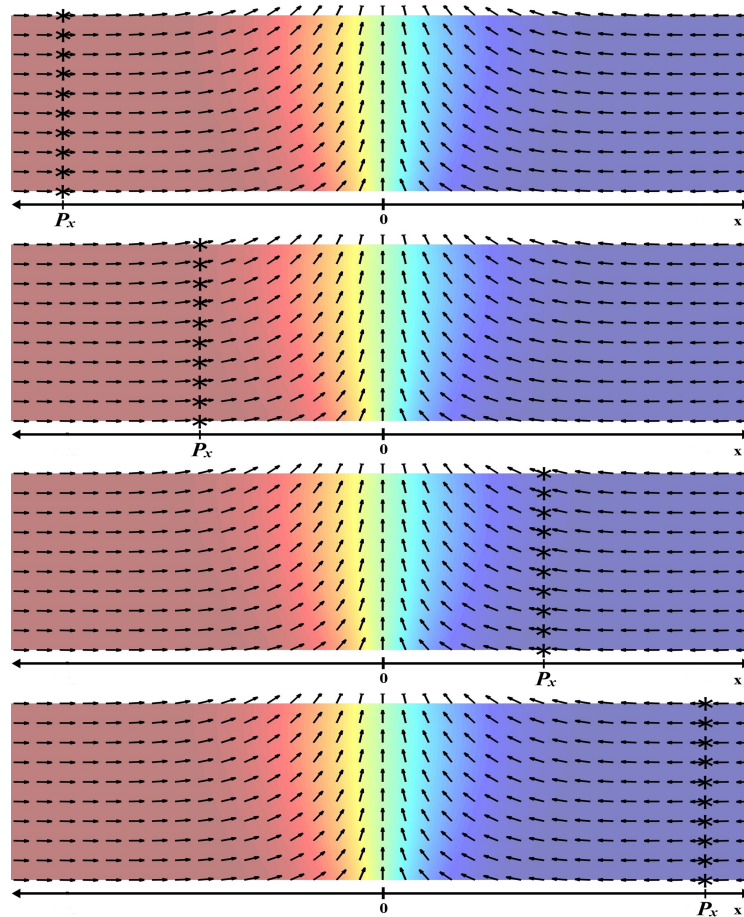


Figura 5.5: Representação esquemática de algumas posições P_x consideradas para o “cluster” de impurezas relativa à PDT.

Por fim, os valores da energia de interação são colocados em um gráfico em função da posição, sendo isso feito para cada dimensão de nanofita e tipo de impureza estudada.

5.2 Aplicação da corrente de spin polarizada na nanofita

A forma utilizada para movimentar a PDT na nanofita foi considerar a aplicação de um pulso de corrente de spin polarizada que exerce um torque nos momentos magnéticos que formam a PDT. Da mesma forma que foi feito na seção anterior, deixamos o sistema atingir

a configuração de equilíbrio na presença do “*cluster*” de impurezas. A PDT foi considerada inicialmente a uma pequena distância do “*cluster*” de impurezas, que está localizado no centro da nanofita. Como as impurezas são atrativas, observamos que na configuração de equilíbrio, a PDT fica presa no “*cluster*” de impurezas. A sequência da figura 5.6 mostra o processo de equilíbrio para $J'/J = 0,1$.

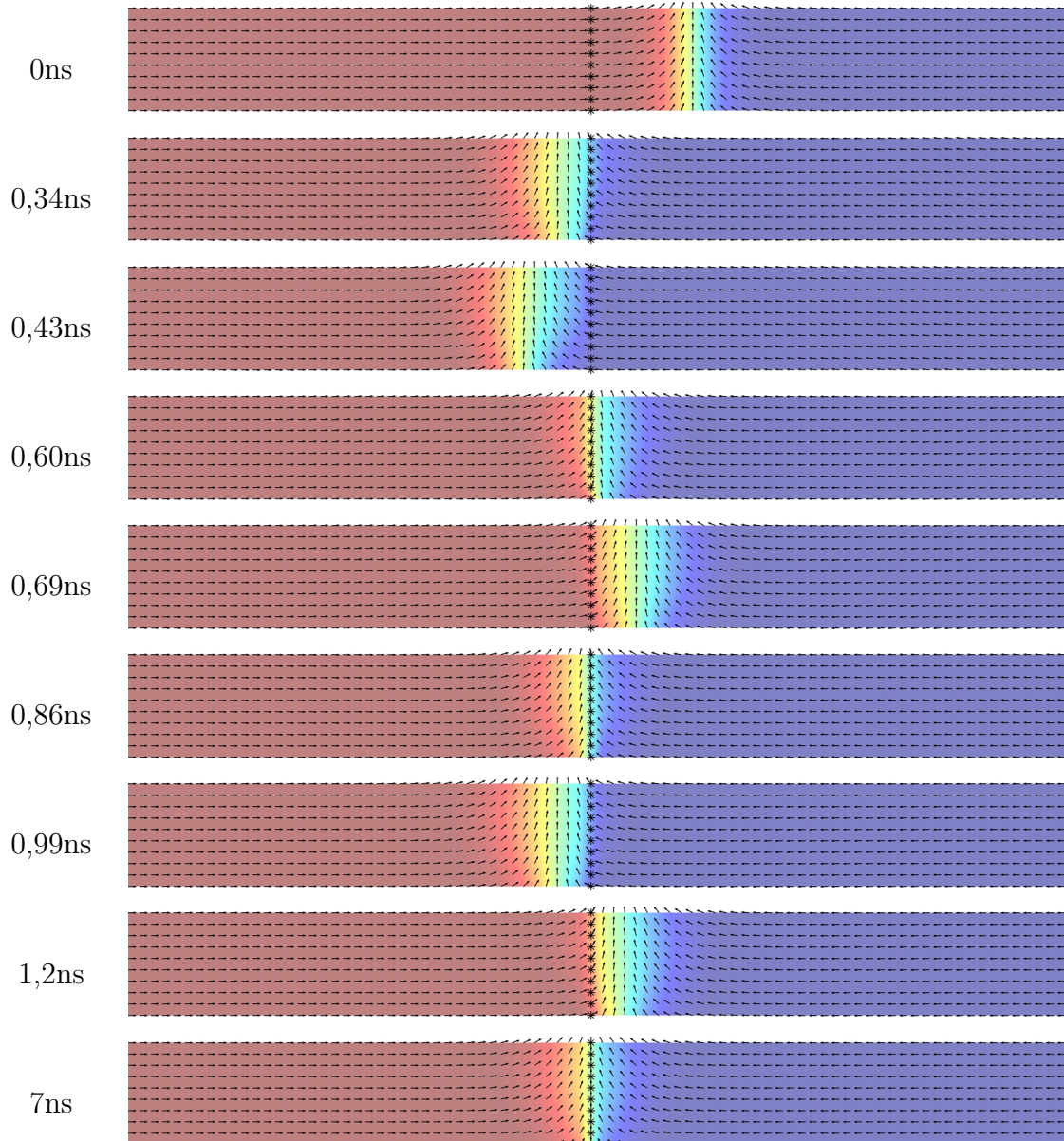


Figura 5.6: Sequência da evolução da PD na nanofita.

Após o equilíbrio, é aplicada a corrente de spin polarizada na direção do eixo da

nanofita da esquerda para a direita, como ilustrado na figura 5.7. A intensidade de corrente aplicada é definida mediante sua densidade de corrente j_e . Densidades de correntes altas podem causar efeito Joule, que é o aquecimento do material devido à passagem da corrente elétrica, o que pode alterar as propriedades magnéticas do material em caso de temperaturas elevadas. O valor máximo da densidade de corrente para o Py-79 é de $j_e^{\text{máx}} = 2,0 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ [45], por conta disso foram utilizadas neste trabalho pulsos de corrente com densidades variando entre $0,8 \leq j_e \leq 1,6 (10^{12} \text{ A/m}^2)$ e com duração de 1ns (nanosegundo).

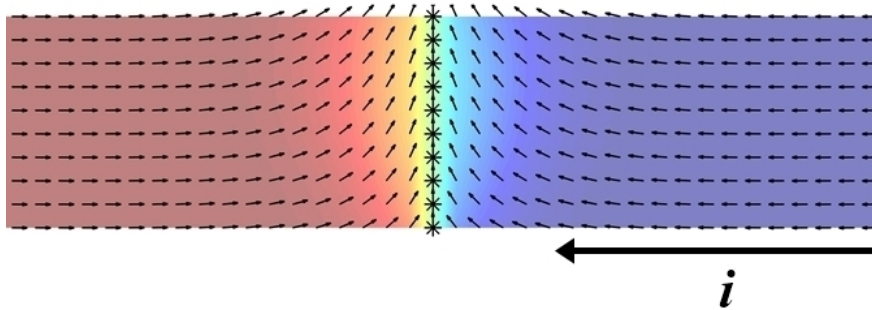


Figura 5.7: Representação da direção e sentido em que a corrente de spin polarizada \vec{i} é aplicada na nanofita.

Após a corrente de spin ser desligada, o sistema busca um equilíbrio, assim podemos observar o comportamento PDT, isto é, se ela continuará sendo atraída pela impureza ou se será “arrancada”¹ do “cluster” de impurezas.

¹Quando dito que a PDT foi “arrancada” da impureza, queremos dizer que, após a aplicação da corrente de spin, a PDT atingiu uma distância na nanofita em que a energia de interação com a impureza é nula.

Capítulo 6

Resultados e Discussões

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos em nosso trabalho. Apresentaremos resultados para o comportamento da energia de interação entre PDT e “cluster” de impurezas em função da distância entre eles, bem como o perfil desse potencial de interação. Apresentaremos também resultados com o comportamento da PDT, inicialmente presa ao “cluster” de impurezas, sob o efeito da aplicação de corrente de spin polarizada.

6.1 Energia de interação entre PDT e impureza

Os valores da energia de interação entre PDT e “cluster” de impurezas, com largura $d = 5\text{nm}$, para algumas larguras w da nanofita são apresentados nos gráficos da figura 6.1. Em (a) temos o gráfico para nanofita com largura $w = 50\text{nm}$, em (b) $w = 70\text{nm}$, (c) $w = 85\text{nm}$ e (d) $w = 100\text{nm}$. Comparando os gráficos, é possível ver que o mínimo do potencial de interação (quando a PDT está presa ao “cluster” de impurezas) diminui em valor absoluto quanto maior for a largura w da nanofita, o que certamente influenciará na velocidade que a PDT irá adquirir quando aplicada a corrente de spin. O “alcance” $P_{x\text{máx}}$ da interação PDT-impureza é maior quanto maior for a largura w da nanofita. A tabela 6.1 mostra um valor aproximado $P_{x\text{máx}}$ para cada largura w , que é a distância mínima que a PDT deve estar para não ter interação com a impureza, considerando todas as razões J'/J . Podemos observar que $P_{x\text{máx}}$ tende ao valor da largura w da nanofita a medida que w vai aumentando.

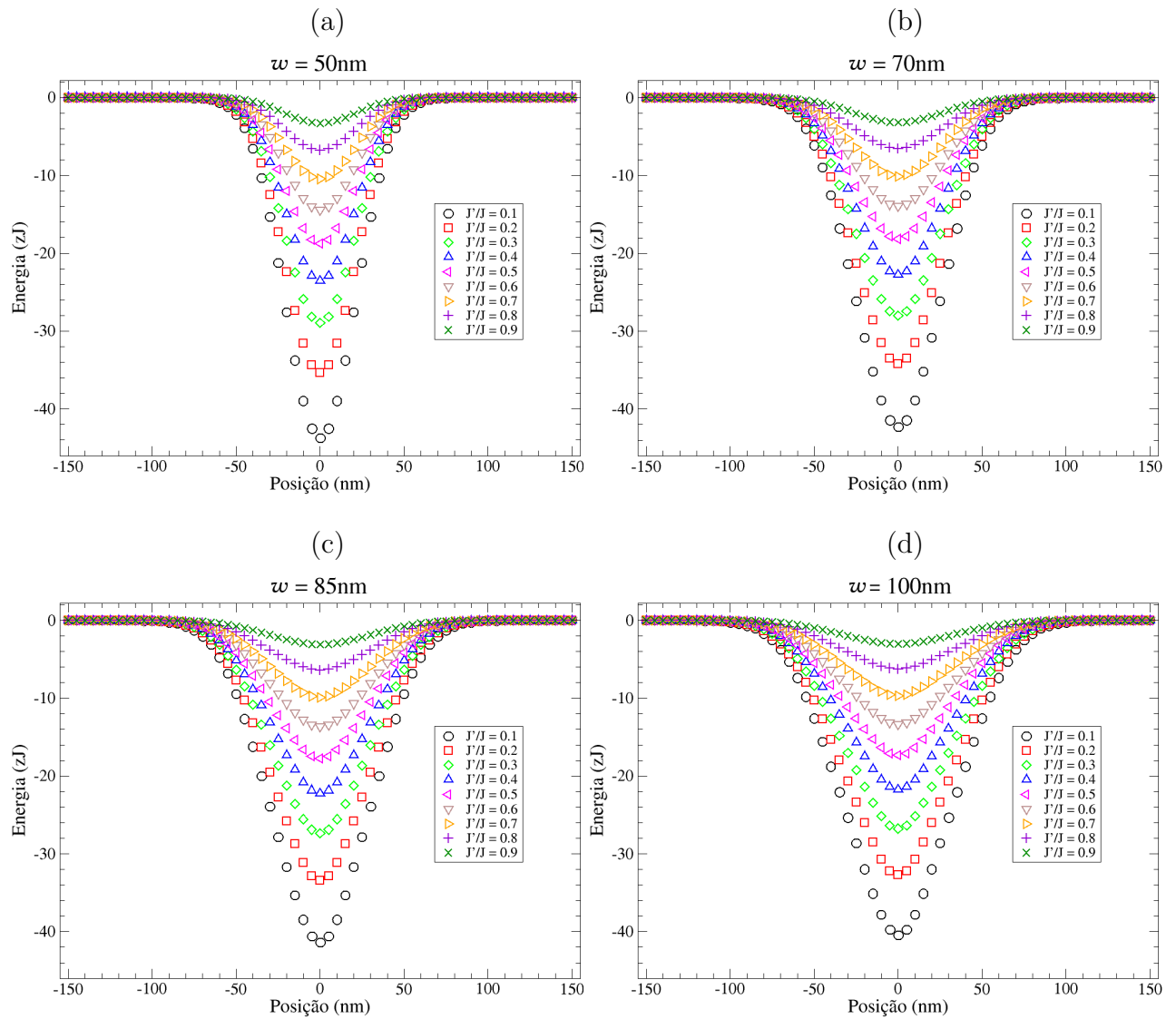


Figura 6.1: Gráficos da energia de interação PD-impureza para $d = 5\text{nm}$ para certos valores de larguras w da nanofita.

Largura w (nm)	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100
Distância $P_{x\text{máx}}$ (nm)	65	70	75	75	80	85	85	90	90	95	100

Tabela 6.1: Tabela com os valores de $P_{x\text{máx}}$ para $d = 5\text{nm}$.

Apresentamos a seguir os resultados para o potencial de interação PDT-impureza, considerando agora a largura do “cluster” de impurezas $d = 10\text{nm}$. Os gráficos da energia de interação da figura 6.2 são para as mesmas larguras w de nanofitas apresentadas na figura 6.1. Observamos que o mínimo do potencial aumenta o seu valor absoluto para todas as larguras w consideradas. Como podemos ver na figura 6.2 para $d = 10\text{nm}$, para os mesmos valores de J'/J , o valor absoluto do mínimo do potencial é cerca de 50% maior do que para $d = 5\text{nm}$. O valor de $P_{x\text{máx}}$ também aumentou para algumas larguras w da nanofita, mas

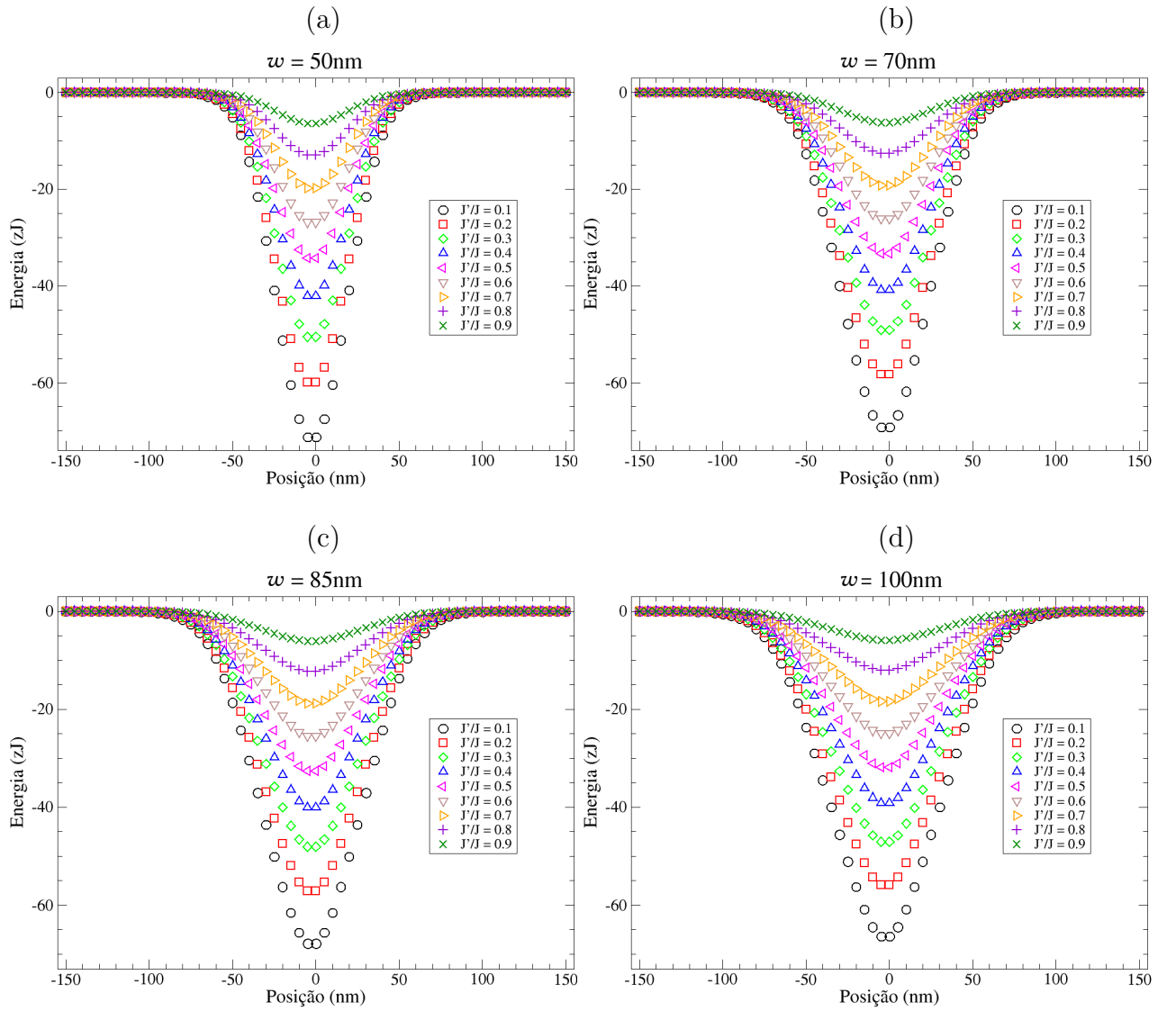


Figura 6.2: Gráficos da energia de interação PD-impureza para $d = 10\text{nm}$ para certos valores de larguras w da nanofita.

Largura w (nm)	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100
Distância $P_{x\text{máx}}$ (nm)	70	75	75	80	85	90	90	95	95	100	100

Tabela 6.2: Tabela com os valores de $P_{x\text{máx}}$ para $d = 10\text{nm}$.

ainda temos $P_{x\text{máx}} \rightarrow w$ para as maiores larguras w .

Comparando os valores das tabelas 6.1 e 6.2, não se tem grandes diferenças. Dessa forma, podemos observar que o valor do alcance da interação está relacionada principalmente com a largura da nanofita.

6.2 Aplicação da corrente de spin polarizada na nanofita

Agora, na situação em que a PDT se encontra em equilíbrio presa a um “*cluster*” de impurezas, vamos considerar a aplicação de um pulso de corrente de spin polarizada, com o intuito de arrancar a PDT do “*cluster*”. Vamos obter o valor mínimo da densidade de corrente, em função dos valores de J'/J e da largura w da nanofita. Realizamos simulações considerando basicamente dois valores para a largura do “*cluster*” de impurezas, $d = 5\text{nm}$ e $d = 10\text{nm}$.

Com a aplicação de um pulso de corrente de spin polarizada, para impurezas atrativas onde $J'/J \leq 0,7$, a PDT não foi arrancada da impureza em nenhuma das configurações com a densidade de corrente $j_e \leq 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$. Os resultados mostrados aqui serão para impurezas menos atrativas com $J'/J \geq 0,8$, onde se consegue arrancar a PDT com $j_e \leq 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$. Primeiramente serão apresentados nas figuras 6.3 e 6.4 os resultados para densidade de corrente $j_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ com largura do “*cluster*” de impurezas $d = 5\text{nm}$. Nestas figuras apresentamos a posição da PDT em função do tempo durante e após a aplicação do pulso de corrente. Observamos nos gráficos da figura 6.3, onde $J'/J = 0,8$, a densidade de corrente $j_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ não consegue arrancar a PDT do “*cluster*” de impurezas. Na figura 6.4, onde $J'/J = 0,9$, observamos que somente para largura de nanofita $w = 100\text{nm}$ a densidade de corrente $j_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ consegue arrancar a PDT.

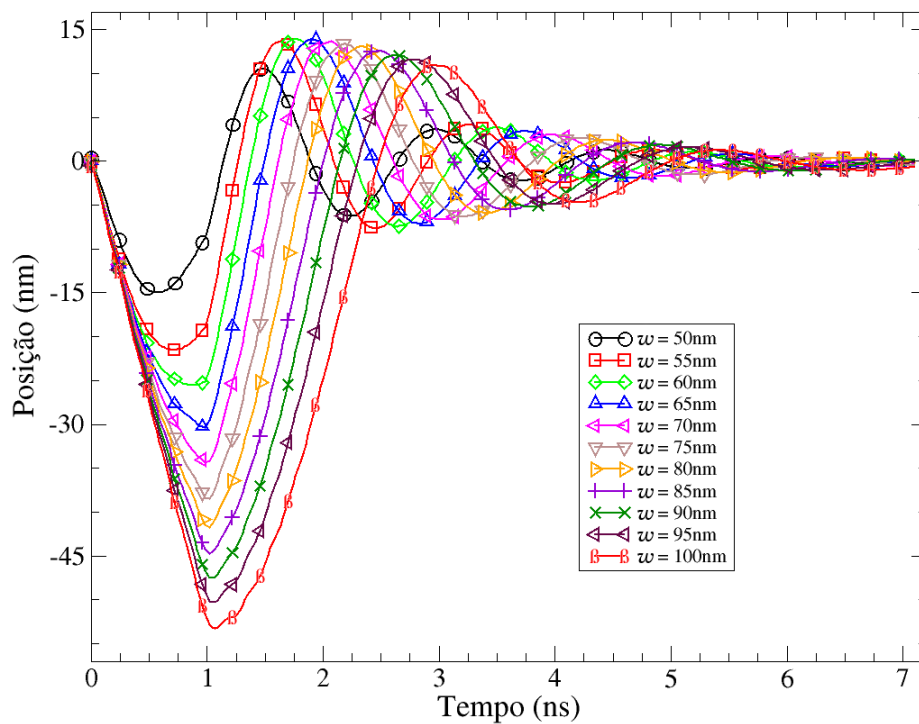


Figura 6.3: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,8$.

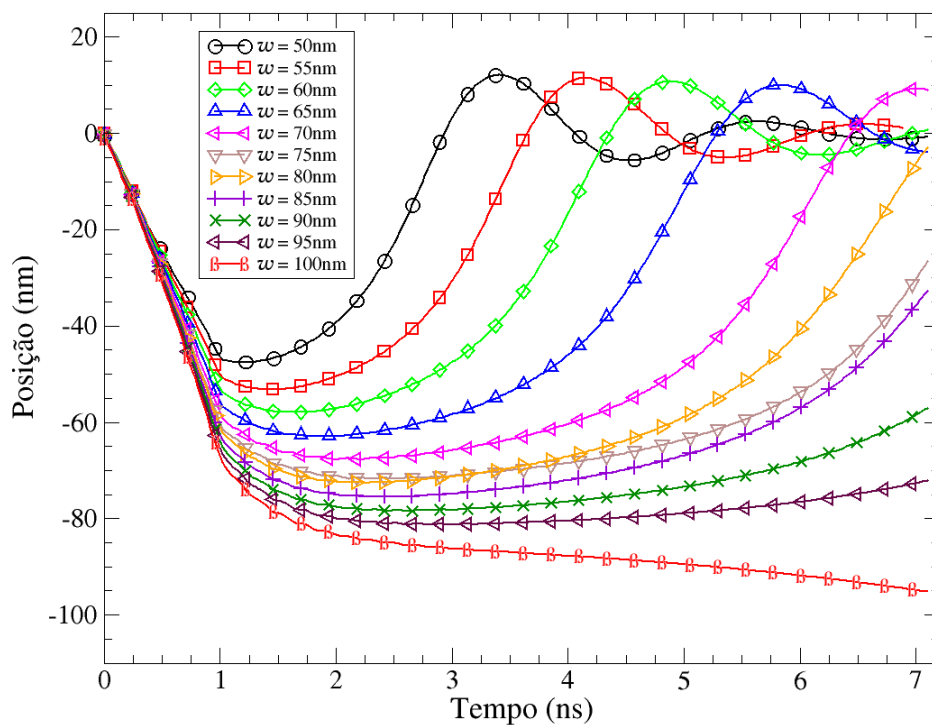


Figura 6.4: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,9$.

Aumentar a densidade de corrente para $j_e = 1,4 \cdot 10^{12}$ A/m² ainda não é suficiente para arrancar a PDT do “cluster” de impurezas com $J'/J = 0,8$, mas a distância em que a PDT alcançou em relação às distâncias para a densidade de corrente $j_e = 1,2 \cdot 10^{12}$ A/m² aumentou entre 10-20nm, o que pode ser observado na figura 6.5. Para $J'/J = 0,9$, as PDT foram arrancadas do “cluster” de impurezas após a aplicação do pulso de corrente com densidade $j_e = 1,4 \cdot 10^{12}$ A/m² para todas as larguras w consideradas, como pode ser observado na figura 6.6.

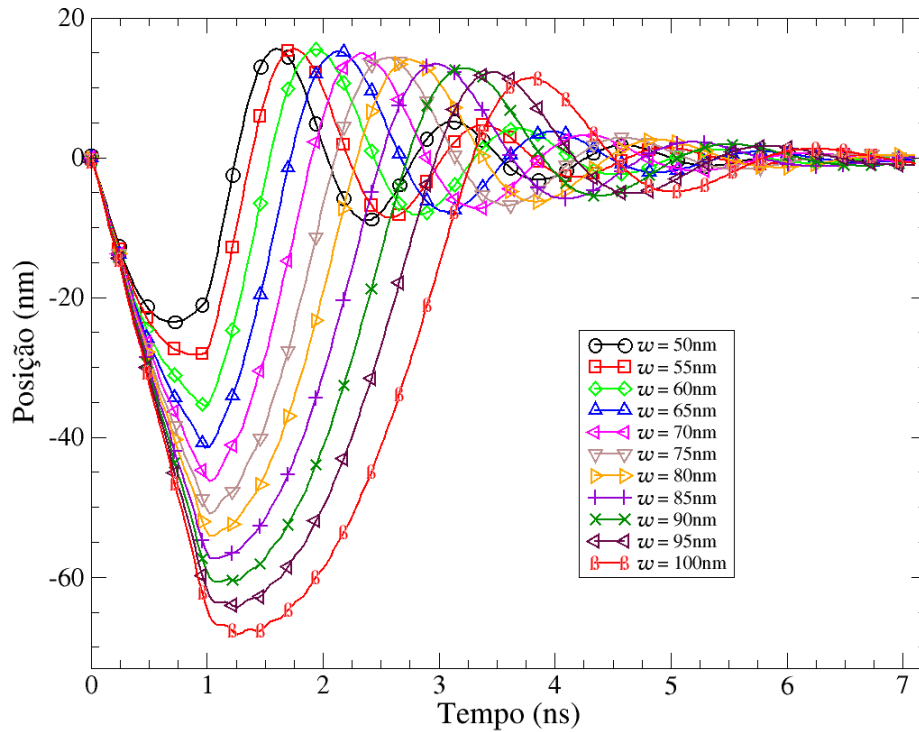


Figura 6.5: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5$ nm; $j_e = 1,4 \cdot 10^{12}$ A/m²; $J'/J = 0,8$.

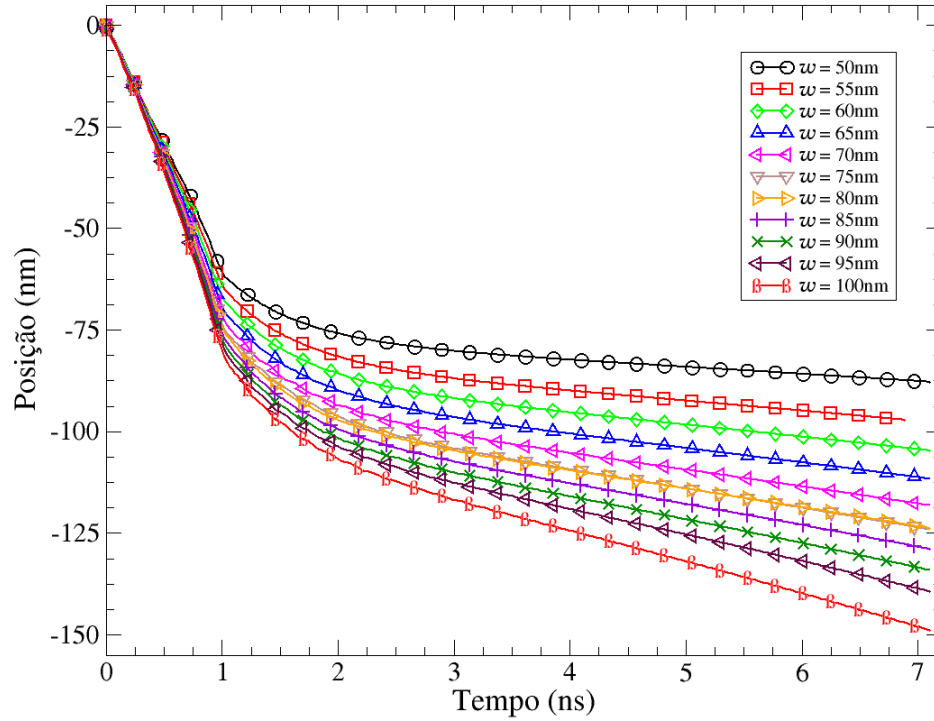


Figura 6.6: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,9$.

Apresentamos nas figuras 6.7 e 6.8 os resultados para a densidade de corrente $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$. Observamos na figura 6.7 que esta densidade consegue arrancar a PDT do “cluster” de impurezas com $J'/J = 0,8$ somente na nanofita de largura $w = 100\text{nm}$. Para $J'/J = 0,9$, podemos observar na figura 6.8 que com esta densidade de corrente consegue-se arrancar a PDT para todas as larguras w de nanofitas consideradas.

Ao aumentarmos a largura do “cluster” de impurezas para $d = 10\text{nm}$, arrancar a PDT da impureza fica mais difícil, mesmo para as densidade de corrente $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$. Para $J'/J = 0,8$ nenhuma PDT foi arrancada, como observado na figura 6.9. Para as impurezas menos atrativas ($J'/J = 0,9$), apenas para $w \geq 90\text{nm}$ a PDT foi arrancada utilizando $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$, como observado na figura 6.10.

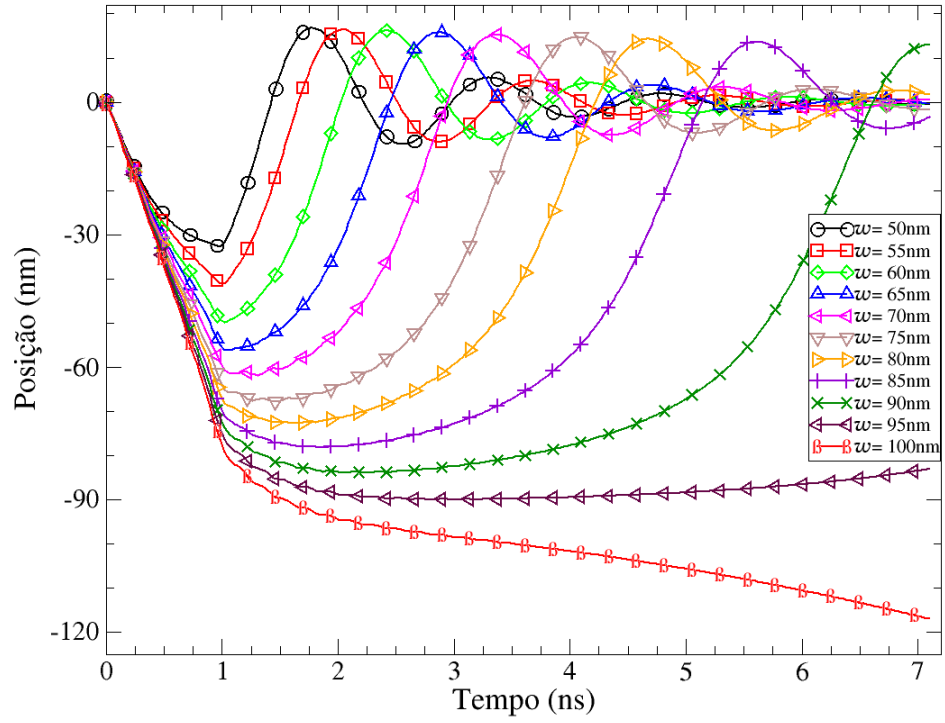


Figura 6.7: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,8$.

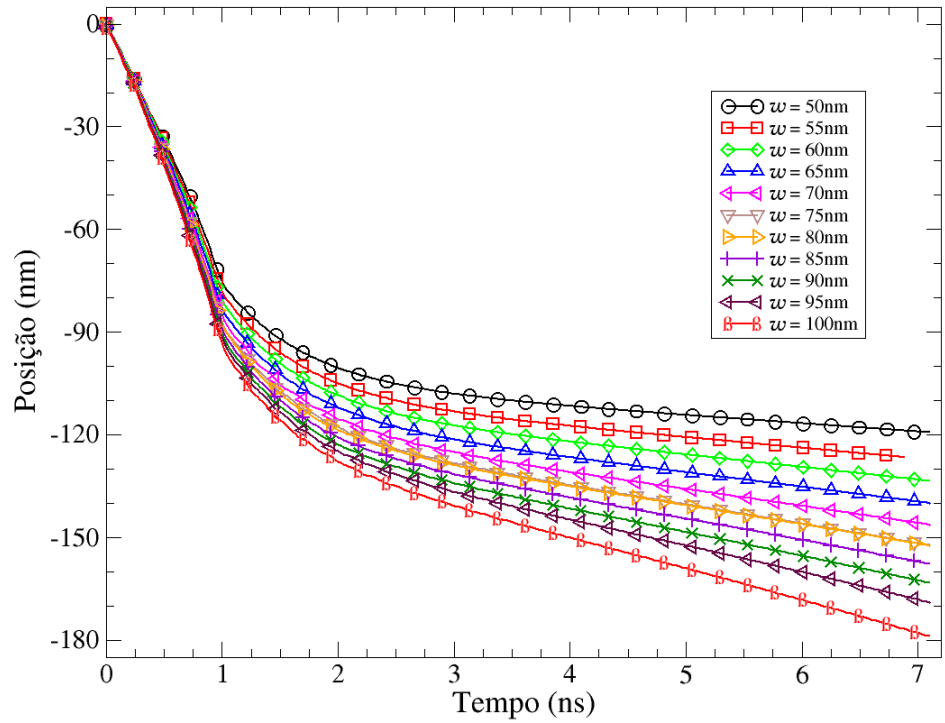


Figura 6.8: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 5\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,9$.

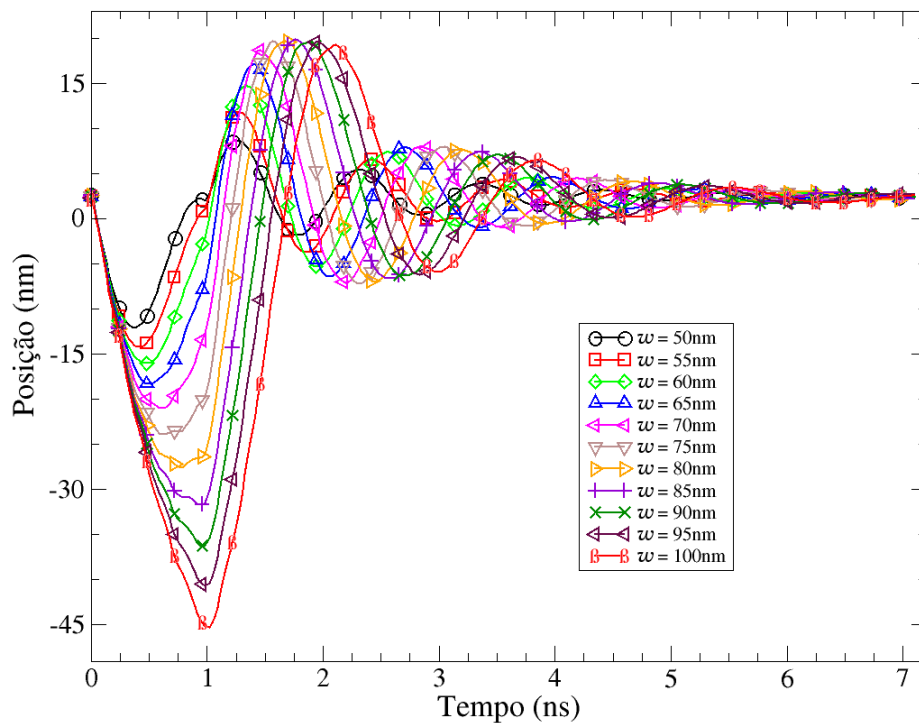


Figura 6.9: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d = 10\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J = 0,8$.

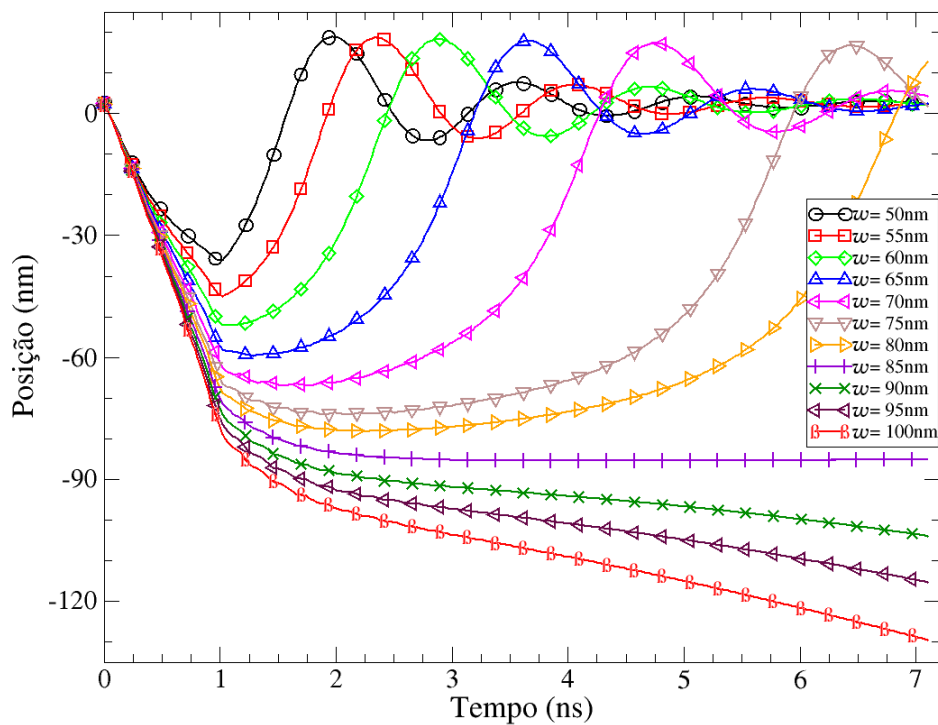


Figura 6.10: Gráfico da posição da PD em função do tempo para $d=10\text{nm}$; $j_e = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$; $J'/J=0,9$.

Capítulo 7

Conclusões e Perspectivas

Dos resultados apresentados na seção 6.1, observamos que o aumento da largura d do “cluster” de impurezas atrativas de 5nm para 10nm, o mínimo do potencial de interação entre PDT-impureza aumentou aproximadamente o dobro em valor absoluto para os mesmos J'/J . Observamos também que a distância máxima de interação $P_{x\text{máx}}$ entre PDT-impureza permaneceu aproximadamente a mesma para as diferentes larguras o “cluster”, mostrando que $P_{x\text{máx}}$ depende, principalmente, da largura w da nanofita.

Pelos nossos resultados, podemos observar que “cluster” de impurezas no formato de uma fita funcionam como uma boa forma de aprisionamento para PDT em comparação com impurezas pontuais [7][39]. Para um “cluster” de impurezas com largura $d = 5\text{nm}$ em que a razão das constantes de troca $J'/J = 0,9$, a aplicação de uma corrente de spin polarizada com densidade $j_e \geq 1,4 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$, é possível movimentar a PDT em nanofitas com larguras $w \geq 50\text{nm}$ sem que esse movimento seja limitado pela atração da impureza. Para razões $J'/J = 0,9$, a PDT só é arrancada de um “cluster” de impurezas com largura $d = 10\text{nm}$ em nanofitas com larguras $w \geq 90\text{nm}$ com aplicação de um pulso de corrente de densidade $j_e \geq 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$. Para razões $J'/J = 0,8$, conseguimos arrancar a PDT do “cluster” de impurezas apenas para densidade $j_e \geq 1,6 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ em nanofitas com largura $w = 100\text{nm}$. Para razões $J'/J \leq 0,7$, não se consegue arrancar a PDT do “cluster” de impurezas utilizando-se as densidades de corrente possíveis experimentalmente.

Uma possível alternativa para que a PDT seja arrancada da impureza para $J'/J \leq 0,7$ é a aplicação de pulsos de correntes em sentidos alternados no eixo da nanofita [46]. Na

figura 7.1, temos uma sequência que representa a aplicação de pulsos de corrente alternados na nanofita.

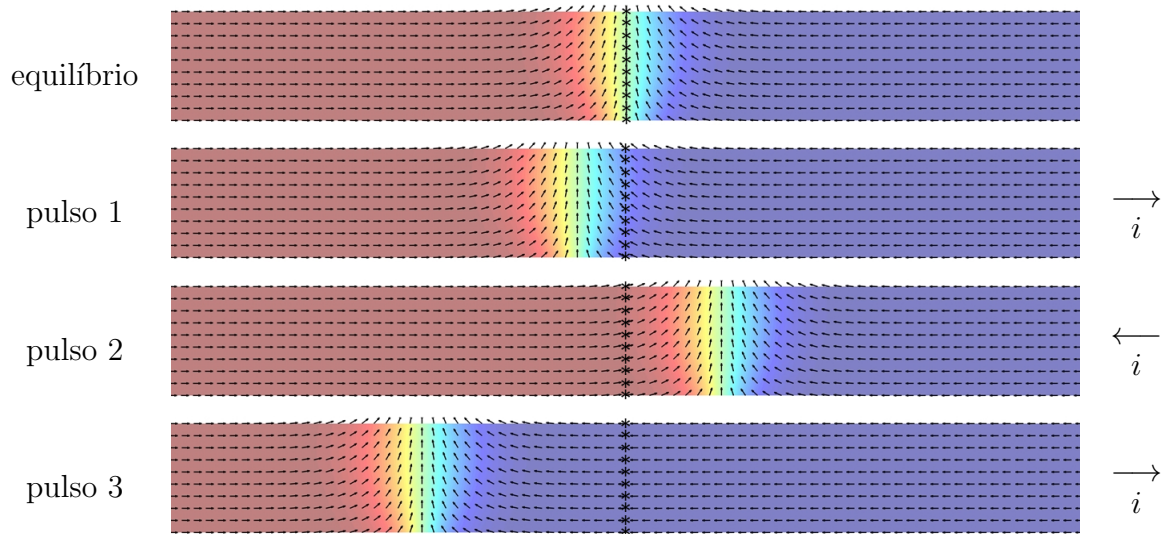


Figura 7.1: Sequência de figuras que representam a aplicação de pulsos de corrente alternados na nanofita.

Este estudo da dinâmica de uma parede de domínio com um “*cluster*” de impurezas na nanofita, se torna importante para futuros trabalhos que se assemelhem ainda mais com o dispositivo memória de pista. Mesmo um “*cluster*” de impurezas no formato de fita servindo bem como um meio de aprisionar uma PD, para o funcionamento do dispositivo de memória pista com esse tipo de “*cluster*”, é preciso movimentar a PD para diferentes posições da nanofita. Na figura 7.2 temos uma ilustração de uma parede de domínio sendo movida, mediante aplicação de uma corrente de spin, de um “*cluster*” de impurezas para outro que estão separados a uma certa distância.

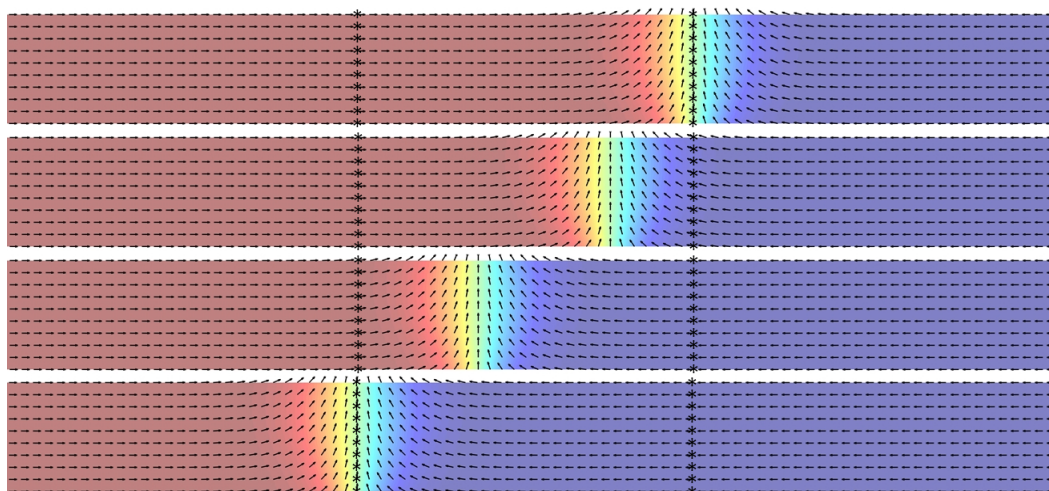


Figura 7.2: Sequência de figuras que ilustram o movimento da PD com a aplicação de um pulso de corrente de spin em uma nanofita com dois “cluster” de impurezas separados a uma certa distância.

Apêndice A

Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional

Aqui será feito o cálculo para tornar a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional para poder se resolvida computacionalmente. Equação dada por

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} ,$$

ou

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} . \quad (\text{A.1})$$

Fazendo o produto vetorial de \vec{M} com a equação (A.1), teremos

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

Usando a propriedade do produto vetorial

$$\vec{A} \times \vec{B} \times \vec{C} = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B}) , \quad (\text{A.3})$$

teremos que

$$\vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{M} \left(\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) - \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} (\vec{M} \cdot \vec{M}) . \quad (\text{A.4})$$

Devido ao fato de que a taxa de variação do momento magnético é sempre perpendicular a ele mesmo [6], temos que

$$\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = 0 , \quad (\text{A.5})$$

portanto o primeiro termo equação (A.4) é nulo, sendo dada por

$$\vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} (\vec{M} \cdot \vec{M}) = -\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} |\vec{M}|^2 = -\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} M_s^2 . \quad (\text{A.6})$$

Substituindo a equação (A.6) na equação (A.2)

$$\begin{aligned} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \left(\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \times \vec{M} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(-\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} M_s^2 \right) - \left(\frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) + \\ &\quad - \left(\frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) \\ &= \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \times \vec{M} - \alpha M_s \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \\ &\quad - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} . \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Substituindo agora a equação (A.8) no segundo termo da equação (A.1)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \times \vec{M} - \alpha M_s \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \\ &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha \gamma}{M_s} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \times \vec{M} - \alpha^2 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\alpha v_j}{M_s^3} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \\ &\quad - \frac{\alpha \beta v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} , \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

reorganizando os termos

$$\begin{aligned}
\alpha^2 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha\gamma}{M_s} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \times \vec{M} - \frac{\alpha v_j}{M_s^3} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \\
&\quad - \frac{\alpha\beta v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \\
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha\gamma}{M_s} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \times \vec{M} - \frac{\alpha v_j}{M_s^3} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} . \quad (\text{A.9})
\end{aligned}$$

Para a simulação micromagnética, temos que o vetor momento magnético $\vec{M} \equiv \vec{m}_i$, com seu módulo $M_s \equiv m_{cel}$ e o campo efetivo $\vec{H}_{eff} \equiv \vec{B}_i$, portanto a equação (A.9) se tornará

$$\begin{aligned}
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \vec{m}_i}{\partial t} &= \gamma \vec{B}_i \times \vec{m}_i + \frac{\alpha\gamma}{m_{cel}} \vec{m}_i \times \vec{B}_i \times \vec{m}_i - \frac{\alpha v_j}{m_{cel}^3} \vec{m}_i \times \vec{m}_i \times \vec{m}_i \times \frac{\partial \vec{m}_i}{\partial x} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) \frac{v_j}{m_{cel}^2} \vec{m}_i \times \vec{m}_i \times \frac{\partial \vec{m}_i}{\partial x} - \frac{\beta v_j}{m_{cel}} \vec{m}_i \times \frac{\partial \vec{m}_i}{\partial x} . \quad (\text{A.10})
\end{aligned}$$

Sabendo a partir da equação (4.3) e (4.14) que $\vec{m}_i = m_{cel} \hat{m}_i$ e $\vec{B}_i = (J_{cel}/m_{cel}) \vec{b}_i$, podemos substituir em (A.10)

$$\begin{aligned}
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial (m_{cel} \hat{m}_i)}{\partial t} &= \left[\gamma \left(\frac{J_{cel}}{m_{cel}} \vec{b}_i \right) \times (m_{cel} \hat{m}_i) \right] + \left[\frac{\alpha\gamma}{m_{cel}} (m_{cel} \hat{m}_i) \times \left(\frac{J_{cel}}{m_{cel}} \vec{b}_i \right) \times (m_{cel} \hat{m}_i) \right] + \\
&\quad - \left[\frac{\alpha v_j}{m_{cel}^3} (m_{cel} \hat{m}_i) \times (m_{cel} \hat{m}_i) \times (m_{cel} \hat{m}_i) \times \frac{\partial (m_{cel} \hat{m}_i)}{\partial x} \right] + \\
&\quad - \left[(\alpha\beta + 1) \frac{v_j}{m_{cel}^2} (m_{cel} \hat{m}_i) \times (m_{cel} \hat{m}_i) \times \frac{\partial (m_{cel} \hat{m}_i)}{\partial x} \right] + \\
&\quad - \left[\frac{\beta v_j}{m_{cel}} (m_{cel} \hat{m}_i) \times \frac{\partial (m_{cel} \hat{m}_i)}{\partial x} \right] \\
(\alpha^2 + 1) m_{cel} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t} &= J_{cel} \gamma \vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha J_{cel} \gamma \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha v_j m_{cel} \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) v_j m_{cel} \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} - \beta v_j m_{cel} \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \\
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t} &= \frac{J_{cel} \gamma}{m_{cel}} \vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha \frac{J_{cel} \gamma}{m_{cel}} \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha v_j \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) v_j \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} - \beta v_j \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} . \quad (\text{A.11})
\end{aligned}$$

De acordo com [14], definimos a frequência angular de precessão do spin por

$$w_0 = \frac{J_{cel} \gamma}{m_{cel}} , \quad (\text{A.12})$$

que tem dimensão de inverso do tempo [s^{-1}]. Substituindo (A.12) em (A.11), temos

$$\begin{aligned}
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t} &= w_0 \vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha w_0 \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha v_j \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) v_j \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} - \beta v_j \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} \\
\frac{(\alpha^2 + 1)}{w_0} \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial t} &= \vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha \frac{v_j}{w_0} \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) \frac{v_j}{w_0} \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} - \beta \frac{v_j}{w_0} \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x} . \quad (\text{A.13})
\end{aligned}$$

Definindo o incremento de tempo e espaço adimensional por

$$\begin{cases} \partial\tau = w_0 \partial t \\ \partial x' = \frac{1}{a} \partial x \end{cases} , \quad (\text{A.14})$$

com a sendo o parâmetro de rede da célula micromagnética de dimensão espacial. Substituindo as equações de (A.14) em (A.13), teremos finalmente

$$\begin{aligned}
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} &= \vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha \frac{v_j}{w_0} \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial (ax')} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) \frac{v_j}{w_0} \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial (ax')} - \beta \frac{v_j}{w_0} \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial (ax')} \\
(\alpha^2 + 1) \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} &= \vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} + \\
&\quad - (\alpha\beta + 1) \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} - \beta \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} , \quad (\text{A.15})
\end{aligned}$$

obtendo assim

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \hat{m}_i}{\partial \tau} &= \frac{1}{(\alpha^2 + 1)} \left[\vec{b}_i \times \hat{m}_i + \alpha \hat{m}_i \times \vec{b}_i \times \hat{m}_i - \alpha \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} + \right. \\
&\quad \left. - (\alpha\beta + 1) \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} - \beta \left(\frac{v_j}{aw_0} \right) \hat{m}_i \times \frac{\partial \hat{m}_i}{\partial x'} \right] , \quad (\text{A.16})
\end{aligned}$$

que é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert adimensional, onde o termo (v_j/aw_0) é adimensional pois (aw_0) tem dimensão de velocidade.

Referências Bibliográficas

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn. *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Physical Review B, vol 39, n° 7, 1989.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff. *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*. Physical Review Letters, vol 61, n° 21, 1988.
- [3] A. Thiaville, and Y. Nakatani. *Micromagnetics of Domain-Wall Dynamics in Soft Nanostrips*. In: *SHINJO, T. (Ed.). Nanomagnetism and Spintronics*. Amsterdam: Elsevier, 2009. p. 231-276.
- [4] G. S. D. Beach, M. Tsoi, and J. L. Erskine. *Current-induced domain wall motion*. J. Magn. Magn. Mat., v. 320, p. 1272-1281, 2008.
- [5] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas. *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*. Science, v. 320, p. 190-194, 2008.
- [6] V. A. Ferreira. Tese de Doutorado. *Estudo da Dinâmica da Parede de Domínio Transversal em Nanofios Magnéticos*. Departamento de Física, Instituto de Ciências Exatas (ICE) da Universidade Federal de Juiz de Fora, 2013.
- [7] V. A. Ferreira, D. Toscano, S. A. Leonel, P. Z. Coura, R. A. Dias, and F. Sato. *Transverse domain wall scattering and pinning by magnetic impurities in magnetic nanowires*. Journal of Applied Physics, v. 114, p. 013907, 2013.

- [8] D. Toscano. Tese de Doutorado. *Estudo via simulação computacional da dinâmica da magnetização em nanomagnetos contendo uma distribuição de impurezas magnéticas*. Departamento de Física, Instituto de Ciências Exatas (ICE) da Universidade Federal de Juiz de Fora, 2015.
- [9] K. Buschow, and F. Boer. *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers, 2003.
- [10] M. Getzlaff. *Fundamentals of Magnetism*. Germany: Springer, 2007, 384 p.
- [11] R. Eisberg, and R. Resnick. *Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas*. Editora Campus, 1979.
- [12] K. D. Machado. *Teoria Eletromagnética*. Editora UEPG, Ponta Grossa-PR, 2002.
- [13] D. Toscano. Dissertação de Mestrado. *Estudo via simulação computacional da formação de vórtice e do modo girotrópico em nanodiscos magnéticos*. Departamento de Física, Instituto de Ciências Exatas (ICE) da Universidade Federal de Juiz de Fora, 2011.
- [14] J. C. S. Gomes. Tese de Mestrado. *Estudo da dinâmica da parede de domínio transversal em nanofios magnéticos mediante aplicação de corrente de spin polarizada*. Departamento de Física, Instituto de Ciências Exatas (ICE) da Universidade Federal de Juiz de Fora, 2015.
- [15] L. Landau, and E. M. Lifshitz. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Phys. Z., v. 8, p. 153, 1935.
- [16] T. L. Gilbert. *A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials*. DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740 (2004).
- [17] M. d’Auino. Tese de Doutorado. *Nonlinear Magnetization Dynamics in Thin-films and Nanoparticles*. Facoltà di Ingegneria, Università degli Studi di Napoli “Federico II”, Nápolis, 2004.
- [18] L. Berger. *Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*. Journal of Applied Physics, 49(3):2156, 1978.

- [19] C. Zener. *Interaction Between the d Shells in the Transition Metals*. Phys. Rev. 81, 440 (1951).
- [20] G. S. D. Beach, M. Tsoi, and J. L. Erskine. *Current-induced domain wall motion*. DOI:10.1016/j.jmmm.2007.12.021 (2008).
- [21] Z. Li, and S. Zhang. *Domain-wall dynamics driven by adiabatic spin-transfer torques*. Physical Review B, 70, 024417, 2004.
- [22] J. Grollier, A. Chanthbouala, R. Matsumoto, A. Anane, V. Cros, F. Nguyen van Dau, and Albert Fert. *Magnetic domain wall motion by spin transfer*. Comptes Rendus Physique, v. 12, 309-317, 2011.
- [23] A. P. Guimarães. *Principles of Nanomagnetism*. New York: Springer, 2005. 221 p.
- [24] D. M. S. Vieira Júnior. Tese de Doutorado. *Estudo via simulação computacional do comportamento da magnetização de nanoilhas ferromagnéticas elípticas*. Departamento de Física, Instituto de Ciências Exatas (ICE) da Universidade Federal de Juiz de Fora, 2016.
- [25] D. S. Vieira Júnior, S. A. Leonel, R. A. Dias, D. Toscano, P. Z. Coura, and F. Sato. *Ground state study of the thin ferromagnetic nano-islands for artificial spin ice arrays*. Journal of Applied Physics, v. 116, p. 093901, 2014.
- [26] F. Bohn. Tese de Doutorado. *Propriedades estatísticas do ruído Barkhausen em materiais magnéticos artificialmente estruturados*. Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Rio Grande do Sul, 2009.
- [27] F. Beck. et al. *Stress dependence of the domain wall dynamics in the adiabatic regime*. J. Magn. Magn. Mat. v. 323, p. 268-271, 2011.
- [28] L. Thomas, and S. S. P. Parkin. *Current Induced Domain-Wall Motion in Magnetic Nanostructures*. In: H. Kronmuller, and S. S. P. Parkin (eds.). *Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Inglaterra: Wiley-Chichester, 2007, p. 942-982.

- [29] M. Negoita, T. J. Hayward, and D. A. Allwood. *Controlling domain walls velocities in ferromagnetic ring shaped nanowires*. Appl. Phys. Lett, v. 100, p. 072405, 2012.
- [30] T. A. Moore. et al. *Magnetic-field-induced domain-wall motion in permalloy nanowires with modified Gilbert damping*. Phys. Rev. B, v. 82, p. 094445, 2010.
- [31] D. Bedau, et al. *Quantitative Determination of the Nonlinear Pinning Potential for a Magnetic Domain Wall*. Phy. Rev. Lett., v. 101, p. 256602, 2008.
- [32] S. M. Ahn. et al. *Geometric dependence of static and kinetic pinning of domain walls on ferromagnetic nanowires*. J. Appl. Phys., v. 111, p. 07D309, 2012.
- [33] T.-A. Óvari, S. Corodeanu, and H. Chiriac. *Domain wall velocity in submicron amorphous wires*. Journal of Applied Physics, v. 109, p. 07D502, 2011.
- [34] A. Vogel. *Field- and current-induced domain-wall motion in permalloy nanowires with magnetic soft spots*. Appl. Phys. Lett., v. 98, p. 202501, 2011.
- [35] F. G. Sanchez et al. *Effect of cristalline defects on domain wall under fild and current in nanowires with perpendicular magnetization*. Phys. Rev. B., v. 81, p. 134408, 2010.
- [36] D. Bedau et al. *Detection of Current-Induced Resonance of Geometrically Confined Domain Walls*. Phys. Rev. Lett., v. 99, p. 146601, 2007.
- [37] M.-Y. Im et al. *Direct Observation of Stochastic Domain-Wall Depinning in Magnetic Nanowires*. Phys. Rev. Lett., v. 102, p. 147204, 2009.
- [38] J. H. Silva. Dissertação de Mestrado. *Estudo via simulação computacional do efeito de impurezas no modo girotrópico em nanodisco magnético*. Departamento de Física, Instituto de Ciências Exatas (ICE) da Universidade Federal de Juiz de Fora, 2011.
- [39] D. Toscano, V. A. Ferreira, S. A. Leonel, P. Z. Coura, F. Sato, R. A. Dias, and B. V. Costa. *Position of the transverse domain wall controlled by magnetic impurities in retangular magnetic nanowires*. Journal of Applied Physics, v. 115, p. 163906, 2014.

- [40] D. Toscano, S. A. Leonel, P. Z. Coura, F. Sato, R. A. Dias, and B. V. Costa. *Dynamics of the vortex core in magnetic nanodisks with a ring of magnetic impurities*. Applied Physics Letters, v. 101, p. 252402, 2012.
- [41] D. Toscano, S. A. Leonel, R. A. Dias, P. Z. Coura, and B. V. Costa. *Vortex core scattering and pinning by impurities in nonomagnets*. Journal of Applied Physics, v. 109, p. 076104, 2011.
- [42] J. H. Silva, D. Toscano, F. Sato, P. Z. Coura, B. V. Costa, and S. A. Leonel. *The influence of magnetic impurities in the vortex core dynamics in magnetic nano-disk*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, v. 324, p. 3083-3086, 2012.
- [43] D. S. Vieira Júnior, S. A. Leonel, D. Toscano, F. Sato, P. Z. Coura, and R. A. Dias. *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.
- [44] G. M. Wysing. *Vortex-in-nanodot potentials in thin circular magnetic dots*. Journal of Physics: Condensed Matter, v. 22, p. 376002, 2010.
- [45] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo. *Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires*. Physical Review Letters, v. 92, p. 077205, 2004.
- [46] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. Parkin. *Resonant Amplification of Magnetic Domain-Wall Motion by a Train of Current Pulses*. Science, v 315, p. 1553, 2007.